

XI Российская конференция по физике полупроводников

Санкт-Петербург, 16–20 сентября 2013

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург, 2013

УДК 53
ББК 223

Тезисы докладов XI Российской конференции по физике полупроводников (XI РКФП). —
СПб.: Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 2013. —с. 504.

ISBN 978-5-93634-033-3

Издание осуществлено на основе MS Word файлов, представленных авторами докладов.
В процессе верстки исправлены только ошибки стилового оформления.

Отдел научно-технической информации
ФТИ им. А.Ф. Иоффе
Политехническая, 26, 194021, СПб
Телефон: 812 297 2617
Факс: 812 297 1017
Эл. почта: v.grigoryants@mail.ioffe.ru

Организаторы

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
Научный совет РАН по физике полупроводников
Отделение физических наук РАН
при содействии
ЗАО «Интеллект»

Спонсоры

Российская академия наук
Российский фонд фундаментальных исследований
Фонд некоммерческих программ «Династия»
ООО «РТИ, криомагнитные системы»
ООО «Криотрейд»

Программный комитет

И.В. Кукушкин, *председатель*, ИФТТ РАН, Черноголовка
И.П. Акимченко, *ученый секретарь*, ОФН РАН, Москва

Ж.И. Алфёров, СПБАУ НОЦНТ РАН, СПб	<u>Ю.В. Копаев</u> , ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва
А.А. Андронов, ИФМ РАН, Нижний Новгород	П.С. Копьев, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб
А.Л. Асеев, ИФП СО РАН, Новосибирск	З.Ф. Красильник, ИФМ РАН, Нижний Новгород
В.А. Волков, ИРЭ РАН, Москва	В.Д. Кулаковский, ИФТТ РАН, Черноголовка
С.В. Гапонов, ИФМ РАН, Нижний Новгород	Ю.Г. Кусраев, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб
А.А. Гишпиус, ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва	И.Г. Неизвестный, ИФП СО РАН, Новосибирск
А.В. Двуреченский, ИФП СО РАН, Новосибирск	В.И. Окулов, ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
В.С. Днепровский, МГУ, Москва	Я.Е. Покровский, ИРЭ РАН, Москва
А.Г. Забродский, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб	А.А. Саранин, ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
С.В. Зайцев-Зотов, ИРЭ РАН, Москва	Н.Н. Сибельдин, ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва
Е.Л. Ивченко, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб	Р.А. Сурис, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб
А.А. Каплянский, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб	А.С. Терехов, ИФП СО РАН, Новосибирск
В.В. Кведер, ИФТТ РАН, Черноголовка	В.Б. Тимофеев, ИФТТ РАН, Черноголовка
Л.В. Келдыш, ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва	В.М. Устинов, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб
	Д.Р. Хохлов, МГУ, Москва
	А.В. Чаплик, ИФП СО РАН, Новосибирск
	В.И. Шашкин, ИФМ РАН, Нижний Новгород

Организационный комитет

А.Г. Забродский, *председатель*, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН
П.С. Копьев, *заместитель председателя*, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН
А.Ю. Маслов, *секретарь*, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН

И.П. Акимченко, ОФН РАН, Москва	В.И. Окулов, ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
В.Г. Григорьянц, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб	А.В. Новиков, ИФМ РАН, Нижний Новгород
А.В. Двуреченский, ИФП СО РАН, Новосибирск	Р.В. Парфеньев, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб
Е.А. Ефремова, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб	Н.Н. Сибельдин, ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва
В.А. Заяц, ОФН РАН, Москва	Р.А. Сурис, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб
Е.Л. Ивченко, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб	М.В. Разуваева, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб
П.С. Копьев, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб	Т.В. Тиснек, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб
З.Ф. Красильник, ИФМ РАН, Нижний Новгород	В.М. Устинов, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб
Е.В. Куницына, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб	В.Л. Шубин, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб
Ю.Г. Кусраев, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб	Д.Р. Хохлов, МГУ, Москва

Предисловие

В сборнике представлены 452 доклада, включенных в программу конференции, по следующим разделам:

1. **Объемные полупроводники:** электрические и оптические свойства, релаксация носителей, сверхбыстрые явления, экситоны, фононы, фазовые переходы, упорядочение
2. **Поверхность, пленки, слои:** эпитаксия, атомная и электронная структура поверхности, адсорбция и поверхностные реакции, процессы формирования (самоорганизации) нанокластеров, СТМ и АСМ, оптическая микроскопия ближнего поля
3. **Гетероструктуры и сверхрешетки:** структурные и оптические свойства, электронный транспорт, микрорезонаторы
4. **Двумерные системы:** структурные, электронные, магнитные свойства, туннелирование, локализация, фононы, плазмоны, квантовый эффект Холла, корреляционные эффекты
5. **Одномерные и нульмерные системы:** энергетический спектр, электронный транспорт, оптические свойства, локализация
6. **Спиновые явления, спинтроника, наномagnetизм**
7. **Примеси и дефекты (объемные полупроводники и квантово-размерные структуры):** примеси с мелкими и глубокими уровнями, магнитные примеси, структурные дефекты, неупорядоченные полупроводники
8. **Высокочастотные явления в полупроводниках (СВЧ и терагерцовый диапазон)**
9. **Органические полупроводники, молекулярные системы**
10. **Углеродные наноматериалы**
11. **Метаматериалы и фотонные кристаллы**
12. **Полупроводниковые приборы и устройства:** технология, методы исследования, наноприборы
13. **Наномеханика**
14. **Топологический изолятор**

На пленарных заседаниях конференции будут представлены два доклада, тезисы которых выделены в отдельный раздел.

Другие приглашенные доклады и работы, отобранные программным комитетом для устного представления, распределены по тематическим заседаниям. Этим докладам присвоены коды, построенные по следующему формату:

⟨день недели⟩-⟨зал⟩-⟨номер заседания⟩.⟨номер доклада⟩⟨статус доклада⟩

В соответствии с этим форматом код **Пн-А-2.1п** означает приглашенный доклад, представляемый в *понедельник, 16 сентября* на *2-м заседании в зале А, 3-м по счету.*

Тематики заседаний и их коды

Спинтроника I	Пн-А-2
Спинтроника II	Пн-А-3
Объемные полупроводники I	Пн-Б-1
Объемные полупроводники II	Пн-Б-2
Спинтроника III	Вт-А-1
Приборы и устройства I	Вт-А-2
Приборы и устройства II	Вт-А-3
Двумерные системы I	Вт-А-4
Одномерные и нульмерные системы I	Вт-Б-1
Поверхность, пленки, слои I	Вт-Б-2
Поверхность, пленки, слои II	Вт-Б-3
Наномеханика	Вт-Б-4
Приборы и устройства III	Ср-А-1
Приборы и устройства IV	Ср-А-2
Одномерные и нульмерные системы II	Ср-Б-1
Метаматериалы и фотонные кристаллы	Ср-Б-2
Приборы и устройства V	Чт-А-1
Двумерные системы II	Чт-А-2
Двумерные системы III	Чт-А-3
Топологический изолятор	Чт-Б-1
Поверхность, пленки, слои III	Чт-Б-2
Примеси и дефекты	Чт-Б-3
Гетероструктуры и сверхрешетки	Пт-А-2
Углеродные наноматериалы	Пт-Б-2

Стендовые сообщения будут представлены на трех сессиях, разнесенных по дням, каждая из которых включает работы по нескольким разделам (от 3 до 6), из числа четырнадцати, упомянутых выше. Первые слова описания разделов (выделенные полужирным шрифтом) вынесены в колонтитулы и оглавление.

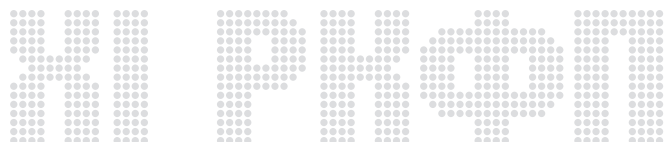
Коды стендовых сообщений образованы на основе следующего формата:

⟨день недели⟩-⟨номер тематики⟩.⟨номер сообщения⟩⟨с⟩

Здесь код **Пн-5.7с** обозначает стендовое сообщение, представляемое в *понедельник, 16 сентября*, по *разделу 5*, с *условным номером 7*.

Коды всех работ приведены в правом верхнем углу страницы тезисов.

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ



Фотогальваническая спектроскопия полупроводниковых наноструктур

Е.Л. Ивченко

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул. 26, С. Петербург, 194021

тел: (921)9869033, факс: (812) 297-1017, эл. почта: ivchenko@coherent.ioffe.ru

Представлен обзор работ по изучению фотогальванических эффектов в полупроводниковых гетероструктурах без центра инверсии и графене, а также эффекта увлечения электронов фотонами. Последовательно рассмотрены:

- 1) Спин-зависимые и орбитальные механизмы фотогальванических эффектов.
- 2) Эффект увлечения и краевые фототоки в графене.
- 3) Чисто спиновые и чисто орбитально-долинные фототоки.
- 4) Электронный храповик в квантовой яме с латеральным нецентросимметричным потенциалом.
- 5) Магнитоиндуцированные фотогальванические эффекты. Спин-поляризованные фототоки в разбавленных магнитных полупроводниках.
- 6) Обратный эффект — генерация спиновой поляризации электрическим током.

Литература

- [1] Е.Л. Ивченко, С.Д. Ганичев, Письма в ЖЭТФ **93**, 752 (2011).
- [2] J. Karch, S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko, J. Kamann, P. Olbrich, M. Utz, Z.D. Kvon, S.D. Ganichev, Phys. Rev. B **83**, 121312 (2011).
- [3] L.E. Golub, E.L. Ivchenko, Phys. Rev. B **84**, 115303 (2011).
- [4] A.V. Nalitov, L.E. Golub, E.L. Ivchenko, Phys. Rev. B **86**, 115301 (2012).
- [5] E.L. Ivchenko, phys. stat. sol. (b) **249**, 2538 (2012).
- [6] P. Olbrich, C. Zoth, P. Lutz, C. Drexler, V.V. Bel'kov, Ya.V. Terent'ev, S.A. Tarasenko, A.N. Semenov, S.V. Ivanov, D.R. Yakovlev, T. Wojtowicz, U. Wurstbauer, D. Schuh, S.D. Ganichev, Phys. Rev. B **86**, 085310 (2012).
- [7] C. Drexler, S.A. Tarasenko, P. Olbrich, J. Karch, M. Hirmer, F. Müller, M. Gmitra, J. Fabian, R. Yakimova, S. Lara-Avila, S. Kubatkin, M. Wang, R. Vajtai, P.M. Ajayan, J. Kono, S.D. Ganichev, Nature Nanotechnology **8**, 104 (2013).

Квантовый компьютер: нынешнее состояние и перспективы

М.И. Дьяконов

Laboratoire Charles Coulomb, Université Montpellier II, CNRS, France

тел: +33 467 143 252, факс: +33 467 144 234, эл. почта: Michel.Dyakonov@univ-montp2.fr

В течение почти двадцати лет в научной и околонучной литературе постоянно говорится о квантовых вычислениях и об ожидаемом в будущем квантовом компьютере, который приведет к новой технологической революции 21-го века. Ежедневно появляются две-три публикации, посвященных различным аспектам этой проблемы.

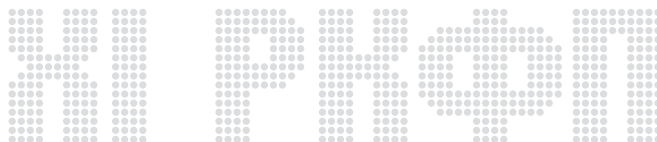
Автор принадлежит к незначительному меньшинству, считающему что в обозримом будущем квантовая революция не состоится [1–3]. Тем не менее, в этом докладе для физиков я постараюсь по возможности объективно рассказать о состоянии дел в этой области: истории вопроса, общих идеях, различных проектах конкретной реализации квантовых вычислений, экспериментах, и теории (составляющей основную массу всех публикаций).

Мы также обсудим что именно можно будет делать с помощью квантового компьютера, если, вопреки моим ожиданиям, он когда-нибудь все же будет построен.

Литература

- [1] M.I. Dyakonov, “Quantum computing: a view from the enemy camp”, in: *Future Trends in Microelectronics. The Nano Millennium*, S. Luryi, J. Xu, and A. Zaslavsky (eds.), p. 307, Wiley (2002); arXiv:cond-mat/0110326.
- [2] M.I. Dyakonov, “Is fault-tolerant quantum computation really possible?” in: *Future Trends in Microelectronics. Up the Nano Creek*, S. Luryi, J. Xu, and A. Zaslavsky (eds), p. 4, Wiley (2007); arXiv:quant-ph/0610117.
- [3] M.I. Dyakonov, “State of the art and prospects for quantum computing” in: *Future Trends in Microelectronics. Into the Cross Currents*, S. Luryi, J. Xu, and A. Zaslavsky (eds.), to be published, arXiv:quant-ph/1212.3562.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ СЕССИИ



Когерентная спиновая динамика в полупроводниковых наноструктурах

М.М. Глазов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812) 247-2245, факс: (812) 247-1017, эл. почта: glazov@coherent.ioffe.ru

Исследования спиновых явлений в полупроводниках начались в конце 60-х годов прошлого века, после обнаружения эффекта оптической ориентации спинов электронов в кремнии. Бурный интерес к изучению динамики спинов в объемных полупроводниках и полупроводниковых низкоразмерных системах возродился в конце 90-х годов прошлого века. С тех пор большое внимание уделяется поиску немагнитных методов сверхбыстрого управления спинами электронов и дырок, а также систем, где время жизни неравновесного спина достигает предельных значений. Такие структуры могут найти применение в будущих приборах спинтроники, использующих спиновую степень свободы электрона наряду с его зарядом для обработки информации.

Особый интерес привлекают структуры с однократно заряженными квантовыми точками, где локализация электронов приводит к подавлению спин-орбитального взаимодействия, а времена спиновой релаксации носителей заряда могут достигать миллисекунд. В докладе приводится обзор теоретических и экспериментальных достижений в изучении спиновой динамики электронов и электрон-дырочных комплексов в таких системах.

Основное внимание будет уделено следующим явлениям:

1. Оптическая ориентация спинов резидентных электронов при резонансном возбуждении трионов в квантовых точках.
2. Эффекты фарадеевского и керровского вращения, а также эллиптичность, индуцированные спиновой поляризацией электронов и трионов.
3. Управление электронными спинами короткими циркулярно и линейно поляризованными оптическими импульсами.
4. Эффекты синхронизации мод спиновой прецессии, резонансного спинового усиления и подстройки частот прецессии спинов электронов, обусловленной сверхтонким взаимодействием с ядрами решетки.
5. Спиновые флуктуации в ансамблях квантовых точек.

Литература

- [1] A. Greilich, R. Oulton, E.A. Zhukov, I.A. Yugova, D.R. Yakovlev, M. Bayer, A. Shabaev, A.I.L. Efros, I.A. Merkulov, V. Stavarache, D. Reuter, and A. Wieck, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 227401 (2006).
- [2] A. Greilich, D.R. Yakovlev, A. Shabaev, A.I.L. Efros, I.A. Yugova, R. Oulton, V. Stavarache, D. Reuter, A. Wieck, and M. Bayer, *Science* **313**, 341 (2006).
- [3] A. Greilich, A. Shabaev, D.R. Yakovlev, A.I.L. Efros, I.A. Yugova, D. Reuter, A.D. Wieck, and M. Bayer, *Science* **317**, 1896 (2007).
- [4] A. Greilich, Sophia E. Economou, S. Spatzek, D.R. Yakovlev, D. Reuter, A.D. Wieck, T.L. Reinecke, and M. Bayer, *Nat. Phys.* **5**, 262 (2009).
- [5] I.A. Yugova, M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, and A.I.L. Efros, *Phys. Rev. B* **80**, 104436 (2009).
- [6] M.M. Glazov, I.A. Yugova, and A.I.L. Efros, *Phys. Rev. B* **85**, 041303(R) (2012).
- [7] М.М. Глазов, *ФТТ* **54**, 3 (2012).

Новый класс полупроводниковых гетероструктур: квантовые ямы и квантовые точки первого рода с непрямой запрещенной зоной

Т.С. Шамирзаев

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

тел: (383)330-44-75, факс: (383) 333-27-71, эл. почта: tim@isp.nsc.ru

Экспериментально и теоретически обосновывается существование нового класса полупроводниковых гетероструктур — квантовых точек (КТ) первого рода, с непрямой запрещенной зоной.

Интересной особенностью КТ первого рода с непрямой запрещенной зоной является механизм излучательной рекомбинации экситонов. В докладе будет показано, что излучательная рекомбинация экситонов в таких КТ идет в за счет упругого рассеяния разницы между квазиимпульсом экситона и импульсом фотона на гетерогранице КТ/матрица. Вероятность рекомбинации определяется гладкостью локализуемого экситон потенциала, которая задается толщиной слоя твердого раствора переменного состава, формирующегося на гетерогранице КТ/матрица. Экспериментально показано, что время излучательной рекомбинации экситона в непрямозонных КТ первого рода может управляемо изменяться от нескольких десятков наносекунд до сотен микросекунд.

Гетероструктуры первого рода с непрямой запрещенной зоной могут быть также удобными объектами для экспериментального изучения физических процессов, изучение которых в других типах гетероструктур затруднено — например, спиновой релаксации локализованных в КТ экситонов. В хорошо изученных прямозонных полупроводниковых КТ первого рода времена рекомбинации экситонов лежат в наносекундном диапазоне, а подавление основных механизмов спиновой релаксации в КТ приводит к тому, что время жизни спиновых состояний экситонов в продольном магнитном поле становится заметно больше, чем время жизни экситона. В докладе приводятся результаты экспериментального исследования спиновой релаксации экситонов в непрямозонных InAs/AlAs КТ первого рода. Впервые определены зависимости времени спиновой релаксации T_1 от магнитного поля ($T_1 \sim B^{-5}$) и температуры ($T_1 \sim T^{-1}$) и получены прямые экспериментальные доказательства микросекундных времен жизни (>200 мкс) спиновой поляризации экситонов в КТ. Показано, что доминирующим механизмом спиновой релаксации локализованных в КТ экситонов является спин-решеточная релаксация с участием одного акустического фонона.

Работа поддержана РФФИ (проект 13-02-00073) и DFG (YA 65/14-1).

Оптическая накачка спинов марганца в GaAs:Mn

И.А. Акимов^{1,2}, М. Байер^{1,2}, Р.И. Джиоев¹, Е.А. Жуков², **В.Л. Корнев¹**, Ю.Г. Кусраев¹, В.Ф. Сапега¹, Д.Р. Яковлев^{1,2}

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021 Россия

²Технический университет Дортмунда, Отто-Ханн-штрассе 4, Дортмунд, 44227, Германия
тел: (812)292-73-96, факс: (812)297-10-17, эл. почта: korenev@orient.ioffe.ru

По мере увеличения плотности магнитной записи размеры запоминающих устройств уменьшаются, и становятся важны квантовые эффекты. Предельным случаем миниатюризации является изолированный спин. Парамагнитные центры в полупроводниках являются хорошим модельным объектом для изучения накачки, управления и детектирования спинов, поскольку центры изолированы от решетки полупроводника. К сожалению, прямая оптическая накачка спинов парамагнитных центров затруднена. С другой стороны, хорошо известно, что в полупроводниках типа GaAs легко осуществить оптическую ориентацию фотовозбужденных электронов. Идея заключается в том, чтобы использовать оптическую ориентацию фотовозбужденных электронов для генерации и детектирования спиновой поляризации парамагнитных центров в системе GaAs:Mn. Обменное взаимодействие позволяет передавать спин между электронами и магнитными ионами, что приводит к ряду интересных и нетривиальных явлений.

Работа посвящена оптическому созданию и считыванию неравновесной поляризации спинов марганца Mn^{2+} в умеренно легированном GaAs ($\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Мы используем комбинацию различных экспериментальных методов — рамановского рассеяния света с переворотом спина, время-разрешенной фотолюминесценции и Керровского вращения с временным разрешением в режиме накачка-зондирование. Это позволяет контролировать непосредственно эволюцию во времени электронной и марганцевой спиновых систем [1, 2]. Кроме того, рамановское рассеяние света с переворотом спина непосредственно дает количественную меру спиновой поляризации парамагнитных центров.

Показано, что обменное взаимодействие ионов марганца и спин-поляризованных электронов проводимости GaAs приводит к оптической накачке ионов марганца Mn^{2+} при приложении слабого магнитного поля, которое требуется для подавления спиновой релаксации Mn^{2+} . Оптически ориентированные ионы Mn^{2+} сохраняют спиновую поляризацию долгое время (\sim микросекунд) и возвращают ее обратно в электронную систему. Эта взаимосвязь приводит к ряду ярких эффектов, таких как неэкспоненциальный распад электронного спина и его прецессия в эффективном обменном магнитном поле марганца. Предложенный подход не ограничивается ионами марганца в GaAs, и может быть использован для изучения спин-систем других парамагнитных центров в полупроводниках. При этом сами центры могут не взаимодействовать непосредственно с электромагнитным полем оптического диапазона.

Литература

- [1] I.A. Akimov, R.I. Dzhioev, V.L. Korenev, V.F. Sapega, Yu.G. Kusrayev, D.R. Yakovlev, and M. Bayer, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 147402 (2011)
- [2] I.A. Akimov, V.I. Belotelov, A.V. Scherbakov, et al., *J. Opt. Soc. Am. B*, **29** A103-A118 (2012)

Высокотемпературные ферромагнитные полупроводники — полупроводники с магнитными нановключениями

Б.А. Аронзон¹, В.В. Рыльков¹, О.А. Новодворский², А.А. Лотин², А.С. Семисалова³, А.В. Кочура⁴, К.Г. Лисунов⁵, А.В. Лашкул⁵, Э. Лахдеранта⁵

¹НИЦ «Курчатовский институт», пл. Курчатова 1, Москва, 123182, Россия

²ИПЛИТ РАН, Шатура, Московская обл., 140700, Россия

³МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва 119991, Россия

⁴Юго-Западный Государственный Университет, Курск, 305040, Россия

⁵Технологический Университет Лаппеенранты, Fin-53851, Финляндия

тел: (499)196-76-84, эл. почта: aronzon@mail.ru

Многообещающая полупроводниковая спинтроника споткнулась о целый ряд проблем. Одна из них создание высокотемпературного ферромагнитного полупроводника, который мог бы послужить в качестве инжектора спин-поляризованных носителей заряда. Основные усилия исследователей в этом направлении направлены на попытки создания полупроводников, в которых ферромагнетизм обеспечивается обменным взаимодействием по механизму Зенера или РККИ между магнитными ионами, встроенными в совершенную кристаллическую решетку. В то же время существует другая возможность, при которой спиновая поляризация носителей заряда в кристалле обусловлена их взаимодействием с ферромагнитными нановключениями.

Мы исследовали несколько таких структур: кристаллы GaSb с наногранулами MnSb, InSb с включениями MnSb и Mn-димеров [1], системы на основе силицидов Mn с небольшими отклонениями от стехиометрии [2, 3], ZnO с нанокластерами Co [4]. Во всех этих системах мы наблюдали ферромагнетизм при комнатной температуре, которые проявлял себя не только в магнитометрических измерениях, но и в транспортных свойствах. В частности, мы наблюдали магнитный гистерезис в зависимости аномального эффекта Холла от магнитного поля. Каждая из этих систем обладает своими особенностями, но во всех случаях проявления ферромагнетизма в транспортных свойствах наблюдались лишь при достаточно высокой концентрации носителей заряда $n \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Одна из причин этого заключается в том, что при больших концентрациях Шоттки барьер, окружающий магнитные включения достаточно узок, и перестает препятствовать взаимодействию с ними носителей заряда. В докладе обсуждаются особенности свойств таких систем, в основном на примере InSb:Mn.

Аномальный эффект Холла может служить указанием на наличие спиновой поляризации носителей заряда и, таким образом, рассматриваемые системы могут оказаться пригодными в качестве спиновых инжекторов.

Литература

[1] A.V. Kochura, B.A. Aronzon, K.G. Lisunov et al., JAP **113**, 083905 (2013)

[2] B.A. Aronzon, V.V. Rylkov, S.N. Nikolaev, et al., PRB **84**, 075209 (2011)

[3] В.В. Рыльков, С.Н. Николаев, К.Ю. Черноглазов, Б.А. Аронзон и др., Письма в ЖЭТФ, **96**, 272 (2012)

[4] А.А. Лотин, О.А. Новодворский, Д.А. Зуев и др., ФТП, в печати.

Электрический и оптический методы регистрации спина свободных электронов в магнитных барьерах Шоттки

О.Е. Терещенко^{1,3}, А.С. Ярошевич¹, Д.В. Дмитриев¹, А.И. Торопов¹, Х. Li, G. Lampel³, Y. Lassailly³, D. Paget³, J. Peretti³

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

²Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

³Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France

тел: (383)330-44-75, факс: (383)330-27-71, эл. почта: teresh@isp.nsc.ru

В работе представлены результаты по изготовлению и изучению магнитных и электрофизических свойств барьеров Шоттки на основе границы раздела Pd/Fe/GaAs, а также исследованию инжекции спин-поляризованных электронов с целью создания эффективных спин-детекторов. Детектор спина электронов (спиновый анализатор) на основе структуры Pd/Fe/GaAs(001) является альтернативой известным детекторам Мотта и может использоваться для измерения среднего спина свободных электронов в вакууме.

Для изготовления барьеров Шоттки на основе Fe/GaAs были реализованы три границы раздела между металлом и GaAs. Напыление Fe происходило на поверхность GaAs(001): (1) покрытую оксидом, который приготавливался по стандартной методике окисления арсенида галлия в потоке кислорода под действием ультрафиолетового излучения (UVOCS); (2) на чистую поверхность с реконструкциями (2x4) и (4x2), которые приготавливались обработкой в растворе HCl-ИПС и последующим прогревом в вакууме при T=450 и 550°C, соответственно; (3) на поверхность арсенида галлия пассивированную азотом в растворе гидразина. После напыления железа (0.5–5 нм), на поверхность напылялся палладий для защиты железа от окисления на воздухе. Электрофизические параметры барьера Шоттки (J_0 , Φ_b , n , R_s) определялись из вольтамперных (I-V) зависимостей, магнитные свойства (H_c , M_s) изучались электрооптическим методом Керра и сверхпроводящим магнитометром (SQUID). Методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и атомно-силовой микроскопии показано, что рост Fe на реконструированной поверхности GaAs(001) идет эпитаксиально с наименьшей величиной шероховатости поверхности. Наименьшее значение коэрцитивного поля H_c и анизотропии получены при напылении железа на реконструированную поверхность GaAs(001).

В работе предложен и реализован метод измерения спина электронов по регистрации интенсивности катодолуминесценции от поглощенных спин-поляризованных электронов в структуре Pd/Fe/GaAs(001) с квантовыми ямами InGaAs вблизи гетерограницы. Измерена зависимость асимметрии интенсивности катодолуминесценции от энергии инжектируемых спин-поляризованных электронов. Максимальная величина асимметрии составила $2 \cdot 10^{-3}$ и наблюдалась в диапазоне от порога появления КЛ (400 эВ) и до энергии 1000 эВ. Для баллистических электронов проведена качественная оценка величины функции асимметрии. Изготовлены барьеры Шоттки на основе Pd/Fe/GaAs(001) с электрическими и магнитными свойствами, позволяющими достигать эффективности в детектировании спина электрона ($F \sim 5 \cdot 10^{-5}$), сравнимой с лучшими детекторами Мотта.

Гигагерцовая модуляция намагниченности ферромагнитного (Ga,Mn)As под действием импульсов сдвиговой деформации

А.В. Щербаков¹, J. Jager², M. Bombeck², Д.Р. Яковлев^{1,2}, X. Liu³, J. Furdyna³,
А.В. Акимов¹, M. Bayer^{1,2}

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021 Россия

²TU Dortmund, Otto-Hahn-Strasse 4, Dortmund, 44227 Germany

³University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana, 46556 USA

тел: (812)292-71-74, факс: (812)297-10-17, эл. почта: scherbakov@mail.ioffe.ru

На опыте пикосекундный импульс сдвиговой деформации модулирует магнитную анизотропию эпитаксиального слоя (Ga,Mn)As и вызывает когерентную прецессию намагниченности, частота которой достигает 50 ГГц а амплитуда составляет до 15% от намагниченности насыщения.

Исследуемые в работе эффекты обусловлены особенностью магнитокристаллической анизотропии ферромагнитного (Ga,Mn)As, которая позволяет использовать деформацию для управления намагниченностью с эффективностью, недостижимой для большинства ферромагнитных материалов. С использованием методов пикосекундной акустики становится возможной высокочастотная модуляция намагниченности [1], максимальная эффективность которой достигается при использовании импульсов сдвиговой деформации [2].

Исследуемая структура — эпитаксиальный слой Ga_{0.05}Mn_{0.95}As толщиной 85 нм, выращенный на подложке (311)-GaAs толщиной 100 мкм. На обратную сторону подложки нанесена алюминиевая пленка, которая возбуждается фемтосекундными лазерными импульсами с плотностью возбуждения до 50 мДж/см². Сверхбыстрое термическое расширение пленки приводит к впрыскиванию в подложку пикосекундного импульса деформации с амплитудой до 10⁻³. При распространении в подложке GaAs вдоль низкосимметричного направления импульс деформации разделяется на квазипродольный и квазипоперечный импульсы, которые, распространяясь с различными скоростями звука, достигают ферромагнитный слой с интервалом 15 нс, что позволяет разделить во времени их воздействие на намагниченность ферромагнитного слоя, **M**. Временная эволюция **M(t)** фиксируется с фемтосекундным временным разрешением с использованием магнитооптического эффекта Керра. Кинетика намагниченности, вызванная воздействием динамической деформации, детектируется при различных направлениях и величине внешнего магнитного поля и различной плотности оптического возбуждения.

На опыте зафиксировано отклонение под действием импульсов деформации намагниченности от равновесного направления и последующая когерентная прецессия на частоте ферромагнитного резонанса. Максимальная амплитуда модуляции, до 15% от намагниченности насыщения, достигается под действием квазипоперечных импульсов. Несмотря на столь большую амплитуду, после выхода импульса деформации из ферромагнитного слоя намагниченность прецессионно возвращается к равновесному направлению в течение ~100 пс. Полученные результаты могут использоваться для сверхбыстрого управления спиновыми возбуждениями в ферромагнитных полупроводниках.

Литература

- [1] A.V. Scherbakov et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 117204 (2010)
[2] M. Bombeck et al., Phys. Rev. B **87**, 060302(R) (2013)

Высокотемпературная оптическая поляризация электронных спиновых состояний в алмазе и карбиде кремния

В.А. Солтамов, Р.А. Бабунц, А.Н. Анисимов, И.В. Ильин, Е.Н. Мохов, П.Г. Баранов
ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
тел: (812)292-73-20, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: victor_soltamov@mail.ru

На сегодняшний день одним из наиболее перспективных путей развития спинтроники, квантовых информационных технологий, квантовой оптической магнитометрии является использование собственных и примесных дефектов в широкозонных полупроводниках, электронные спиновые состояния которых могут быть оптически поляризованы и оптически считаны при комнатной температуре [1].

До недавнего времени науке был известен только один дефект с подобными свойствами — азотно-вакансионный дефект в алмазе (NV дефект), который является триплетным центром ($S=1$). Для NV дефекта характерна интенсивная стабильная фотолюминесценция, а также спин-зависимая рекомбинация, приводящая к преимущественному заселению подуровня с $M_S=0$ основного состояния дефекта, что обеспечивает возможность регистрации сигнала оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) в этом центре при комнатной температуре. Эти уникальные свойства NV дефекта используются для создания источника одиночных фотонов, квантовых магнитометрических сенсоров с наноразмерным разрешением, кубитов, спиновых меток в биофизике.

Таким образом, вопрос высокотемпературной оптической спиновой поляризации дефектов в широкозонных полупроводниках представляет собой интерес как фундаментального, так и прикладного характера. В частности, исследования свойств собственных дефектов в таком родственном алмазу широкозонном полупроводнике как карбид кремния (SiC) представляет особый интерес, ввиду ярко выраженных полупроводниковых свойств последнего.

В настоящей работе приводятся экспериментальные результаты исследований температурных свойств поляризованной спиновой системы NV дефекта в алмазе, в частности показана возможность стабильной регистрации ОДМР на NV дефектах при температурах существенно превышающих комнатную — вплоть до 300°C, что свидетельствует об уникальной способности электронной спиновой системы NV дефекта сохранять поляризацию в экстремальных условиях.

В работе приводятся экспериментальные результаты исследований спиновых свойств вакансии кремния в карбиде кремния методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Впервые в мире продемонстрирована возможность создания оптической поляризации спиновых подуровней основного состояния этой вакансии при комнатной температуре в карбиде кремния двух основных гексагональных политипов, 6H-SiC и 4H-SiC. Эти результаты открывают новые пути расширения элементной базы магнитометрии, квантовых информационных технологий, и карбид кремниевой технологии как таковой [2].

Работа была поддержана грантами Министерством образования и науки РФ № 8017 и № 8568 и РФФИ № 13-02-00821, 13-02-00802.

Литература

- [1] F. Jelezko, J. Wrachtrup, *phys. stat. sol. (a)* **203**, No. 13, 3207–3225 (2006).
- [2] V.A. Soltamov, A.A. Soltamova, P.G. Baranov, I.I. Proskuryakov, *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 226402 (2012).

Регистрация спектров электронных спиновых шумов квантовой ямы в микрорезонаторе

И.И. Рыжов¹, С.В. Полтавцев¹, В.С. Запасский¹, А.В. Кавокин^{1,2}, Г.Г. Козлов¹, П. Лагудакис²

¹Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет, лаборатория оптики спина, Ульяновская 1, Санкт-Петербург, 198504 Россия

²Саутгэмптонский университет, Школа физики и астрономии, Саутгэмптон, SO17 1BJ, Великобритания

тел: (812)428-45-66, факс: (812)428-41-70, эл. почта: svp@bk.ru

Спектроскопия спиновых шумов, первоначально предложенная и реализованная применительно к атомным системам [1, 2], в последние годы получила широкое признание как эффективный инструмент исследования магнитного резонанса и динамики спинов в полупроводниковых системах. Приводятся результаты исследований электронных спиновых шумов одиночной GaAs квантовой ямы в высокодобротном микрорезонаторе в условиях инжектирования носителей коротковолновым фотовозбуждением. Наряду с магниторезонансной компонентой спинового шума, подчиняющейся законам линейной спектроскопии спиновых шумов, обнаружены поляризационные шумы, обусловленные нелинейным взаимодействием пробного света с внутррезонаторной средой. Изучены особенности поляриметрической регистрации спиновых шумов в микрорезонаторах при неизбежно высоких уровнях плотности мощности пробного света.

Мы исследовали высокодобротный микрорезонатор (шириной λ), образованный брэгговскими AlAs/AlGaAs зеркалами, содержащий GaAs 20-нм квантовую яму с узкими ямами-сателлитами, обеспечивающими эффективную инжекцию носителей при коротковолновом (~ 650 нм) фотовозбуждении образца. Регистрация шумов магнитного вращения плоскости поляризации производилась в обычной конфигурации Фохта в отражательной геометрии в диапазоне частот 0–650 МГц при температуре образца ~ 6 К. Длина волны пробного света соответствовала фотонной моде поляритонного спектра в режиме слабой связи. Специфика полученных результатов состояла в том, что сочетание острой фокусировки пробного лазерного пучка с высокой добротностью микрорезонатора обеспечивало чрезвычайно высокую плотность оптической мощности на образце, что, в свою очередь, проявлялось в виде эффектов нелинейного взаимодействия света с внутррезонаторным слоем. В общем случае, спектр шумов фарадеевского вращения состоял из двух компонент, одна из которых была центрирована на нулевой частоте и обнаруживала явную зависимость от интенсивности пробного света. В докладе будут обсуждены механизмы формирования сигналов спинового шума в исследованной структуре.

Литература

[1] Е.Б. Александров и В.С. Запасский, ЖЭТФ, **81**, с. 132, (1981)

[2] S.A. Crooker, D.G. Rickett, A.V. Balatsky and D. Smith, Nature, **431**, 49 (2004).

Спиновые фототоки в узкозонных и бесщелевых полупроводниковых гетероструктурах

В.В. Бельков¹, С.А. Тарасенко¹, Д.З. Квон², Н.Н. Михайлов², С.А. Дворецкий², С.Д. Ганичев³

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090, Россия

³Terahertz Center, Regensburg University, Regensburg, 93053, Germany

тел: (812)292-79-89, факс: (812)297-10-17, эл. почта: bel@epi.ioffe.ru

В работе представлены результаты исследования фотогальванических эффектов (ФГЭ) в квантовых ямах на основе узкозонных и бесщелевых полупроводников. Характерные для узкозонных материалов особенности — сильное спин-орбитальное взаимодействие, формирующее энергетический спектр, и большой g -фактор — играют существенную роль в процессе генерации спиновых фототоков. Эффект может быть дополнительно усилен путем легирования структур магнитными примесями.

Фототок регистрировался при приложении магнитного поля напряженностью до 5 Т. СВЧ излучение (частота 60 или 95 ГГц), создаваемое диодом Ганна, или THz лазерное излучение (длина волны 118 или 148 μm) падало на исследуемую структуру по нормали. Температура образца варьировалась в диапазоне от 1.8 до 150 К. Во всех исследуемых структурах фототок, измеряемый в направлении перпендикулярном магнитному полю \mathbf{B} , возрастал при увеличении напряженности поля и изменял свое направление на противоположное при смене полярности \mathbf{B} .

Обнаружены линейный и циркулярный магнито-индуцированные ФГЭ в структурах InSb/AlInSb. Эффекты наблюдались в геометрии Фойгта при возбуждении структур THz излучением. В малых магнитных полях величина фототока пропорциональна \mathbf{B} , с ростом поля наблюдается существенно нелинейное поведение фотоотклика. Это связано с суперпозицией токов, обусловленных различными механизмами генерации. Наблюдаемая нелинейность свидетельствует о том, что в данных структурах абсолютная величина электронного g -фактора благодаря обменному взаимодействию возрастает по мере увеличения поляризации электронного газа.

В легированных марганцем гетероструктурах с InAs квантовыми ямами магнито-индуцированный ФГЭ значительно усилен за счет обменного взаимодействия ионов магнитной примеси и двумерных носителей заряда. Это обстоятельство использовано для анализа эффективности обменного взаимодействия носителей с ионами Mn, находящимися в барьере в виде δ -слоя.

В низкосимметричных образцах, выращенных в направлении [013], ФГЭ может наблюдаться и в условиях приложения \mathbf{B} вдоль оси роста структуры. В этой геометрии исследовались HgTe/CdHgTe квантовые ямы критической ширины, энергетический спектр носителей заряда в которых является линейным. Эта особенность данных структур проявилась, в частности, в сильной зависимости положения линии циклотронного резонанса (ЦР) от концентрации двумерных электронов. В экспериментах концентрация варьировалась с помощью подсветки видимым светом и определялась по данным магнито-транспортных измерений. В условиях ЦР происходит гигантское усиление ФГЭ. Обнаруженная зависимость положения линии ЦР от плотности носителей описывается в модели линейной дисперсии. Анализ экспериментальных данных позволил определить скорость носителей заряда в системе безмассовых дираковских фермионов.

Спиновый шум локализованных электронов в полупроводниках

Д.С. Смирнов, М.М. Глазов, Е.Л. Ивченко

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)297-22-45, факс: (812)297-10-17, эл. почта: dsmirnov90@gmail.com

Спектр флуктуаций спиновой поляризации электронов и дырок несет информацию о частотах спиновой прецессии и временах спиновой релаксации носителей заряда. Благодаря этому методика спектроскопии спинового шума, основанная на измерении спектральной мощности флуктуаций индуцированных спином сигналов фарадеевского и керровского вращения плоскости поляризации зондирующего луча, пропускаемого через образец, стало одним из наиболее популярных и перспективных методов изучения спиновой динамики [1, 2].

При низких температурах в ансамблях квантовых точек, в квантовых ямах и объемных полупроводниках с малой концентрацией основных носителей электроны или дырки локализованы. При этом механизмы релаксации спина, связанные со спин-орбитальным взаимодействием подавлены, а основной причиной потери их спиновой когерентности является сверхтонкое взаимодействие с ядрами решётки. Оценки показывают, что в объемных полупроводниках при концентрациях доноров порядка 10^{15} см^{-3} обменное взаимодействие между электронами, локализованными на соседних центрах, становится сравнимым со сверхтонким расщеплением. Целью данной работы является теоретическое описание спинового шума локализованных электронов с учетом конкуренции сверхтонкого и обменного взаимодействий.

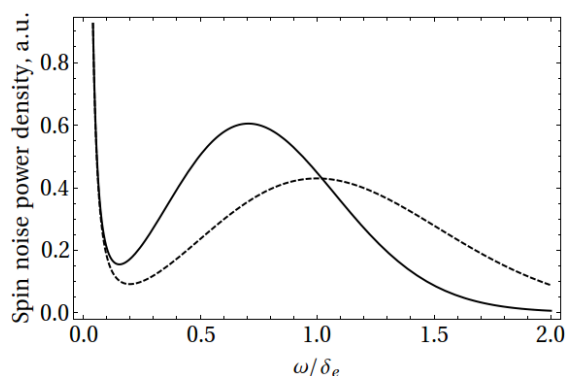


Рис. 1. Спектр спиновой пары электронов при слабом (пунктир) и сильном обменном взаимодействии (сплошная).

Спектр мощности спиновых флуктуаций невзаимодействующих локализованных электронов состоит из двух пиков [3], см. пунктирную кривую на рисунке. Пик на нулевой частоте обусловлен вкладом в шум тех доноров, где эффективное поле, действующее на электрон со стороны ядер, ориентировано вдоль оси распространения зондирующего импульса. Второй пик связан с прецессией спина в поле ядер с характерной частотой δ_e . Учет обменного взаимодействия меняет

форму спектральной зависимости спинового шума, хотя и сохраняет ее качественный вид. Сплошная кривая на рисунке показывает вклад в спектр спинового шума пар электронов на донорах, обменное взаимодействие которых существенно превосходит сверхтонкое. По сравнению с шумом независимых электронов, пик спиновой прецессии сужается и смещается в сторону меньших частот. Аналогичное поведение демонстрируют спектры спинового шума, рассчитанные в модели кластеров, в которой учитываются большие группы электронов, для которых обменное взаимодействие преобладает над сверхтонким.

Литература

- [1] E.B. Aleksandrov, V.S. Zapasskii, J. Phys.: Conf. Ser. **324**, 012002 (2011).
- [2] G. Mueller, et al., Physica E **43**, 569 (2010).
- [3] M.M. Glazov and E.L. Ivchenko, Phys. Rev. B **86**, 115308 (2012).

Влияние магнитного поля на фотонное эхо в электрон-трионной системе

L. Langer¹, С.В. Полтавцев², И.А. Югова², Д.Р. Яковлев^{1,3}, G. Karczewski⁴, T. Wojtowicz⁴, J. Kossut⁴, И.А. Акимов^{1,3}, М. Bayer¹

¹Experimentelle Physik 2 Technische Universität Dortmund, Otto Hahn Str., 4, Dortmund, 44221, Germany

²Лаборатория оптики спина С.-Петербургского государственного университета, Ульяновская ул., 1, С.-Петербург, 198504, Россия

³ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

⁴Institute of Physics Polish Academy of Sciences, Al. Lotników, 32/46, PL-02668 Warsaw, Poland

тел: (812)428-45-46, факс: (812)428-72-40, эл. почта: irina.yugova09@gmail.com

Когерентные оптические свойства систем с дискретным энергетическим спектром привлекают большое внимание из-за потенциальных возможностей создания оптической квантовой системы хранения информации. Одним из интересных эффектов является фотонное эхо, которое обычно представляет собой когерентное излучение среды в виде короткого импульса, обусловленного восстановлением поляризации среды после воздействия последовательности двух или более коротких импульсов резонансного излучения. Полупроводниковые наноструктуры до недавнего времени не рассматривались в качестве объекта для реализации экспериментов по спиновому эхо из-за высоких скоростей потери оптической когерентности и сложной структуры энергетических уровней. Однако, недавние исследования показали, что заряженные экситоны (трионы) в полупроводниковых наноструктурах позволяют управлять состоянием резидентных электронов с помощью поляризованных оптических импульсов, что дает возможность сохранения когерентности на долгоживущих спиновых состояниях.

В нашей работе мы реализовали перенос когерентности между оптически активными и неактивными состояниями в CdTe квантовой яме за счет ларморовской прецессии спинов резидентных электронов в магнитном поле [1]. Этот процесс проявляется в осцилляциях сигнала фотонного эха, чувствительных к поляризации возбуждающего и восстанавливающего оптических импульсов. Таким образом, можно реализовать практически стопроцентную модуляцию амплитуды эха. Экспериментальные результаты хорошо описываются оптическими уравнениями Блоха, учитывающими структуру спиновых уровней электронов и трионов.

Литература

[1] L. Langer, S.V. Poltavtsev, I.A. Yugova, D.R. Yakovlev, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut, I.A. Akimov, and M. Bayer, Phys. Rev. Lett. **109**, 157403 (2012).

Мультиферроики–полупроводники

В.А. Санина, Е.И. Головенчиц

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)297-22-45, факс: (812)297-10-17, эл. почта: sanina@mail.ioffe.ru

В последнее время интенсивно изучаются недавно обнаруженные мультиферроики-манганиты RMn_2O_5 , RMnO_3 (R — редкоземельный ион) с гигантской магнитоэлектрической (МЕ) связью. Мультиферроиками являются вещества, в которых одновременно реализуется магнитное и сегнетоэлектрическое упорядочения. Эти соединения привлекательны для практических применений благодаря возможности взаимного управления их электрическими и магнитными свойствами, особенно в том случае, когда гигантская МЕ связь реализуется при комнатной температуре.

В ранее известных мультиферроиках (типа BiFeO_3) взаимодействия, ответственные за сегнетоэлектричество, значительно превышают те, которые обуславливают магнетизм. В таких мультиферроиках температуры сегнетоэлектрического (T_C) и магнитного (T_N) упорядочений могут быть достаточно высоки, но при этом $T_C \gg T_N$ и МЕ связь мала. В мультиферроиках-манганитах сегнетоэлектричество индуцируется магнитным упорядочением специального типа. При этом $T_C \approx T_N$ и возникает гигантская МЕ связь. Но, к сожалению, $T_C \approx T_N \sim 30\text{--}40$ К.

Нами была высказана идея о том, что в легированных мультиферроиках-манганитах можно обеспечить $T_C \approx T_N$ и сильную МЕ связь при достаточно высоких температурах. Это можно достичь, если перенос заряда между ионами Mn^{3+} - Mn^{4+} в этих манганитах будет одновременно определять как магнитное, так и сегнетоэлектрическое состояния. Были выращены и изучены монокристаллы мультиферроиков-полупроводников $\text{Eu}(\text{Ce})\text{Mn}_2\text{O}_5$ (ЕСМО) и $\text{Tb}(\text{Bi})\text{MnO}_3$ (ТВМО). В них удалось обнаружить сегнетоэлектрическое упорядочение с $T_C \approx 320$ К и вплоть до этой температуры существовало суперпарамагнитное состояние с изолированными ферромагнитными областями.

Оказалось, что в ЕСМО и ТВМО при низких температурах ($T < 30\text{--}40$ К) за счет процессов фазового расслоения и самоорганизации носителей заряда формируются 1D сверхрешетки с проводящими, ферромагнитными слоями. В поперечном магнитном поле в этих слоях наблюдались осцилляции де Гааза ван Альфена и набор линий однородных спин-волновых возбуждений от отдельных слоев сверхрешеток. Структура и свойства сверхрешеток оказались подобными в ЕСМО и ТВМО, имеющих различную симметрию. Это указывает на появление топологического порядка в них при $T < 30\text{--}40$ К.

С ростом температуры, когда прыжковая проводимость из слоев сверхрешеток становится эффективной, формируется высокотемпературное 2D сверхструктурное состояние с зарядовым упорядочением, индуцирующим сегнетоэлектричество и суперпарамагнетизм, управляемые магнитным и электрическим полями. Толщины слоев оказались равными $700\text{--}900$ Å.

Литература

- [1] Е.И. Головенчиц, В.А. Санина, Письма в ЖЭТФ **81**, 630 (2005); **84**, 222 (2006); **95**, 429 (2012).
- [2] V.A. Sanina et al., Phys.Rev.B **80**, 224401, 2009.
- [3] V.A. Sanina et al., J.Phys.:Cond.Matt. **23**, 456003 (2011); **24**, 346002 (2012).

Степенной вид вольтамперных характеристик и переход полупроводник-изолятор в слоистых вискерах TiS_3

И.Г. Горлова¹, С.Г. Зыбцев¹, В.Я. Покровский¹, А.Н. Титов²

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая 11-7, Москва 125009, Россия

²ИФМ УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620131, Россия

тел: +7(495)629-36-56, факс: +7(495)629-36-78, эл. почта: gori@cplire.ru

Особый интерес к исследованию трисульфида титана, TiS_3 , связан с тем, что недавно в этом слоистом квазиодномерном полупроводнике получены указания на электронные фазовые переходы. При высоких температурах TiS_3 ведет себя как металл, несмотря на низкую концентрацию электронов, $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. С понижением температуры T металлический ход сопротивления R , измеренного вдоль проводящих цепочек (ось b), меняется на диэлектрический при $T \approx 250 \text{ К}$. На температурной зависимости сопротивления кроме минимума $R(T)$ наблюдается максимум $\text{dln}R/\text{d}(1/T)$ при 60 К. Ниже 60 К обнаружена нелинейная проводимость, причем как вдоль оси b , так и вдоль оси a . Результаты объяснены переходом в коллективное электронное состояние, возможно, с образованием волн зарядовой плотности [1–2].

До недавнего времени транспортные свойства TiS_3 изучались только в плоскости проводящих слоев ab [1–3]. В настоящей работе приведены результаты измерений сопротивления поперек слоев (вдоль оси c) в зависимости от температуры и электрического поля. Анизотропия удельного сопротивления составляет: $\rho_c:\rho_a:\rho_b \sim 20:5:1$ при комнатной температуре и резко возрастает с понижением температуры. При 50 К $\rho_c:\rho_a:\rho_b \sim 10^5:10^2:1$. Ниже 300 К ρ_c носит термоактивационный характер с энергией активации $\approx 1000 \text{ К}$. При $T < 120 \text{ К}$ энергия активации растет, проходит через максимум при $T \approx 80 \text{ К}$, затем падает.

При температурах ниже 60 К проводимость в направлении c также становится нелинейной. Интересно, что ВАХ в большом диапазоне токов хорошо описываются степенным законом с зависящим от температуры показателем степени: $I \propto V^{\alpha(T)}$; при $T = 4.2 \text{ К}$ $\alpha \approx 10$. ВАХ в плоскости слоев также имеют степенной вид, но с меньшим показателем степени: $\alpha(4.2 \text{ К}) \approx 2$. Подобные зависимости наблюдались в слоистых органических кристаллах с зарядовым упорядочением и объяснялись разрывом экситонов электрическим полем в 2D слоях [4].

Результаты указывают на дополнительную диэлектризацию электронов при $T < 120 \text{ К}$ и возможность перехода полупроводник–изолятор в TiS_3 . Степенные ВАХ могут быть связаны с разрушением состояния изолятора электрическим полем и фазовым переходом типа перехода Березинского-Костерлица-Таулесса в двумерном электронном газе с кулоновским взаимодействием. Обсуждаются также другие возможные механизмы степенных ВАХ, такие как прыжковая проводимость в неупорядоченных квазиодномерных системах и межслоевое туннелирование в условиях кулоновской блокады с растеканием заряда в слоях.

Литература

- [1] И.Г. Горлова, В.Я. Покровский, Письма в ЖЭТФ **90**, 32 (2009).
- [2] I.G. Gorlova, S.G. Zybtev, *et al.*, Physica B **407**, 1707 (2012).
- [3] Pei-Ling Hsieh, C.M. Jackson, G. Gruner, Solid State Commun. **46**, 505 (1983).
- [4] Y. Takahide, T. Konoike, *et al.*, Phys.Rev.Lett. **96**, 136602 (2006).

Влияние плотности электрон-дырочного газа на кинетику экситонов в GaAs и AlGaAs

Е.В. Кожемякина, К.С. Журавлев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)330-44-75, факс: (383)333-27-71, эл. почта: kozhemyakina@isp.nsc.ru

При оптическом возбуждении с энергией выше ширины запрещенной зоны образуются неравновесные носители заряда, релаксация которых происходит в два этапа: 1) начальная термализация неравновесных электронов и дырок, 2) формирование экситонов, их остывание и рекомбинация. В данной работе теоретически и экспериментально исследовано влияние плотности оптического возбуждения на кинетику этих процессов в высококачественных слоях GaAs и AlGaAs.

Для этого измерялась кинетика нестационарной фотолюминесценции (ФЛ) экситонов после возбуждения короткими лазерными импульсами. Подробности эксперимента описаны в [1]. Измеренные данные дополнялись расчетом кинетики температуры электрон-дырочного газа, выполненным в соответствии с [2], скорости формирования экситонов, произведенным аналогично [3] и [4] и темпа ионизации экситонов, выполненным по формуле Саха. На основе этих данных рассчитывалась кинетика полной плотности экситонов. Полученные зависимости сравнивались с результатами, определенными экспериментально. Для этого измерялась кинетика величины спинового расщепления экситонов в нулевом магнитном поле (вследствие межэкситонного обменного взаимодействия), и на основе этих данных рассчитывалась кинетика плотности экситонов. Результаты расчетов и эксперимента хорошо совпадали для плотностей оптического возбуждения до $\sim 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Результаты анализа показали, что с ростом плотности оптического возбуждения с 5×10^{14} до $\sim 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ время, за которое плотность экситонов достигает максимума, увеличивается с 50 до 250 – 300 пс. Это можно объяснить тем, что при увеличении плотности оптического возбуждения замедляется скорость остывания носителей заряда, и, следовательно, растет средняя температура электрон-дырочного газа [2]. Повышение средней температуры системы приводит к следующим изменениям: 1) увеличивается время излучательной рекомбинации экситонов, 2) уменьшается константа бимолекулярной реакции образования экситонов, 3) увеличивается скорость ионизации экситонов. Расчеты показали, что основную роль играет первый фактор. Действительно, при увеличении плотности оптического возбуждения замедляется темп остывания носителей заряда и экситонов и, как следствие, растет время, требующееся экситонам на то, чтобы сбросить лишнюю энергию и излучательно рекомбинировать; в итоге, максимальное значение экситонной плотности достигается позже.

Литература

- [1] E.V. Kozhemyakina, K.S. Zhuravlev, A. Amo, D. Ballarini, and L. Viña, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 182107 (2009).
- [2] K. Leo, W.W. Rühle, and K. Ploog, *Phys. Rev. B* **38**, 1947 (1988).
- [3] C. Piermarocchi, F. Tassone, V. Savona, A. Quattropani, P. Schwendimann, *Phys. Rev. B* **55**, 1333 (1997).
- [4] P.E. Selbmann, M. Gulia, F. Rossi, E. Molinari, *Phys. Rev. B* **54**, 4660 (1996).

Резонансная спектроскопия донорных и акцепторных центров в компенсированном теллуриде кадмия

В.С. Багаев, В.С. Кривобок, Е.Е. Онищенко, **А.А. Пручкина**, М.Л. Скориков

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991, Россия

тел: (499)135-79-41, факс: (499)135-78-50, эл. почта: pruchkina-aa@lebedev.ru

Проблемой, ограничивающей практическое использование ряда полупроводниковых соединений II-VI, является эффект “самокомпенсации” — спонтанного формирования компенсирующих дефектов, не являющихся стандартными примесями замещения, при легировании материала. Установление природы таких дефектов является необходимым для реализации управляемого легирования соединений II-VI. Это требует использования методов, позволяющих получать детальную информацию (частоты локальных колебаний, спектр возбужденных состояний) о свойствах дефектов. В данной работе для исследования электронных состояний и локальных колебательных мод (ЛКМ) комплексных дефектов в компенсированных полупроводниках были использованы методы, основанные на резонансной модуляционной спектроскопии. Были исследованы нелегированные поликристаллы CdTe, монокристаллы CdZnTe, CdTe:Cl, CdTe:Bi,Cl с высокой степенью компенсации.

Используемый подход основан на том, что в компенсированном полупроводнике всегда присутствуют донорные и акцепторные центры, возбужденные состояния которых формируют оптически активные переходы. Энергии квантов, отвечающие этим переходам, как правило, расположены вблизи края собственного поглощения полупроводника. В достаточно чистых кристаллах измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) и резонансного комбинационного рассеяния света (КРС) при селективном возбуждении этих полос позволяет получить информацию об электронном спектре и ЛКМ для заданной пары дефектов. Было установлено, что в компенсированных поликристаллах n-CdTe только два из пяти (Li_{Cd} , Na_{Cd}) акцепторов определяются фоновыми примесями замещения. Доминирующие акцепторы имеют энергии активации 48.2 ± 0.4 мэВ, 97.9 ± 0.6 мэВ, 119.7 ± 1.0 мэВ, не характерные для известных примесей замещения в CdTe. Структура возбужденных состояний, наблюдаемая для акцепторных центров с энергией активации 48.2 мэВ и 119.7 мэВ, свидетельствует о понижении симметрии у данных центров.

В твердых растворах и легированных полупроводниках неоднородное уширение возбужденных состояний и наличие значительного «нерезонансного» фона не позволяют реализовать описанный выше метод. Эту проблему удастся частично решить при использовании резонансной модуляционной спектроскопии, основанной на получении разностных спектров при селективном возбуждении близкими длинами волн. Восстановление спектров КРС и селективной ФЛ осуществлялось с помощью интегрирования разностного спектра. Применение данного метода к CdTe:Cl, CdTe:Bi,Cl позволило впервые определить энергии возбужденных состояний для нестандартных акцепторов с энергиями активации 120 мэВ (А-центр), 36 мэВ (акцептор с участием Bi), доказать понижение симметрии у данных центров (ниже T_d) и, в рамках представлений о гибридизации примесных волновых функций S- и P-типа, продемонстрировать влияние нететраэдрического потенциала на структуру возбужденных состояний. Для твердых растворов CdZnTe было определено влияние небольшой концентрации Zn на электронный спектр акцептора P_{Cd} и связанные с ним ЛКМ.

Наблюдение ферро- и антиферромагнитное упорядочения спиновой системы Ge:As вблизи фазового перехода изолятор – металл

А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.Л. Макарова, Т.В. Тиснек, С.И. Голошапов, П.В. Семенихин

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург 194021, Россия

тел: (812) 2927152, факс: (812)2921017, эл. почта: anatoly.veinger@mail.ioffe.ru

Как известно, нелегированные классические полупроводники (Ge:Si) являются диамагнетиками. Их парамагнитные свойства имеют примесную природу. Так, например, мелкие примесные центры содержат один неспаренный спин, что приводит к возникновению парамагнитной составляющей χ_p в магнитной восприимчивости полупроводника, которая уверенно регистрируется с помощью электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Вблизи точки фазового перехода изолятор-металл (ИМ) парамагнетизм Кюри переходит в парамагнетизм Паули. Однако, уже при значительно меньших плотностях спинов их взаимодействие может приводить к локальному ферро- или антиферромагнитного упорядочению.

Указанные эффекты были обнаружены нами и изучались на серии образцов Ge:As, концентрация электронов в которых изменялась путем дозированного введения трансмутационной примеси Ga с помощью нейтронного легирования в интервале от 3.6×10^{17} (точка перехода ИМ) до $1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Поведение величины χ_p изучалось с помощью ЭПР в температурном диапазоне 2–100 К. Методика обработки результатов измерений описана в [1] и экспериментально проверена сравнением со СКВИД-магнитометрией этих же образцов [2].

Оказалось, что температурная зависимость χ_p в исследованных образцах имеет 4 характерных области. При высоких температурах наблюдается парамагнитное поведение (область 1), которое при понижении температуры сменяется антиферромагнитным поведением (область 2), переходом к ферромагнитному — при более низких температурах (область 3) и, наконец, при самых низких температурах в ряде образцов наблюдается ферромагнитное поведение (область 4). Существование ферромагнетизма подтверждается зафиксированным изменением температурной зависимости g-фактора, «ферромагнитным» поведением зависимости $1/\chi_p(T)$ и заметным ростом ширины резонансной линии с понижением температуры. Важную роль в этом эффекте, как показывает эксперимент, играет компенсация.

Обнаруженный нами эффект смены локального магнитного упорядочения с температурой может быть объяснен на основе решения уравнения Хартри–Фока [4]. Из этого решения следует, что обменное взаимодействие пары атомов водорода имеет две составляющих: кинетическую и кулоновскую, которые входят в выражение для энергии с разными знаками. Их весовое соотношение зависит от температуры. При уменьшении температуры кинетический обмен сменяется кулоновским (прямым) обменом. При кинетическом обмене в паре нижним уровнем оказывается синглет, который определяет антипараллельное связывание спинов. При прямом обмене нижним уровнем в паре является триплет, соответствующий параллельному связыванию спинов.

Работа поддержана РФФИ (грант 13-02-00360а), Миннауки (грант Президента РФ НШ-3306.2010.2), Президиумом и Отделением физических наук РАН и Research Executive Agency ЕС (Programme “People”, Proposal 295180).

[1] А.И.Вейнгер, А.Г.Забродский, Т.В.Тиснек, и др. arXiv Condmat: 1301.6026.

[2] A.I.Veinger, A.G.Zabrodskii, T.L.Makarova, и др. J.Phys.Conf. Ser., 376, 012004.

[3] А.И.Вейнгер, А.Г.Забродский, Т.В.Тиснек и др. ФТП 41, 812, (2007), ФТП 42, 1301, (2008).

[4] N.W.Ashcroft, N.D.Mermin. Solid State Physics, Holt, Rinehart & Winston, NY 1976.

Когерентные эффекты при рассеянии света вблизи экситонных резонансов в ZnO

Т.В. Шубина¹, Н.А. Гиппиус², А.А. Торопов¹, G. Pozina³, В. Monemar³, С.В. Иванов¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

³Depart. of Physics, Chemistry, and Biology, Linköping University, S-58183, Sweden

тел: (812) 247-10-17, факс: (812) 292-89-24, эл. почта: shubina@beam.ioffe.ru

Перспективы применения широкозонных полупроводников, обладающих сильными экситонными резонансами, для создания однофотонных источников, поляритонных лазеров и ячеек замедления света во многом определяются такими факторами как изменение спектра импульсов излучения при прохождении в среде и потеря когерентности поляритонных мод при повышении температуры.

Исследование переноса излучения в ZnO в температурном интервале от 2 до 300 К было проведено методом времяпролетной спектроскопии, используемым ранее при низких температурах [1]. Взаимодействие с фононами, усиливающееся с ростом температуры, и поляритон-поляритонное рассеяние приводят в ZnO к появлению серии реплик рассеянного света, разделенных четкими энергетическими интервалами, ниже по энергии используемых фс импульсов лазера с перестраиваемой длиной волны. При комнатной температуре выходной сигнал (энергия кванта ~ 3.3 эВ, длина образца ~ 0.3 мм), представляет собой исключительно рассеянный свет с малой временной задержкой. Моделирование формы и ослабления прошедших импульсов позволило получить температурную зависимость характерного параметра затухания — полуширины экситон-поляритонных резонансов, Γ . Данные были сопоставлены с теоретическими зависимостями, рассчитанными в модели, учитывающей взаимодействие экситонов как с акустическими, так и с оптическими фононами. Величина Γ для А экситона, не превышающая 0.1 мэВ при 2 К, возрастает до ~ 6 мэВ при 300 К.

Исследование при различных плотностях мощности лазерного импульса позволило зарегистрировать ряд тонких эффектов, связанных с когерентным прохождением поляритонных мод. Найдено, что как прошедший сигнал, так и его многократные отражения от границ образца (развернутая во времени интерференция Фабри-Перо) имеют характерную модуляцию с периодом ~ 1 мэВ на плоскости энергия-время, связанную с интерференцией когерентных мод, заполняемых в результате поляритон-поляритонного рассеяния. При низких температурах и больших интенсивностях накачки в спектрах пропускания в области резонансных линий экситонов, связанных на нейтральных донорах, за основным сигналом следует серия повторений, напоминающих фотонное эхо. Это явление, возможно, связано с нелинейными когерентными процессами вблизи передней грани образца, где локально реализуется высокая плотность поляритонных мод. Моделирование с учетом поляритонной нелинейности позволило, в основных чертах, воспроизвести характерный рисунок модуляции сигнала при различных мощностях накачки. Прослеживание изменения спектров излучения с температурой свидетельствует, что когерентность переносимого возбуждения в ZnO сохраняется вплоть до 200 К.

Литература

- [1] T.V. Shubina et al., Phys. Rev. B **84** (2011); Appl. Phys. Lett. **99** (2011); Phys. Rev. Lett. **100** (2008).

Магнитоиндуцированная линейная поляризация излучения триплетных локализованных экситонов в кристаллах $\text{GaSe}_{1-x}\text{Te}_x$

А.Н. Старухин, Д.К. Нельсон, Б.С. Разбирин, А.Г. Арешкин

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)297-22-45, факс: (812)297-10-17, эл. почта: a.starukhin@mail.ioffe.ru

В условиях стационарного возбуждения, а также методом спектроскопии с временным разрешением исследована поляризованная люминесценция триплетных локализованных экситонов в твердых растворах $\text{GaSe}_{1-x}\text{Te}_x$. Установлено, что при распространении света вдоль оптической оси кристаллов в поперечном магнитном поле (геометрия Фойгта) возникает линейная поляризация излучения преимущественно с $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$ независимо от поляризации возбуждающего света ($h\nu_{exc} > E_g$). Появление линейной поляризации излучения обусловлено различным поведением в магнитном поле составляющих излучения, поляризованных вдоль и поперек поля (π и σ -компонент излучения соответственно). Показано, что эффект не связан со спиновой релаксацией локализованных экситонов, приводящей к их термализации.

Предложено теоретическое описание наблюдаемых зависимостей интенсивностей π и σ -компонент излучения от магнитного поля. Излучательное время жизни триплетных экситонов в одноосных кристаллах $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{VI}}$ существенно зависит от их спинового состояния. Внешнее магнитное поле меняет спиновые состояния триплетных экситонов, формируя новую систему зеемановских состояний, которые в пределе больших магнитных полей активны в свете либо π (состояния с проекцией спина экситона на направление магнитного поля $S_x = \pm 1$), либо σ (состояние с $S_x = 0$) поляризаций. Времена жизни и, следовательно, заселенности состояний с $S_x = \pm 1$ в условиях межзонного возбуждения оказываются больше, чем заселенность состояний с $S_x = 0$, что и приводит к описанному эффекту. Показано, что существенное влияние на формирование зависимостей $I_\pi(B)$ и $I_\sigma(B)$ в $\text{GaSe}_{1-x}\text{Te}_x$ оказывают локальные сверхтонкие поля. Исследована эволюция зависимостей $I_\pi(B)$ и $I_\sigma(B)$ в течение времени жизни локализованных экситонов. Из сравнения теории и эксперимента определены параметры тонкой структуры локализованных экситонов, их излучательные и безызлучательные времена жизни.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гр. 13-02-00891).

Электрическая и структурная анизотропия эпитаксиальных слоев InSb

Т.А. Комиссарова, А.Н. Семенов, Д.А. Кириленко, Б.Я. Мельцер,
В.А. Соловьев, А.А. Ситникова, С.В. Иванов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
тел: (812)292-71-24, факс: (812)297-36-20, эл. почта: komissarova@beam.ioffe.ru

Антимонид индия является перспективным материалом для различных практических применений, таких как инфракрасные детекторы, высокочастотная микроэлектроника, датчики магнитного поля, благодаря своим уникальным свойствам (малая ширина запрещенной зоны, высокая подвижность электронов, сильный эффект магнитосопротивления). В данной работе проведено комплексное исследование электрических и структурных свойств эпитаксиальных слоев InSb, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs (001) в разных условиях. Электрические измерения проводились в стандартной холловской геометрии в двух кристаллографических направлениях [110] и [1-10] в широком температурном интервале (1.6–300К) в сильных магнитных полях B (до 30 Тл). Структурные свойства слоев в зависимости от кристаллографического направления были исследованы с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и химического энергодисперсионного анализа.

Впервые обнаружена сильная анизотропия концентрации n и подвижности μ электронов в эпитаксиальных слоях InSb в направлениях [110] и [1-10], измеренных в слабом магнитном поле (0.2Тл). Так, в одном из слоев InSb значения n и μ в разных кристаллографических направлениях при 300 К составляли $n_I = 3.1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; $\mu_I = 55000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ и $n_{II} = 6.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; $\mu_{II} = 16700 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Знание и контроль транспортных параметров электронов в слоях InSb необходимы в свете практических применений данного материала в микроэлектронике. В связи с этим представляется необходимым выявление причин наблюдаемой анизотропии транспортных параметров электронов.

Совместный анализ осцилляций Шубникова-де Гааза (ШдГ), магнитополевых зависимостей коэффициента Холла и удельного сопротивления и данных ПЭМ показал, что транспортные параметры электронов в объемном слое пленок InSb не зависят от кристаллографического направления, а наблюдаемая в слабом магнитном поле анизотропия n и μ связана с сильными анизотропными зависимостями модуля коэффициента Холла $|R_H|$ и удельного сопротивления ρ от магнитного поля, которые определяются двумя дополнительными вкладами в проводимость эпитаксиальных слоев InSb (кластеры металлического In и проводимость сильнодефектного приинтерфейсного слоя). Наличие кластеров In в слоях InSb приводит к аномальной возрастающей магнитополевой зависимости $|R_H|$, которая наблюдается в исследованных пленках при $B < (2-3)\text{T}$. С помощью ПЭМ и химического энергодисперсионного анализа было показано, что металлический In аккумулируется в части дефектов объема слоев InSb и плотность таких дефектов зависит от кристаллографического направления. Дальнейшее увеличение магнитного поля приводит к уменьшению $|R_H|$, что связано с вкладом в проводимость второго канала — сильнодефектного приинтерфейсного слоя. Измерения ПЭМ показали, что плотность структурных дефектов в приинтерфейсном слое, а значит и его вклад в проводимость анизотропны в направлениях [110] и [1-10].

Кинетика релаксации примесной фотопроводимости в p -Si:B в сильных электрических полях

В.В. Румянцев¹, С.В. Морозов^{1,2}, В.И. Гавриленко^{1,2}, Д.В. Козлов^{1,2}, А.П. Мельников³

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, 603950, Н.Новгород, Россия

²ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Н.Новгород, 603950, Россия

³Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, д. 29, Москва, 119992, Россия

тел: (831) 417-94-82, факс: (831) 417-94-64, эл. почта: rumyantsev@ipmras.ru

Исследование темпов примесно-зонных переходов при приложении электрического поля актуально и по сей день — как для изучения фундаментальных свойств полупроводников, так и для реализации инверсии населенностей с участием состояний мелких примесей, необходимой для получения стимулированного. Исследования процессов релаксации примесной фотопроводимости (ФП) позволяют получить информацию о временах жизни носителей в зоне, а также исследовать влияние разогрева носителей на процессы внутризонной релаксации при приложении электрического поля.

В данной работе проведен цикл исследований релаксации примесной ФП в объемных образцах p -Si:B ($E_A = 45$ мэВ), с различными концентрацией ($5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ – $4.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) и уровнем компенсации примеси (20%–70%) в зависимости от приложенного электрического поля (10 В/см–500 В/см). В отличие от большинства проведенных ранее исследований (см., например, [1]) в работе использовался прямой метод измерения времени релаксации ФП при внутризонном импульсном фотовозбуждении.

Исследования показали, что рост времени жизни носителей на начальном участке зависимости от электрического поля, обнаруженный еще в работе [1] в полях выше 80 В/см существенно замедляется, и может сменяться спадом, что обусловлено подключением механизмов релаксации с испусканием оптических фононов в условиях сильного разогрева носителей. Проведены исследования зависимости времени релаксации ФП от мощности возбуждающего излучения. В полях до 100 В/см наблюдается увеличение времени релаксации ФП при увеличении мощности внутризонного возбуждения, что свидетельствует о наличии метастабильного возбужденного состояния, играющего роль уровня прилипания при релаксации носителей. В осциллограмме фотоотклика при этом наблюдаются два временных масштаба. Похожий эффект наблюдался и в объемном p -Ge [2], а также в гетероструктурах Ge/GeSi в электрических полях близких к примесному пробое [3]. При увеличении поля данный уровень разрушается вследствие наклона потенциала примеси во внешнем электрическом поле, что приводит к ускорению релаксации фотопроводимости.

Литература

[1] Э.Э. Годик, Ю.А. Курицын, В.П. Синис, ФТП **12**, 351 (1978).

[2] С.В. Морозов, К.В. Маремьянин, И.В. Ерофеева, и др., ФТП **44**, 1523 (2010).

[3] S.V. Morozov, L.V. Gavrilenco et al. *Semicond. Sci. Technol.* **26**, 085009 (2011).

Метастабильные и спин-поляризованные состояния в электронных системах с локализованным взаимодействием

В.А. Сабликов, Б.С. Щамхалова

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, площадь академика Б.А. Введенского, 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия

тел: (496)565-26-80, факс: (496)565-24-07, эл. почта: sablikov@gmail.com

Изучаются условия формирования и электронная структура состояния со спонтанно нарушенной спиновой симметрией в низкоразмерных электронных системах с межэлектронным взаимодействием, локализованным в небольшой области пространства, не отделенной барьерами от электронных резервуаров. Такие системы реализуются во многих мезоскопических структурах, таких как квантовые контакты, квантовые констрикции и квантовые провода. Интерес к ним обусловлен транспортными аномалиями, природа которых связана с невыясненными пока особенностями электронной структуры равновесного состояния. В настоящей работе развит новый подход к этой проблеме с учетом двух существенных факторов: локализации межэлектронного взаимодействия и того факта, что в реальных условиях система находится не в основном состоянии.

Подход основан на исследовании термодинамического потенциала системы в приближении самосогласованного поля, которое позволяет найти эффективные потенциалы в области взаимодействия, действующие на электроны с разным спином, и электронные плотности. В результате установлено, что фазовый переход с формированием спонтанно поляризованного состояния в рассматриваемом случае принципиально отличается от перехода в однородной системе. Главное отличие состоит в том, что в точке перехода, который происходит при критическом значении параметра взаимодействия, образуется метастабильное состояние, так что выше точки перехода имеются два состояния, в которых может находиться система: глобально устойчивое и метастабильное, — и поляризовано только одно из них. Поляризация изменяется непрерывно с параметром взаимодействия и имеет корневую особенность в критической точке.

Термодинамический потенциал состояний системы определяется как энергией взаимодействия электронов, так и энергией электронного облака, образующегося вокруг области взаимодействия. По этой причине разность термодинамических потенциалов метастабильного и глобально стабильного состояний зависит от факторов, влияющих на структуру этого облака. В случае, когда область взаимодействия предельно мала, поляризованное состояние энергетически более выгодно, однако при увеличении размера области поляризованное состояние становится метастабильным. Интересно, что разность термодинамических потенциалов поляризованного и неполяризованного состояний стремится к нулю в критической точке.

Проведен анализ условий образования и структуры поляризованного состояния в одномерных и двумерных системах с разным потенциальным рельефом области взаимодействия, изучено влияние на него дополнительных рассеивающих центров, расположенных в электронном резервуаре. Рассмотрено влияние метастабильного состояния на контактанс в одномерной модели и обсуждена возможность объяснения транспортных аномалий в квантовых контактах.

Спиновая релаксация электронной системы в холловском ферромагнетике

А.С. Журавлев, Л.В. Кулик

Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, дом 2, 142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

тел: +7-496-5-224-418, эл. почта: kulik@issp.ac.ru

Проблема спиновой релаксации в сильнокоррелированных двумерных электронных системах не решена до сих пор, что связано как с большим числом конкурирующих механизмов релаксации спина, так и со сложностью описания влияния кулоновского взаимодействия на механизмы релаксации. С одной стороны, двумерность существенно усиливает спин-орбитальное взаимодействие для электронов проводимости в гетероструктурах на основе GaAs/AlGaAs (структуры GaAs/AlGaAs являются наиболее интересными с точки зрения проверки существующих теорий спиновой релаксации в сильнокоррелированных двумерных системах). С другой стороны кулоновские корреляции кардинальным образом перестраивают энергетический спектр, что может приводить не к ускорению, а к торможению спиновой релаксации.

В теории отклонение спиновой системы от равновесия может быть описано, как возникновение спиновых экситонов, состоящих из эффективной дырки в спинполяризованной электронной системе и неравновесного электрона с противоположным спином. Возникновение одного спинового экситона с ненулевым импульсом приводит к уменьшению спина и проекции спина электронной системы вдоль магнитного поля на единицу. Возникновение спинового экситона с нулевым импульсом аналогичным образом меняет проекцию спина вдоль магнитного поля, но сохраняет полный спин электронной системы, т.е. соответствует повороту полного спина электронной системы относительно направления магнитного поля. В обоих случаях процесс релаксации спина может быть описан в терминах аннигиляции спиновых экситонов. В экспериментах, связанных с созданием неравновесных систем оптическими методами, реализуется ситуация, когда полный спин электронной системы всегда направлен вдоль направления магнитного поля, а его величина отличается от спина равновесной системы. Это означает, что число спиновых экситонов с нулевым импульсом пренебрежимо мало по сравнению с общим числом спиновых экситонов в системе. В этом случае предполагается, что процесс релаксации или аннигиляции спиновых экситонов определяется спин-орбитальным взаимодействием. Кроме того, на эти процессы может оказывать влияние длинноволновый случайный потенциал, всегда присутствующий в двумерных системах. В результате время релаксации слабо зависит от температуры.

Авторы разработали оптическую методику создания неравновесной системы спиновых экситонов, исследовали динамику релаксации спина и влияние на релаксацию параметров системы (магнитного поля, электронной концентрации, температуры). В качестве методики, позволяющей тестировать спиновую поляризацию электронной системы выбрано время разрешенное резонансное рэлеевское рассеяние [1]. Обнаружено, что время релаксации спина в магнитном поле на порядок величины превышает все существующие на сегодняшний момент экспериментальные данные и достигает 100 нс в 10 Тл. Зависимость от величины магнитного поля близка к квадратичной, а зависимости от температуры нет. На основании экспериментальных данных построена модель релаксации электронного спина в двумерных системах в терминах аннигиляции спиновых экситонов. Независимым методом подтвержден результат предыдущей работы авторов о том, что термодинамика холловского ферромагнетика определяется главным образом зеемановской, а не обменной энергией [2], что находится в противоречии с существующей микроскопической теорией холловского ферромагнетика.

[1] L.V. Kulik, K. Ovchinnikov, A.S. Zhuravlev, V.E. Bisti, I.V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche, Phys. Rev. B **85**, 113403 (2012).

[2] A.S. Zhuravlev, A.B. Van'kov, L.V. Kulik, I.V. Kukushkin, V.E. Kirpichev, J.H. Smet, K. von Klitzing, V. Umansky, and W. Wegscheider, Phys. Rev. B **77**, 155404 (2008).

Динамическая поляризация спинов в гибридной структуре ферромагнетик/полупроводник

В.Л. Коренев¹, И.А. Акимов^{1,2}, С.В. Зайцев³, **В.Ф. Сапега**^{1,4}, Л. Лангер²,
Д.Р. Яковлев^{1,2}, Ю.А. Данилов⁵, М. Байер^{1,2}

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

²Технический университет Дортмунда, Дортмунд, 44227, Германия

³Институт физики твёрдого тела РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

⁴Физический факультет СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, Россия

⁵Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского университета, 603600, Нижний Новгород, Россия

тел: (812)292-73-42, факс: (812)297-10-17, эл. почта: sapega.dnm@mail.ioffe.ru

Последнее десятилетие ферромагнитные полупроводники привлекают к себе значительный интерес, поскольку сочетают в себе как свойства полупроводника, так и ферромагнетика. Эти два свойства ферромагнитных полупроводников позволяют реализовать обработку и хранение информации в одном электронном (спинтронном) устройстве. Несмотря на существенный прогресс в использовании свойств ферромагнитных полупроводников в прототипах спинтронных устройств, остаётся ряд проблем, требующих своего решения. В частности, ферромагнитный полупроводник GaMnAs обладает плохими оптическими свойствами, что не позволяет использовать оптические методы записи и считывания информации. Однако, эта проблема может быть разрешена в гибридной структуре, состоящей из квантовой ямы и близлежащего слоя ферромагнитного GaMnAs.

Нами исследованы механизмы обменного взаимодействия в гибридной структуре, состоящей из квантовой ямы и расположенного рядом с ней дельта слоя ферромагнитного GaMnAs [1]. Показано, что поляризация носителей заряда в квантовой яме определяется не только внешним полем, но и обменным полем близлежащего слоя ферромагнетика. Поэтому поляризация носителей заряда демонстрирует свойства характерные для ферромагнитного слоя, т.е. гистерезис и насыщение намагниченности уже в малых магнитных полях. Нами однозначно показано, что такое поведение поляризации ФЛ в гибридной системе объясняется динамической поляризацией электронов КЯ, которая возникает в результате селективного захвата фотовозбуждённых электронов КЯ на спин поляризованный уровень примеси дельта слоя ферромагнитного GaMnAs. Динамический характер поляризации электронов КЯ подтверждён в экспериментах с временным разрешением. В этом эксперименте показано, что поляризация электронов возникает не мгновенно, а плавно возрастает со временем. Благодаря спин-зависимому захвату электронов из ямы в слой ферромагнетика, в квантовой яме накапливаются неравновесные спин поляризованные электроны. Важное преимущество данной гибридной структуры в её хороших оптических свойствах, которые обусловлены высокой эффективностью рекомбинации носителей заряда в квантовой яме. Это даёт уникальную возможность оптического считывания намагниченности ферромагнитного слоя и контроля неравновесной спиновой поляризации носителей в немагнитной квантовой яме.

Литература

[1] V.L. Korenev, et al., Nature Communications, **3**, 959 (2012).

Гигантский спиновый эффект Холла, индуцированный зеемановским расщеплением в дираковской системе на основе HgTe квантовых ям

Д.А. Козлов^{1,2}, З.Д. Квон^{1,2}, D. Weiss³, Н.Н. Михайлов¹, С.А. Дворецкий¹

¹Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, 630090, Россия

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, Россия

³University of Regensburg, D-93040 Regensburg, Germany

тел: (383)333-67-33, факс: (383)333-27-71, эл. почта: kvon@isp.nsc.ru

В работе сообщается о наблюдении гигантского нелокального отклика в дираковской точке двумерной системы однодолинных бесщелевых дираковских фермионов (ДФ) в HgTe квантовых ямах (КЯ) с толщиной $d = 6.6$ nm, близкой к критической толщине, соответствующей переходу от прямого к инвертированному спектру. Предполагается, что указанный отклик вызван индуцированным зеемановским расщеплением спиновым эффектом Холла, обнаруженном недавно в графене [1, 2]. Однако в отличие от графена нелокальность в исследованной системе распространяется на макроскопические расстояния в несколько сот микрон, что, возможно, обусловлено намного более высокой величиной зеемановского расщепления в HgTe КЯ, чем в графене.

Исходные структуры представляли собой холловские мостики шириной 50 μm и расстоянием между потенциометрическими контактами 100 μm and 350 μm , изготовленные на основе HgTe КЯ с ориентацией (013) и толщиной 6.6 nm. На них наносился двухслойный диэлектрик, состоящий из 100 nm SiO₂ и 200 nm Si₃N₄. Затем напылялся металлический TiAu затвор. Изготовленный таким образом экспериментальный образец являлся, по существу, полевым транзистором на основе HgTe КЯ. В работе измерялось локальное и нелокальное сопротивление указанных образцов в диапазоне температур 1.5 К–10 К и в магнитных полях до 2 Тл. Основные результаты можно сформулировать следующим образом:

1. В области температур $T = 1.5$ К–25 К и в магнитных полях 0.3–1 Тл обнаружено нелокальное сопротивление (R_{nonloc}) в дираковской точке и в ее окрестности во всех исследованных в работе образцах, тогда как за пределами указанной окрестности нелокальный сигнал отсутствовал. Величина R_{nonloc} зависит от магнитного поля пороговым образом. Оно возникает при магнитном поле $B_c \approx 0.3$ Тл, затем насыщается при $B \approx 0.5$ Тл и не меняется вплоть до 1 Тл. Эффект падает при повышении температуры по закону $R_{\text{nonloc}} \approx T^{-1}$.

2. При $T = 1.5$ К и $B = 1$ Тл нелокальность достигает гигантских значений. Величина R_{nonloc} оказывается сравнимой с величиной удельного сопротивления ρ_{xx} при расстоянии между парами потенциометрических контактов 100 μm . Увеличение этого расстояния до 350 μm приводит к заметному уменьшению R_{nonloc} .

3. Качественно обнаруженный эффект подобен тому, который недавно наблюдался в графене [1, 2]. Согласно теории, развитой в [2], он связан со спиновым эффектом Холла, индуцированным зеемановским расщеплением. Это означает, что найденный нелокальный отклик отражает гигантскую величину коэффициента спинового Холла, близкого, как и в графене, к 1. Это значение на три-четыре порядка выше, чем в обычных экспериментах по спиновому Холлу. Но в отличие от графена нелокальный сигнал распространяется на сотни микрон. Это может быть вызвано намного более высоким, чем в графене, значением g-фактора в HgTe КЯ, приводящим к значительно большим временам спиновой релаксации.

[1] D.A. Abanin, S.V. Morozov, L.A. Ponomarenko et al, Science, **332**, 328 (2011).

[2] D.A. Abanin, R.V. Gorbachev, K.S. Novoselov et al, PRL, **107**, 096660 (2011).

Спиновые явления в полупроводниках в сильных электрических полях

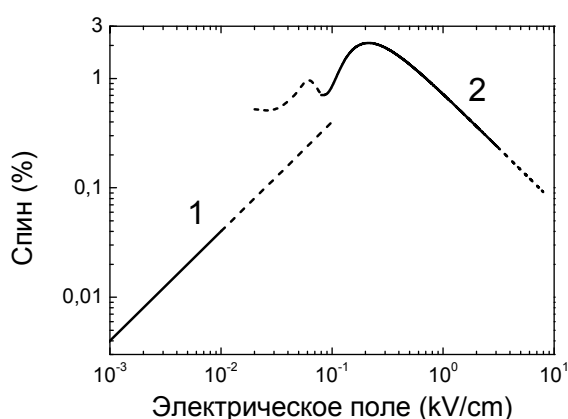
Л.Е. Голуб, Е.Л. Ивченко

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)292-91-55, факс: (812)297-10-17, эл. почта: golub@coherent.ioffe.ru

Ориентация электронных спинов в полупроводниках электрическими методами вместе с возможностью конвертировать электронную спиновую поляризацию в электрический сигнал находятся в центре активных исследований и мотивируют научные усилия в различных направлениях. Возможность влияния на спин с помощью электрического тока без использования магнитных материалов существует в нецентросимметричных системах, где есть спин-орбитальное взаимодействие, линейное по волновому вектору электрона. Для спина, создаваемого при протекании электрического тока, существующая теория [1, 2] даёт линейную зависимость от электрического поля, см. кривую 1 на Рисунке. В традиционных двумерных полупроводниковых системах типа GaAs- и InAs-гетероструктур и в сравнительно слабых полях, меньших 1 kV/cm, спин не превышает 0.1%.

Если межчастичные столкновения играют малую роль в кинетике, то при приложении



Зависимость спина от электрического поля. Кривая 1 рассчитана в пределе слабых полей, кривая 2 – результат расчёта в режиме стриминга.

~2% в полях ≥ 1 kV/cm. В ещё больших полях спин слабо уменьшается.

Мы также исследовали спиновую релаксацию и динамику спина в режиме стриминга. Показано, что за счёт линейного по волновому вектору спин-орбитального взаимодействия формируется среднее эффективное магнитное поле. Поперечная составляющая спина быстро прецессирует в этом поле, а продольная компонента релаксирует по модифицированному механизму Дьяконова-Переля. Также проанализированы вклады в спиновую релаксацию от других механизмов и показано, что в режиме стриминга релаксация существенно анизотропна.

Литература

[1] L.E. Golub and E.L. Ivchenko, Phys. Rev. B **84**, 115303 (2011).

[2] Л.Е. Голуб, УФН **182**, 876 (2012).

Резонансное косвенное взаимодействие в полупроводниковых наноструктурах

И.В. Рожанский^{1,2}, Н.С. Аверкиев¹, И.В. Крайнов¹, Е. Lähderanta²

¹ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Lappeenranta University of Technology, P.O. Box 20, FI-53851, Lappeenranta, Finland

тел: (812) 292-7155, факс: (812) 297-1017, эл. почта: rozhansky@gmail.com

Полупроводниковые структуры, содержащие магнитные примеси, представляют собой один из наиболее привлекательных объектов в современной физике полупроводников. Это обусловлено, в первую очередь, фундаментальными проблемами определения микроскопических причин магнитного упорядочения в твердых телах. Прикладной интерес к разбавленным магнитным наноструктурам вызван уникальным сочетанием в них свойств магнетиков, которыми можно легко управлять используя полупроводниковую матрицу. В металлах одним из возможных механизмов ферромагнетизма считается так называемый косвенный обмен между двумя магнитными ионами через вырожденный электронный газ, описываемый теорией РККИ [1]. При этом предполагается, что магнитные ионы контактным образом взаимодействуют со спинами электронов, что для структур с вырожденным электронным газом представляется оправданным.

Однако в полупроводниковых гетероструктурах реализуется принципиально новая ситуация — электронный или дырочный газ могут быть пространственно разнесены со слоем парамагнитных примесей и сами примеси могут локализовать носители заряда и создавать резонансные уровни [2, 3].

Целью данного доклада будет теоретическое рассмотрение резонансного косвенного обменного взаимодействия между двумя магнитными примесями, расположенными на большом расстоянии друг от друга, но на малом, обеспечивающем возможность туннелирования, расстоянии от электронного или дырочного газа. Для одномерного и двумерного электронного газа выполнено сравнение резонансного косвенного обменного взаимодействия с нерезонансным вкладом типа РККИ.

В частности, при совпадении энергии локализованного состояния носителя на примеси с энергией Ферми электронного газа возникает значительное усиление величины косвенного обменного взаимодействия магнитных центров по сравнению с классической теорией РККИ. Именно эта ситуация является характерной для легированной полупроводниковой структуры — равенство энергетического уровня примеси и уровня Ферми возникает вследствие установления общего химического потенциала в термодинамическом равновесии.

Литература

[1] M.A. Ruderman and C. Kittel, Phys. Rev. **96**, 99 (1954).

[2] V. Tripathi, K. Dhochak, B.A. Aronzon, V.V. Rylkov, A.B. Davydov, B. Raquet, M. Goiran, K.I. Kugel, Phys.Rev.B **8**, 075305 (2011).

[3] I.V. Rozhansky, N.S. Averkiev, E. Lahderanta, Phys. Rev. B **85**, 075315 (2012).

Российский вариант силовой микроэлектроники

И.В. Грехов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)292-71-23, факс: (812)922-71-23, эл. почта: grekhov@mail.ioffe.ru

Во всех развитых странах 60–70% вырабатываемой электроэнергии проходит через полупроводниковые преобразователи, поэтому эффективность преобразовательной техники существенно влияет на эффективность всей электроэнергетики. Базовым прибором современной силовой преобразовательной техники в диапазоне мощностей от киловатт до мегаватт, где потребляется основное количество электроэнергии, является биполярно-полевой транзистор (IGBT). Кремниевый чип современных IGBT с характерным размером элементарной ячейки около 5 мкм может производиться только на базе современных субмикронных технологий, которых в России практически нет, и поэтому развитие преобразовательной техники, как общепромышленной, так и военной, происходит почти полностью за счет импорта IGBT и комплектных преобразователей на их основе. Годовой объем импорта превышает 2 млрд. USD.

Основной целью этого цикла наших работ было создание такой элементной базы силовой микроэлектроники, которая могла бы производиться на имеющихся в России линиях с топологическим разрешением 1.5–2 мкм. Для этого во ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН было предложено использовать в качестве элементарной ячейки чипа не комбинацию биполярного и полевого транзисторов, как в IGBT, а один микротристор с характерным размером 10–15 мкм. Полевое управление всеми микротристорами чипа осуществляется одним внешним полевым транзистором. Такое упрощение конструкции силовых чипов делает возможным их изготовление на линиях с топологическим разрешением 2 мкм.

Проведенный комплекс расчетных и экспериментальных работ позволил создать микротристорный чип, динамические характеристики которого вполне сопоставимы с характеристиками чипа IGBT с аналогичным рабочим напряжением (2.5; 3.3; 4.5 кВ), а остаточное напряжение во включенном состоянии при одинаковой плотности тока примерно в 1.5 раза меньше. Одновременно был разработан чип ультрабыстрых диодов с мягким восстановлением, которые включаются встречно-параллельно тиристорному чипу в схемах мощных преобразователей. Основные характеристики диодного чипа превышают мировой уровень благодаря использованию нового метода создания профильного распределения рекомбинационных центров в базе диода путем облучения электронами с энергией, близкой к порогу дефектообразования. На основе этой элементной базы разработаны полностью российские мощные приборы силовой микроэлектроники — интегральные тиристорные модули с полевым управлением на напряжение 2.5; 3.3; 4.5 кВ и ток до 600 А. Работа выполнялась совместно с Воронежским заводом полупроводниковых приборов «ВЗПП-Микрон» на имеющихся там линиях с топологическим разрешением 2 мкм. На этом же заводе планируется организация серийного выпуска разработанных модулей.

Промышленная технология создания профильного распределения рекомбинационных центров была разработана совместно с НИИ Ядерной Физики СПб ГТУ.

Выполненный цикл работ является основой для создания в России собственной силовой микроэлектроники.

Повышение дальности передачи данных быстродействующих вертикально-излучающих лазеров диапазона 850 нм

С.А. Блохин^{1,2}, М.А. Бобров¹, Л.Я. Карачинский^{1,2}, И.И. Новиков^{1,2}, А.Г. Кузьменков^{1,2}, Н.А. Малеев^{1,2}, Д. Лотт³, Н.Н. Леденцов³, Д. Бимберг⁴

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, ул. Политехническая 26

²ООО Коннектор Оптикс, Санкт-Петербург, 194292, ул. Домостроительная 16, лит.Б

³VI Systems GmbH, Berlin, Germany, D-10623, Hardenbergstrasse 7

⁴Technische Universität Berlin, Berlin, Germany, D-10623, Hardenbergstrasse 36

тел.: (812) 297-3182, факс: (812) 297-1017, эл. почта: blokh@mail.ioffe.ru

Оптическая технология передачи данных на основе прямой модуляции вертикально-излучающих лазеров (ВИЛ) спектрального диапазона 850 нм повсеместно вытесняет традиционные медные межсоединения в системах связи на коротких и средних дистанциях. В настоящее время ведутся интенсивные исследования по обеспечению скорости передачи данных более 25 Гбит/с [1–2], а вопросу повышения дальности передачи данных и энергоэффективности ВИЛ уделяется особое внимание [3].

В настоящей работе представлены результаты исследования быстродействия и дальности безошибочной передачи данных с использованием ВИЛ спектрального диапазона 850 нм. Применение метода увеличения эффективной толщины оксидной апертуры для снижения паразитной емкости приборов ведет к увеличению скачка эффективного показателя преломления. В результате одномодовый режим генерации реализуется лишь при ультрамалых размерах токовой апертуры (менее 2 мкм), а при размерах апертуры более 5 мкм устойчиво наблюдается многомодовая генерация. Приборы с токовой апертурой 3–4 мкм демонстрируют квазиодномодовую генерацию с фактором подавления боковых мод более 10 дБ. Максимальная частота эффективной модуляции ВИЛ достигает 18–20 ГГц, что позволяет обеспечить оптическую передачу данных на скорости более 25 Гбит/с. Однако рабочий диапазон токов приборов с ультрамалым размером токовых апертур, где частота модуляции превышает 16 ГГц, крайне мал (вследствие сильного эффекта саморазогрева лазера, приводящего к высокому уровню коэффициента затухания). Несмотря на существенно больший диапазон рабочих токов, дальность безошибочной передачи данных для многомодовых приборов по стандартному оптоволокну OM3 на скорости 25 Гбит/с ограничивается хроматической и межмодовой дисперсией на уровне 200 м при потребляемой энергии ~335 фДж на 1 бит и рассеиваемой мощности ~205 мВт на 1 Тбит/с. В случае квазиодномодовых приборов не только достигаются меньшие среднеквадратичные ширины спектров излучения по сравнению с многомодовыми лазерами, но и реализуется значительно больший диапазон рабочих токов в отличие от одномодовых ВИЛ, что, в конечном счете, позволяет реализовать безошибочную передачу данных по оптоволокну OM3 на скорости 25 Гбит/с и расстоянии до 600 м при потребляемой энергии ~270 фДж на 1 бит и рассеиваемой мощности ~240 мВт на 1 Тбит/с.

Литература

- [1] S.A. Blokhin et.al., Electron. Lett. **45**, 501 (2009).
- [2] P. Westbergh et.al., Electron. Lett. **46**, 1014 (2009).
- [3] P. Moser et.al., Appl. Phys. Lett. **98**, 231106 (2011).
- [4] G. Fiol et.al., Electron. Lett. **47**, 810 (2011).

Новое поколение ФЛЭШ памяти: быстродействующая резистивная память

В.А. Гриценко

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

тел.: (383) 3308891 эл. почта: grits@isp.nsc.ru

Обзор посвящен перспективам и нерешенным проблемам резистивной памяти.

Анализируются ограничения дальнейшего роста информационной емкости флэш памяти на основе плавающего затвора и нитрида кремния (charge trap flash memory), доминирующей на рынке, в настоящее время. Физические ограничения памяти с плавающим затвором обусловлены эффектом интерференции, связанным с паразитной емкостью плавающих затворов [1]. Дальнейшее масштабирование памяти на нитриде кремния ограничивается малым числом электронов под затвором запоминающего транзистора (~10 электронов при проектной норме 22 нм).

Среди разрабатываемой альтернативной памяти (ферроэлектрическая, фазовая, магниторезистивная, резистивная) последняя имеет самую малую ячейку памяти, и, как следствие, является наиболее перспективной с точки зрения максимальной информационной емкости. Кроме того, резистивная память открывает возможность трехмерной интеграции [2].

Рассматриваются разные виды резистивной памяти: монополярная и биполярная, основанная на инъекции атомов металла из контактов и на переходе диэлектрика из высокоомного состояния в низкоомное за счет образования вакансий кислорода. Температурная зависимость тока в низкоомном состоянии и независимость сопротивления от площади контакта свидетельствуют в пользу филаментной модели проводимости. При этом зависимость сопротивления от площади контакта и активационная зависимость от температуры указывают на объемный механизм проводимости в высокоомном состоянии.

Для объяснения механизмов проводимости диэлектрика в высокоомном состоянии привлекаются разные модели: токи, ограниченные пространственным зарядом, эффект Шоттки, эффект Френкеля, многофононная ионизация ловушек.

Эксперименты по разделению электронной и дырочной компонентам тока, выполненные в ИФП СО РАН указывают на то, что проводимость HfO_2 , TiO_2 и GeO_2 является биполярной, двузонной [3, 4].

На примере HfO_2 , в резистивном элементе памяти $\text{Si-TaN-HfO}_2(8\text{nm})\text{-Ni}$ экспериментально изучается механизм проводимости в высокоомном состоянии. Формально, проводимость описывается эффектом Френкеля, однако для количественного согласия, необходимо использовать аномально малое значение частотного фактора $\nu=10^6 \text{ сек}^{-1}$. Эксперимент количественно описывается многофононной ионизацией ловушек. Из сравнения эксперимента и теории определены параметры ловушек в HfO_2 : термическая энергия $W_T=1.25 \text{ эВ}$, оптическая энергия $W_{\text{opt}}=3.0 \text{ эВ}$, концентрация $N=2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

Сопоставление экспериментов по фотоэлектронной спектроскопии валентной зоны нестехиометрических HfO_x и GeO_x с квантово-химическим моделированием указывает на то, что за транспорт заряда в высокоомном состоянии резистивного элемента памяти на основе оксидов гафния и германия ответственны вакансии кислорода.

Литература

- [1] В.А. Гриценко, И.Е. Тыщенко, В.П. Попов, Т.В. Перевалов, Диэлектрики в Нанoeлектронике с. 258, издательство СО РАН, Новосибирск, 2010.
- [2] Myoung-Jae Lee, et al. Nature Materials, **10**, 625–630, 2011.
- [3] D.R. Islamov, V.A. Gritsenko, C.H. Cheng, A. Chin, Appl. Phys. Lett. **99**, 072109, 2011.
- [4] D.R. Islamov, V.A. Gritsenko, C.H. Cheng, A. Chin, Appl. Phys. Lett. **101**, 032101, 2012.

Влияние электрического и магнитного поля на терагерцовую фотопроводимость в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$

В.И. Черничкин¹, Л.И. Рябова¹, А.В. Никорич², С.Н. Данилов³, Д.Р. Хохлов¹

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

²Институт прикладной физики, Academiei str., 5, Kishinev, MD-2028 Moldova

³University of Regensburg, Universitätsstr. 31, Regensburg, D-93053, Germany

тел.: (495)939-11-51, факс: (495)932-88-76, эл. почта: khokhlov@mig.phys.msu.ru

Фотопроводимость твердых растворов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ в терагерцовой области спектра определяется новым типом локальных электронных состояний, «привязанных» к положению квазиуровня Ферми [1]. В настоящей работе исследовано влияние электрического

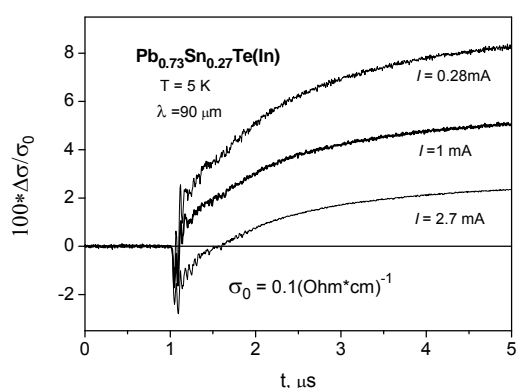


Рис. 1. Кинетика сигнала фотопроводимости в сплаве $\text{Pb}_{0.73}\text{Sn}_{0.27}\text{Te}(\text{In})$, измеренная при различных значениях тока через образец.

тока и магнитного поля на амплитуду терагерцовой фотопроводимости в сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ переменного состава. Показано, что плотность локальных электронных состояний, ответственных за задержанную положительную фотопроводимость, уменьшается при увеличении тока, протекающего через образец (рис. 1), и при переходе к дырочной проводимости в образцах с высоким содержанием теллурида олова $x > 0.26$. Установлено, что зависимость амплитуды положительной фотопроводимости от магнитного поля немонотонна и характеризуется наличием максимума, положение которого по полю меняется пропорционально энергии кванта терагерцового излучения (рис. 2). Резонансный характер эффекта заставляет предположить, существенную роль в его появлении играет квантование Ландау. В то же время многие детали наблюдаемых явлений пока не имеют адекватного объяснения.

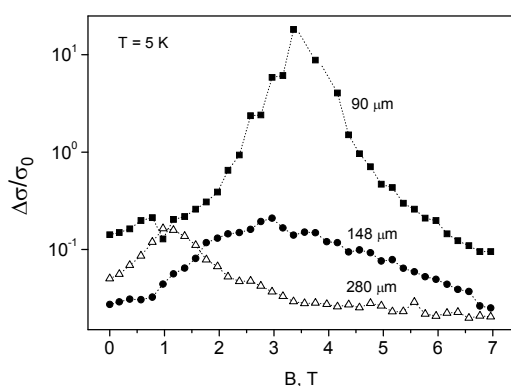


Рис. 2. Зависимость амплитуды положительной фотопроводимости в сплаве $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}(\text{In})$ от магнитного поля для различных длин волн лазерного излучения.

тока и магнитного поля на амплитуду терагерцовой фотопроводимости в сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ переменного состава. Показано, что плотность локальных электронных состояний, ответственных за задержанную положительную фотопроводимость, уменьшается при увеличении тока, протекающего через образец (рис. 1), и при переходе к дырочной проводимости в образцах с высоким содержанием теллурида олова $x > 0.26$. Установлено, что зависимость амплитуды положительной фотопроводимости от магнитного поля немонотонна и характеризуется наличием максимума, положение которого по полю меняется пропорционально энергии кванта терагерцового излучения (рис. 2). Резонансный характер эффекта заставляет предположить, существенную роль в его появлении играет квантование Ландау. В то же время многие детали наблюдаемых явлений пока не имеют адекватного объяснения.

Литература

[1] V. Chernichkin, A. Dobrovolsky, V. Kasiyan et al., *Europhys. Lett.* **100**, 17008 (2012).

Исследование конструктивно-технологических путей создания неохлаждаемых микроболометрических приемников изображений инфракрасного и терагерцового спектральных диапазонов форматом до 3072×576 и более

М.А. Демьяненко¹, Д.Г. Есаев¹, А.Г. Клименко¹, А.И. Козлов¹, И.В. Марчишин¹,
А.Р. Новоселов², В.Н. Овсяк¹

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

²Новосибирский филиал ИФП СО РАН «Конструкторско-технологический институт прикладной микроэлектроники», пр. ак. Лаврентьева, 2/1, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)330-90-29, факс: (383)333-27-71, эл. почта: kozlov@isp.nsc.ru

Рассмотрены конструктивно-технологические основы создания высокоэффективных мозаичных фотоприемников (МФП) форматом до 3072×576 и более на основе технологии близкой стыковки на общем основании фотоприемных субмодулей меньшего формата в виде кремниевых кристаллов с неохлаждаемыми матричными микроболометрическими приемниками (ММБП).

Исследован и оптимизирован базовый блок технологических операций лазерного скрайбирования кремниевых пластин и разработана прецизионная технология близкой стыковки в МФП кремниевых кристаллов с суммарным размером «слепой зоны» между краевыми фоточувствительными элементами (ФЧЭ) соседних субмодулей МБПП не более 30 мкм (рис. 1) [1].

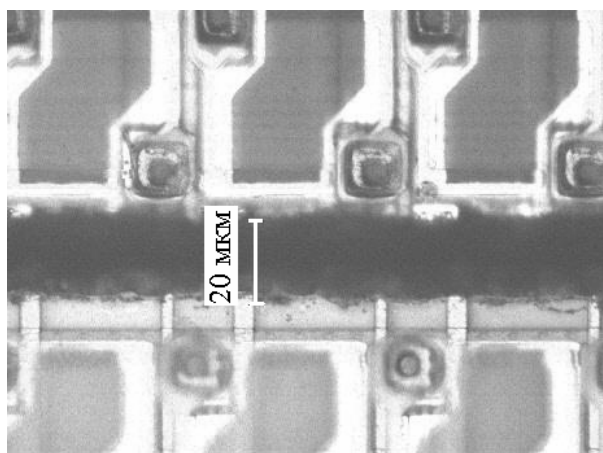


Рис. 1. Кристаллы ММБМ, состыкованные в МФП.

тального диапазона с шагом 100 мкм и 26 мкм для инфракрасных (ИК) ФЧЭ с шагом 51 мкм [2].

Применение полученных результатов при создании микроболометрических МФП форматом 3072×576 на основе субмодулей размерностью 384×288 обеспечивает в ИК диапазоне эффективность преобразования изображений более 99%, а в ТГц диапазоне эффективность преобразования может достигать 100%.

Литература

- [1] А.Р. Новоселов, *Автометрия* **46**, 6, с.106 (2010).
- [2] А.И. Козлов, *Автометрия* **46**, 1, с.118 (2010).

О возможности создания лазера дальнего ИК диапазона на основе соединений кадмий-ртуть-теллур

В.И. Гавриленко^{1,2}, С.В. Морозов^{1,2}, А.А. Дубинов^{1,2}, М.С. Жолудев¹, В.В. Румянцев¹, В.Я. Алёшкин^{1,2}, Н.Н. Михайлов³, С.А. Дворецкий³

¹ИФМ РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

²ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Н.Новгород, 603950, Россия

³ИФП СО РАН, просп. ак. Лаврентьева, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (831)417-94-62, факс: (831)414-94-64, эл. почта: gavr@ipmras.ru

В ряде работ сообщалось о реализации на основе структур кадмий-ртуть-теллур (КРТ) лазеров среднего ИК диапазона, однако отмечалось, что они значительно уступают по своим характеристикам квантовым каскадным лазерам (ККЛ) [1]. «Экологической нишей» для лазеров на основе КРТ является диапазон длин волн 20–60 мкм, где ККЛ на основе GaAs не работают вследствие сильного решеточного поглощения. Известны расчеты конструкций лазеров ТГц диапазона на межзонных переходах в графене (см., например, [2]). Аналогичный закон дисперсии носителей имеет место в квантовых ямах (КЯ) HgTe. В работе [3] были рассчитаны спектры отрицательной ТГц проводимости для модельной КЯ HgTe шириной 5.6 нм и показано, что абсолютная величина проводимости лишь в 2 раза меньше, чем в графене при одинаковых концентрациях фотоносителей.

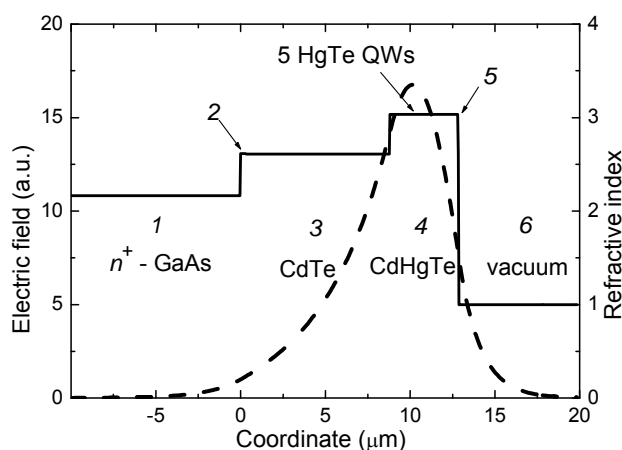


Рис. 1. Координатные зависимости показателя преломления и электрического поля в TE моде в волноводной КРТ-структуре на подложке n^+ -GaAs ($\lambda=20$ мкм, $n^+ = 10^{18}$ см⁻³).

В настоящей работе предложены конструкции диэлектрических волноводов лазеров на длины волн излучения 12–30 мкм на основе КРТ структур на подложках GaAs (см. рис. 1). В волноведущем слое $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ располагаются от одной до пяти КЯ HgTe шириной 5.6 нм. Коэффициент усиления составляет 20–90 см⁻¹ для концентраций фотовозбужденных носителей $(2\text{--}4) \cdot 10^{11}$ см⁻² на КЯ. Для времени жизни неравновесных носителей 10 пс (ср. с 65 пс, измеренными методом pump-probe в [3]) такие концентрации могут быть получены при мощности накачки с длиной волны 1 мкм $P \leq 3 \cdot 10^4$ Вт/см². В работе обсуждаются

результаты по первому наблюдению длинноволновой ИК фотолюминесценции из КРТ структур с КЯ при надбарьерном фотовозбуждении носителей, свидетельствующие об эффективном захвате неравновесных носителей квантовыми ямами.

Литература

- [1] J. Bleuse et al., J. Cryst. Growth **197**, 529 (1999).
- [2] V. Ryzhii et al., J. Appl. Phys. **107**, 054505 (2010).
- [3] С.В. Морозов и др., ФТП **46**, 1388 (2012).

Многоцветные решетки лазерных диодов спектрального диапазона 780–830 нм

М.А. Ладугин, А.А. Падалица, А.С. Мешков, А.В. Лобинцов, С.М. Сапожников, А.И. Данилов, Е.И. Лебедева, А.А. Мармалюк, В.А. Симаков

ОАО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», ул. Введенского, 3 к. 1, Москва, 117342, Россия

тел: (495)333-33-25, эл. почта: maximladugin@mail.ru

Одним из эффективных способов увеличения мощности и яркости оптического излучения является изготовление многоэлементных компактных излучателей. Накачка активных сред твердотельных лазеров (ТТЛ) на данном этапе развития науки и техники все больше и больше осуществляется посредством полупроводниковых лазеров (линеек и решеток), благодаря известным своим преимуществам. Так, замена используемых в настоящее время устаревших низкоэффективных ламп накачки активных сред ТТЛ лазерными линейками и решетками позволяет значительно улучшить технические характеристики (увеличить эффективность накачки в 25 раз; уменьшить массогабаритные параметры в 40 раз; повысить предел количества импульсов накачки в 1000 раз; уменьшить энергоемкость более чем в 20 раз). В настоящее время существует высокая потребность в подобных сверхмощных лазерных излучателях с увеличенной выходной оптической мощностью и яркостью.

Известно, что традиционные лазерные излучатели работают в условиях поддержания температуры для стабилизации положения спектрального максимума на заданной длине волны с целью обеспечения попадания в полосу поглощения активной среды ТТЛ. Однако, это приводит к возрастанию энергопотребления установок, их размеров и массы, что в ряде применений крайне нежелательно. Одним из перспективных путей решения этой проблемы является использование вертикальной интеграции нескольких линеек лазерных диодов генерирующих на разных длинах волн. Подобным способом можно достигнуть эффективной подстройки длины волны генерации под полосу поглощения. Наличие высокой выходной оптической мощности прибора и обеспечение максимального перекрытия с полосой поглощения активной среды поможет сохранить массогабаритные параметры прибора на прежнем уровне (тело свечения полупроводникового излучателя $\sim 5 \text{ мм}^2$) при работе в широком температурном диапазоне (от -40 до $+60^\circ\text{C}$).

В связи с этим, в настоящей работе были определены возможности создания много-спектральных (780–830 нм) лазерных излучателей, работающих одновременно на нескольких длинах волн, с целью повышения эффективности накачки ТТЛ. Выбраны наиболее подходящие конструкции структур и приборов, удовлетворяющих вышеуказанным требованиям, а также методы их изготовления.

В условиях газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений получены гетероструктуры $(\text{In},\text{Al})\text{GaAs}/\text{GaAs}$, излучающие на трех длинах волн. Затем изготовлены на их основе лазерные решетки с телом свечения $\sim 5 \text{ мм}^2$.

Измерены спектральные и тепловые характеристики многоцветных решеток. Достигнутая мощность излучения составила 2000 Вт при токе накачки 150 А в квазинепрерывном режиме (200 мкс, 10 Гц).

Проблемы создания сенсоров давления с нанотензорезисторами

И.Г. Неизвестный, В.А. Гридчин, Г.Н. Камаев

ИФП СО РАН, Россия 630090 Новосибирск, пр. Лаврентьева 13

эл. почта: neizv@isp.nsc.ru

Изменение пьезокоэффициентов при уменьшении поперечного сечения элемента позволила предполагать увеличение чувствительности тензорезистора при переходе к наноразмерам [1]. В ряде работ было обнаружено, что действительно чувствительность тензорезисторов зависит от размера поперечного сечения элемента [2, 3].

В работе были проведены: Модельные и экспериментальные исследования процессов электропроводности в субмикронных и нанометровых слоях кремния и поликремния на диэлектрике в расширенном (до +300 °С) диапазоне температур в условиях существования предварительной деформации. Исследование и разработка технологии создания тензорезистивных наноструктур совместимой с технологиями микроэлектронной и микросистемной техники, направленной на реализацию конкурентоспособных новых типов сенсоров механических величин.

Создание лабораторных образцов сенсоров давления с нанотензорезисторами на основе оригинальной технологии. Обнаружено увеличение тензочувствительности для сенсоров с включёнными наноразмерными элементами.

Но самое главное — температурные зависимости сопротивления «микро» и «нано» частей отличаются и их нужно выделить явным образом из общей характеристики тензорезистора. Показано, что у кремниевых тензорезисторов р-типа содержащих субмикронную (наноразмерную) составляющую, при уменьшении размеров поперечного сечения резистивных нанополосок резко снижается температурный коэффициент сопротивления [4].

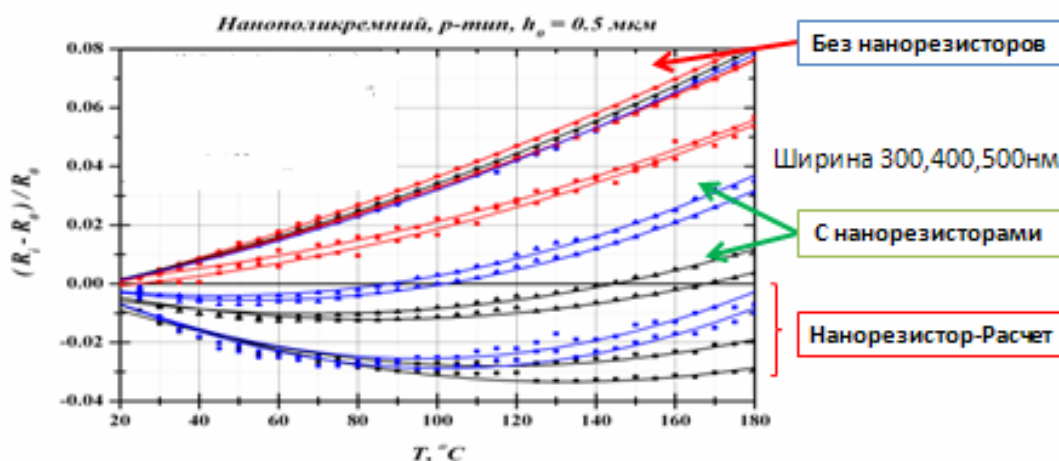


Рис. 1. Зависимость относительного изменения сопротивления резисторов от температуры

Литература

- [1] T. Toriyama, et al. "Single crystalline silicon nanowire piezoresistor for mechanical sensors. The 11 Inter.Conf.on Sol,St.Sensors and actuator, Munich,Germany, June 10–14 2001
- [2] R.He, P.Yang. "Giant piezoresistance effect in silicon nanowires". Nature Nanotechnology Lett.Vol.1,Oct.2006.
- [3] T.Barwicz, et al. "Silicon nanowire piezoresistance. Impact of surface crystallographic orientation". Appl Phys.Lett.97,2010
- [4] В.А.Гридчин,А.С.би др. «Влияние размеров поперечного сечения мезатензорезисторов на их характеристики» Микроэлектроника 2011, том 40, №2, с. 89–97.

Эффект Кона-Латтинжера и аномальное спаривание в новых сверхпроводящих системах и графене

М.Ю. Каган¹, Д.В. Ефремов², М.С. Марьенко³, В.В. Вальков⁴

¹ИФП РАН им. П.Л. Капицы, ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия

²Leibniz Institute for Solid State and Materials Research, Helmholtzstraße, 20, Dresden, 01069, Germany

³Hofstra University, Fulton Ave, 1000, Hempstead, New York, 11549, USA

⁴Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Академгородок, 50, Красноярск, 660036, Россия

тел: (495)137-79-85, факс: (495)651-21-25, эл. почта: kagan@kapitza.ras.ru

Для различных трёхмерных и двумерных электронных систем малой плотности с отталкиванием, описываемых моделями Ферми-газа, Хаббарда и Шубина-Вонсовского, обсуждается нефононный механизм сверхпроводимости Кона-Латтинжера. Конструируются сверхпроводящие фазовые диаграммы, включающие области аномального *s*-спаривания, *p*-спаривания и *d*-спаривания и демонстрируется возможность резкого повышения критической температуры T_C уже в малой плотности при рассмотрении спин-поляризованного случая или двухзонной ситуации. Предложенная теория объясняет или предсказывает сверхпроводимость в различных материалах включая гетероструктуры и полуметаллы, сверхрешётки и дихалькогениды, слоистые и органические сверхпроводники, ВТСП и тяжело-фермионные системы, ультрахолодные ферми-газы в магнитных ловушках. Она также хорошо описывает аномальный электронный транспорт и необычные поляронные эффекты в нормальном состоянии этих систем [1–5].

Предсказания теории согласуются с результатами ARPES-экспериментов [6] по определению угловой зависимости сверхпроводящей щели в сверхпроводниках на основе арсенида железа. Теория может быть полезна для объяснения природы сверхпроводимости и орбитальных токов (киральная аномалия) в системах с дираковским спектром электронов, включая сверхтекучий He^3 -А, графен и топологические сверхпроводники.

Литература

- [1] M.Yu. Kagan, D.V. Efremov, M.S. Mar'enko, V.V. Val'kov, Письма в ЖЭТФ **93**, 807 (2011).
- [2] М.Ю. Каган, В.В. Вальков, В.А. Мицкан, М.М. Коровушкин, Письма в ЖЭТФ **97**, 253 (2013).
- [3] M.Yu. Kagan, V.V. Val'kov, ЖЭТФ **140**, 179 (2011).
- [4] M.Yu. Kagan, V.V. Val'kov, Jour. Supercond. and Novel Magnetism **25**, 1379 (2012).
- [5] M.Yu. Kagan, D.V. Efremov, M.S. Mar'enko, V.V. Val'kov, ФНТ **38**, 1102 (2012).
- [6] K. Okazaki et al., Science **337**, 1314 (2012).

Новая высокодобротная плазменная мода в двумерной электронной системе с близким металлическим слоем

В.М. Муравьев, П.А. Гусихин, И.В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна 2, г. Черноголовка, 142432, Россия

тел: (496) 522-19-82, факс: (496) 522-81-60, эл. почта: muravev_vm@mail.ru

Исследования плазмон-поляритонных возбуждений в двумерных электронных системах (ДЭС) в последнее время привлекают большой интерес. Это отчасти вызвано открытием ряда новых физических явлений: запаздывания в спектре двумерных плазмонов [1], ультра-сильной связи между циклотронной плазменной модой и фотонной модой резонатора [2–3], краевых поляритон-магнитоплазменных возбуждений [4]. Во всех этих работах авторам удалось, путем изменения параметров ДЭС пронаблюдать разные режимы гибридизации двумерного плазменного возбуждения с фотонной модой. При этом в режиме, когда наблюдаемый поляритонный резонанс слабо зависел от температуры, плазменная компонента возбуждения оказывалась малой и параметры резонанса определялись исключительно свойствами фотонного резонатора.

В настоящих исследованиях удалось пронаблюдать принципиально новое плазмон-поляритонное возбуждение в ДЭС с верхним металлическим затвором. Отличительной особенностью открытого поляритонного возбуждения является его высокая добротность при сильной зависимости дисперсии моды от параметров ДЭС, внешнего магнитного поля и геометрии затвора. Было установлено, что поляритонная мода демонстрирует гораздо меньшую чувствительность к изменениям в температуре по сравнению с обыкновенным двумерным плазмоном при идентичных параметрах ДЭС. В частности, на образцах ДЭС в AlGaAs/GaAs гетероструктуре (с подвижностью $5000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при $T=300 \text{ К}$) поляритонное возбуждение удалось наблюдать вплоть до комнатной температуры. Что говорит об аномально большом времени жизни возбуждения. Новые свойства моды обуславливаются особой конфигурацией ее электромагнитного поля. Особая конфигурация поля поляритонного возбуждения также приводит к тому, что для ее возбуждения необходимо использовать особый тип микроантенн. В результате исследований был установлен закон дисперсии нового возбуждения. Изучена зависимость дисперсии, амплитуды и ширины моды от электронной плотности, магнитного поля, расстояния от ДЭС до металла и геометрии металлического слоя. Эксперименты по изучению свойств моды в зависимости от геометрии металлического затвора показали, что высокая добротность обусловлена большой пространственной делокализацией поля моды.

Перечисленные свойства новой поляритонной моды делают ее привлекательной для ряда прикладных задач в области микроволновой и субтерагерцовой электроники.

Литература

- [1] I.V. Kukushkin, J. Smet, S.A. Mikhailov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2011).
- [2] V.M. Muravev, I.V. Andreev, I.V. Kukushkin, S. Schnult, and W. Dietsche, Phys. Rev. B **83**, 075309 (2011).
- [3] G. Scalari, C. Maissen, D. Turcinkova *et al.*, Science **335**, 1323 (2012).
- [4] V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, I.V. Andreev, I.V. Kukushkin, Phys. Rev. B **87**, 045307 (2013).

Акустические краевые магнитоплазмоны в двумерных электронных системах

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

Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, г. Черноголовка, 142432, Россия

тел: (496-52)2-44-31, факс: (496-52)2-81-60, эл. почта: andreev@issp.ac.ru

Основным типом возбуждений, возникающих на краю двумерной электронной системы (ДЭС) в перпендикулярном магнитном поле является краевой магнитоплазмон (КМП) — волна зарядовой плотности, распространяющаяся вдоль края системы [1]. Помимо краевых магнитоплазмонов КМП на краю ДЭС могут возбуждаться также дополнительные бесщелевые моды, называемые акустическими краевыми магнитоплазмонами (АКМП) [2]. В этих модах зарядовая плотность осциллирует не только вдоль, но и поперек края ДЭС, а номер моды определяется числом узлов вариации электронной плотности в направлении поперек края системы. Масштаб пространственного разделения зарядов в АКМП определяется размером области краевого обеднения ДЭС.

В режиме целочисленного квантового эффекта Холла край ДЭС имеет вид системы чередующихся сжимаемых и несжимаемых полосок. В этом случае КМП соответствует синфазным колебаниям электронной плотности в системе краевых каналов, а АКМП — противофазным колебаниям в соседних каналах. Поэтому спектроскопия АКМП перспективна для исследования взаимодействия отдельных краевых каналов друг с другом и представляет значительный интерес.

До настоящего времени попытки пронаблюдать и исследовать АКМП сталкивались со значительными трудностями. Это объясняется мультипольной природой моды и малостью масштаба пространственного разделения зарядов разного знака в АКМП, что крайне затрудняет их возбуждение и детектирование.

В наших исследованиях для изучения АКМП были использованы образцы с неглубоким травлением, не доходящим до квантовой ямы [3]. Это позволило существенно увеличить размер области краевого обеднения ДЭС и масштаб пространственного разделения заряда в АКМП. Благодаря этому удалось исследовать магнитодисперсию и амплитуду АКМП в широком диапазоне магнитных полей.

Главный результат состоит в том, что j -я мода АКМП наблюдается в области факторов заполнения $\nu > 2j$ и обрывается на факторе заполнения $\nu = 2j$, причем как частота, так и амплитуда j -й моды обращаются в этот момент в нуль [4]. Таким образом, количество акустических мод напрямую определяется количеством несжимаемых полосок на краю системы. Также показано, что при понижении температуры в ДЭС возникают дополнительные АКМП моды, связанные со спиновым расщеплением в энергетическом спектре системы [6]. Исследована зависимость относительной амплитуды мод от фактора заполнения ДЭС. Полученные результаты свидетельствуют об определяющем влиянии на свойства АКМП структуры края ДЭС.

Литература

- [1] В.А. Волков, С.А. Михайлов, Письма в ЖЭТФ **42**, 450 (1985).
- [2] I.L. Aleiner, L.I. Glazman, Phys. Rev. Lett. **72**, 2935 (1994).
- [3] Д.В. Сметнев, В.М. Муравьев, И.В. Андреев, И.В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **94**, 141 (2011).
- [4] I.V. Andreev, V.M. Muravev, D.V. Smetnev, I.V. Kukushkin, Phys. Rev. B **86**, 125315 (2012).

Двумерный полуметалл в широких квантовых ямах HgTe: Магнитотранспорт и энергетический спектр

Г.М. Миньков^{1,2}, А.А. Шерстобитов^{1,2}, А.В. Германенко¹, О.Э. Рут¹,
С.А. Дворецкий³, Н.Н. Михайлов³

¹ИФМ УрО РАН, ул. С.Ковалевская 18, Екатеринбург, 620990, Россия

²ИЕН, Уральский федеральный университет, ул. Ленина 51, Екатеринбург, 620000, Россия

³ИФП, СО РАН, пр. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (343)261-74-36, факс: (343) 261-74-36, эл. почта: grigori.minkov@usu.ru

Несмотря на очень интенсивные исследования, в последние 10 лет, двумерных носителей в квантовых ямах на основе бесщелевого полупроводника HgTe, представления об энергетическом спектре, особенно валентной зоны, остаются очень противоречивыми.

В настоящем докладе мы представляем результаты исследований магнитотранспортных эффектов в МДП структурах с 20 нм квантовой ямой HgTe в широком интервале концентраций электронов и дырок. Совместный анализ положения минимумов ρ_{xx} осцилляций Шубникова де Газа (рис. 1а), периода осцилляций и холловской концентрации (рис. 1в), эффективной массы дырок, найденной из температурных зависимостей осцилляций, позволил реконструировать спектр валентной зоны при квазиимпульсах $k > 8 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$, который и приведен на рис. 1с. Уже эти результаты показывают радикальное отличие от спектра, рассчитанного в рамках kP модели. Энергетический спектр при $k > 8 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ был оценен из анализа зависимости электронной, electron-like и дырочной концентрации, найденных из магнитопольных зависимостей ρ_{xx} и ρ_{xy} (рис. 1д) в области проводимости двумя типами носителей. Эти результаты также приведены на рис. 1с.

Таким образом, экспериментально определенная E-vs-k зависимость радикально отли-

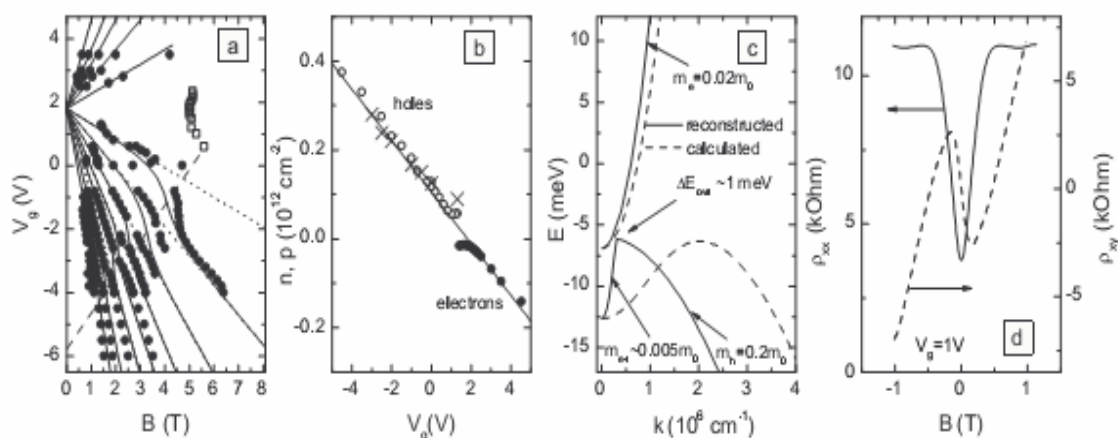


Рис. 1.

чается от теоретически рассчитанной. Обсуждаются согласие с экспериментальными результатами других работ и возможные причины отличия от теории.

Работа поддержана грантами РФФИ 11-02-12126 и 12-02-00098).

Излучатели одиночных фотонов и пар запутанных фотонов на основе полупроводниковых квантовых точек

В.А. Гайслер

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, пр. Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090, Россия,

тел: (383)330-69-45, факс: (383)330-69-45, эл. почта: haisler@isp.nsc.ru

Исследования в области мезоскопической квантовой оптики относятся к числу наиболее актуальных задач современной физики, так как они открывают новые перспективы в изучении эффектов квантовой электродинамики и в разработке сверхминиатюрных неклассических излучателей для квантовых информационных систем: излучателей одиночных фотонов (ИОФ) и излучателей пар «запутанных» фотонов (ИПЗФ). Полупроводниковые квантовые наноструктуры, квантовые точки (КТ) являются одним из наиболее перспективных объектов исследования в данной области, так как на их основе возможно создание эффективных, миниатюрных, полностью твердотельных ИОФ и ИПЗФ с токовой накачкой.

В докладе приводятся результаты разработок эффективных ИОФ на основе InGaAs КТ. Рассматриваются принципы работы данных излучателей, их конструкция, технология изготовления и характеристики, достигнутые к настоящему времени. Рассматриваются новые подходы для селективного позиционирования КТ в пределах токовой апертуры излучателей, методы получения КТ малой плотности.

Пары запутанных фотонов могут излучаться полупроводниковыми квантовыми точками в процессе каскадной рекомбинации биэкситона и экситона в случае, если экситонные состояния вырождены по энергии или же их расщепление не превышает естественную ширину экситонных уровней ($\sim 1-2$ мкэВ при криогенных температурах). В этом случае излучается пара фотонов, запутанных по поляризации.

В «идеальных» квантовых точках экситонные состояния вырождены по энергии, однако, в «реальных» квантовых точках вырождение снимается, величина расщепления экситонных состояний задается асимметрией формы квантовых точек, пьезоэлектрическим потенциалом, на расщепление оказывают влияние электрические и магнитные поля, также как и размер и форма квантовых точек, определяемые технологией роста и постростовыми воздействиями. В результате расщепление экситонных состояний может достигать сотен мкэВ, т.е. многократно превышать естественную ширину экситонных уровней, что неприемлемо для генерации пар запутанных фотонов.

В докладе анализируется тонкая структура экситонных состояний InAs квантовых точек, рассматриваются факторы, определяющие расщепление экситонных состояний, и приводятся условия, при которых это расщепление минимально. Приводятся результаты исследований расщепления экситонных состояний InAs квантовых точек для структур, содержащих массив квантовых точек «сверхмалой» плотности $\sim 10^6$ см⁻². Показано, что для квантовых точек с энергией экситона в интервале 1,3–1,4 эВ величина расщепления экситонных состояний не превышает 2 мкэВ, таким образом, данные квантовые точки представляют большой интерес для создания ИПЗФ.

В докладе также представлен обзор новейших результатов в области разработки ИПЗФ на основе полупроводниковых квантовых точек.

Исследование тонкой структуры экситонных состояний InAs квантовых точек

А.В. Гайслер, А.С. Ярошевич, И.А. Дербезов, А.К. Калагин, А.К. Бакаров, А.И. Торопов, Д.В. Щеглов, В.А. Гайслер, А.В. Латышев, А.Л. Асеев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, пр. Лаврентьева 13, г. Новосибирск, 630090, Россия,

тел: (383)330-69-45, факс: (383)330-69-45, эл. почта: alex729@mail.ru

Полупроводниковые квантовые точки (КТ) являются одним из важнейших ресурсов в разработке сверхминиатюрных излучателей для квантовых информационных систем. На основе полупроводниковых КТ разрабатываются эффективные излучатели одиночных фотонов (ИОФ), они представляют большой интерес и для создания излучателей пар запутанных фотонов (ИПЗФ). Пары запутанных фотонов могут излучаться полупроводниковыми КТ в процессе каскадной рекомбинации биэкситона и экситона в случае, если экситонные состояния вырождены по энергии или же их расщепление ΔE_{FS} не превышает естественную ширину экситонных уровней $\Gamma_X = \hbar/\tau_X$, где τ_X — время жизни экситона. В этом случае излучается пара фотонов, запутанных по поляризации. В реальных КТ расщепление экситонных состояний ΔE_{FS} многократно превышает естественную ширину экситонных уровней Γ_X , что обусловлено отклонением формы КТ от идеальной, наличием пьезопотенциала, индуцированного встроенными механическими напряжениями. Исследование факторов, задающих величину ΔE_{FS} , а также условий, при которых расщепление экситонных состояний подавляется до уровня Γ_X актуально для разработки ИПЗФ на базе полупроводниковых КТ.

В данной работе методом криогенной микрофотолюминесценции исследована тонкая структура экситонных состояний InAs квантовых точек, выращенных по механизму Странского-Крастанова с малым временем прерывания роста, что обеспечивает очень низкую плотность квантовых точек на уровне 10^6 см^{-2} . Показано, что в интервале энергий экситонов $1.3 \div 1.4 \text{ эВ}$ величина расщепления экситонных состояний сравнима с естественной шириной экситонных линий, что представляет большой интерес для разработки излучателей пар запутанных фотонов на основе InAs квантовых точек. На рис. 1 приведены экспериментальные данные параметра ΔE_{FS} для 135 исследованных одиночных InAs КТ.

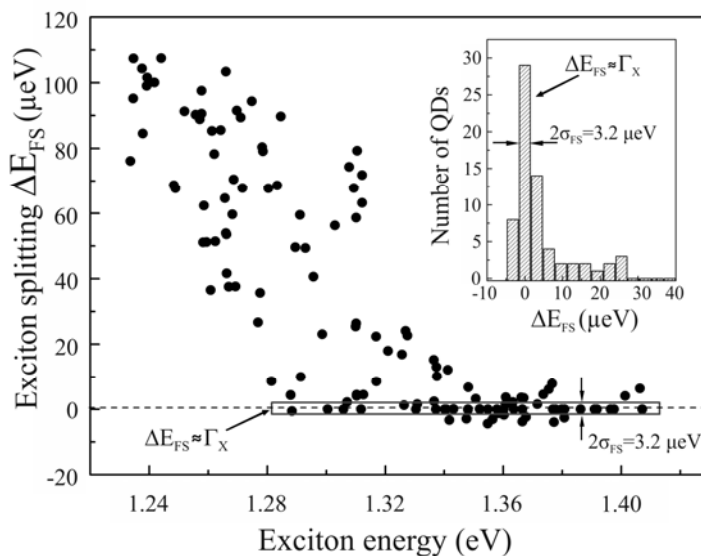


Рис. 1. Расщепление экситонных состояний ΔE_{FS} для 135 InAs КТ. По горизонтальной оси отложена энергия экситона.

В прямоугольной рамке выделены экспериментальные точки, для которых ΔE_{FS} сравнимо с естественной шириной экситонных состояний. На вставке приведена гистограмма распределения числа КТ от ΔE_{FS} для интервала ΔE_{FS} от -10 до 40 мкэВ , ширина столбца равна удвоенной погрешности измерений 3.2 мкэВ , сравнимой с естественной шириной экситонных уровней Γ_X .

Локализации фоонов и электрон-фононное взаимодействие в нанокристаллах кремния и германия

В.А. Володин^{1,2}

¹Институт физики полупроводников СО РАН, пр. академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

²Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)333-24-70, факс: (383)333-27-71, эл. почта: volodin@isp.nsc.ru

Создание твердотельных нано-гетероструктур с заданным электронным спектром представляет собой раздел физики полупроводников, называемый в англоязычной литературе «band gap engineering». Возможность, вследствие размерного квантования носителей заряда, управляемо модифицировать оптические и электронные свойства наноструктур вызывает как фундаментальный, так и практический интерес [1]. Колебательный спектр наноструктур отличается от колебательных спектров составляющих их объёмных материалов и определяется их составом, размерами, формой, механическими напряжениями. Полупроводниковые нанокристаллы в широкозонной матрице являются квантовыми точками с квази-дискретным колебательным спектром, из анализа которого можно определить их структуру.

Развита модель расчета спектров комбинационного рассеяния света от нанокристаллов кремния и германия, основанная на хорошо известном подходе, учитывающем неопределенность квазиимпульса фоонов, локализованных в нанокристаллах. Существенное улучшение модели состоит в том, что учитывается дисперсия фоонов не только по величине квазиимпульса, но и по направлению. Значительное уточнение модели состоит также в том, что дисперсия фоонов рассчитывалась в хорошо апробированной модели Китинга, а не аппроксимировалась эмпирическими выражениями, как в используемых ранее подходах. Расчеты, сделанные по представленной модели, позволяют точнее определять размеры нанокристаллов кремния из анализа экспериментальных спектров комбинационного рассеяния света [2].

В легированных полупроводниковых наноструктурах колебательный спектр и спектр комбинационного рассеяния света модифицируются вследствие фонон-плазмонного и электрон-фононного взаимодействия. Понижение симметрии в наноструктурах, локализация фоонов и возникновение сложного дискретного колебательного спектра приводят к усложнению механизма электрон-фононного взаимодействия. В неполярных полупроводниках механизм взаимодействия фоонов и свободных зарядов описывается в формализме Фано [3]. Для легированных объёмных неполярных полупроводников интерференция Фано даёт адекватное описание изменения формы спектра комбинационного рассеяния света. Получены экспериментальные данные по электрон-фононному взаимодействию в легированных нанокристаллах кремния, обсуждаются теоретические подходы для их интерпретации.

Литература

[1] Ж.И. Алферов, ФТП **32**, 3 (1998).

[2] В.А. Володин, В.А. Сачков, ЖЭТФ, **143**, 100 (2013).

[3] U. Fano, Phys. Rev. **124**, 1866 (1961).

Автолокализованный экситон на поверхности кремниевого нанокристалла

А.В. Герт, И.Н. Яссиевич

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)297-61-32, эл. почта: anton.gert@mail.ioffe.ru

Проводящиеся в настоящее время интенсивные исследования оптических свойств нанокристаллов кремния вызваны возможностью создания на их основе оптоэлектронных приборов и использования таких кристаллов в фотовольтаике и медицине. Начало этим исследованиям было положено открытием фотолюминесценции пористого кремния при комнатной температуре в видимом диапазоне спектра, сделанным L.T. Canham в 1990 г. [1].

В одной из первых работ, где предпринимались попытки объяснения этого явления в пористом кремнии, была предложена модель экситона, автолокализованного на границе нанокристалл-матрица [2]. Эта модель была выдвинута благодаря двум фактам: наличию большого стоковского сдвига (1 эВ), между пороговой энергией кванта поглощения и энергией кванта излучения для нанокристаллов размером < 1.5 нм и отсутствию голубого сдвига в люминесценции нанокристаллов, покрытых окислом, с диаметрами < 2.1 нм. Недавно экспериментальные данные, полученные методом фемтосекундной двулучевой спектроскопии, показали, что ключевую роль в динамике «горячих» экситонов при фотовозбуждении нанокристаллов кремния играет захват в метастабильное автолокализованное состояние (STE состояние) [3].

В данном докладе представлена теоретическая модель автолокализованного экситона и рассматриваются процессы захвата экситона из нанокристалла в автолокализованное состояние и обратного выброса, процессы многофонной и излучательной рекомбинации непосредственно автолокализованного экситона. Теоретическая модель основана на одномодовой модели Huang and Rhys, где в качестве этой моды рассматриваются колебания атомов кислорода на поверхности нанокристалла. Сравнение с экспериментальными данными позволило определить энергию электрон-фононной связи и энергетическое положение STE состояния. Проведены численные оценки отношения вероятности излучательной и многофонной рекомбинации автолокализованного экситона. Рассчитаны вероятности туннельного перехода экситона из автолокализованного состояния в нанокристалл при комнатной и азотной температурах для нанокристаллов кремния различного размера. Получен спектр излучения автолокализованного экситона, лежащий в инфракрасной области [3].

Литература

- [1] L.T. Canham, Appl. Phys. Lett. **57**, 1046 (1990).
- [2] F. Koch, V. Petrova-Koch and T. Muschik, J. Luminesc. **57**, 271 (1993).
- [3] W.D.A.M. de Boer, D. Timmerman, et al., Phys. Rev. B **85**, 161409 (2012).
- [4] А.В. Герт, И.Н. Яссиевич, Письма в ЖЭТФ **97**, 93 (2013).

Энергетических спектр новой системы самоорганизованных квантовых точек Ga(Sb,P)/GaP

Д.С. Абрамкин, М.А. Пулято, А.К. Гутаковский, Т.С. Шамирзаев

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

тел: +7(383)330-45-75, факс: +7(383)333-27-71, эл. почта: dalamber.07@mail.ru

Недавние теоретические расчёты указывают на то, что квантовые точки (КТ), сформированные в гетеросистеме GaSb/GaP, могут принадлежать к новому, малоизученному классу полупроводниковых систем — с энергетическим спектром первого рода и непрямой запрещённой зоной [1]. Как было показано в нашей недавней работе [2], КТ с подобным энергетическим спектром являются перспективными объектами для экспериментального изучения спиновой релаксации долгоживущих (> 100 мкс [3]) экситонов, невозможного в структурах с прямозонными КТ из-за малого времени жизни экситона [4]. Формирование КТ в гетеросистеме GaSb/GaP и их энергетический спектр до сих пор экспериментально не изучались. Нами впервые получены такие КТ и определено их энергетическое строение.

Гетероструктуры с КТ были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Кристаллическая структура КТ определялась методом просвечивающей электронной микроскопии. Обнаружено, что в зависимости от условий роста возможно формирование как КТ GaSb/GaP с полной релаксацией механических напряжений, так и псевдоморфно напряжённых КТ GaSb_{1-x}P_x/GaP. Для определения энергетического спектра КТ использовались: (i) спектроскопия стационарной и время-разрешённой фотолюминесценции и (ii) расчёт положения энергетических зон, проведённый с учётом особенностей кристаллической структуры КТ. Проведённые исследования позволили установить, что:

(1) в зависимости от размеров КТ GaSb/GaP с полной релаксацией механических напряжений имеют энергетический спектр первого рода с основным электронным состоянием, принадлежащим либо Γ (в КТ с высотой $h > 7$ нм), либо L ($h < 7$ нм) долине зоны проводимости GaSb;

(2) псевдоморфно напряжённые КТ GaSb_{1-x}P_x/GaP характеризуются энергетическим спектром второго рода с основным электронным состоянием, принадлежащим X_Z подзоне зоны проводимости GaP, вне зависимости от состава твёрдого раствора x .

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 13-02-00073, гранта Министерства Образования и Науки РФ № 16.552.11.7091, Фонда некоммерческих программ «Династия» и стипендиальной программы Президента РФ для аспирантов и молодых учёных на 2013–2015 гг.

Литература

- [1] Т.С. Шамирзаев, ФТП **45**, 1, 97 (2011).
- [2] D. Dunker, T. S. Shamirzaev, J. Debus, D. R. Yakovlev, K.S. Zhuravlev, M. Bayer, Appl. Phys. Lett. **101**, 142108 (2012).
- [3] T.S. Shamirzaev, A.M. Gilinsky, A.K. Kalagin, A.V. Nenashev, K.S. Zhuravlev, Phys. Rev. B **76**, 155309 (2007).
- [4] M. Paillard, X. Marie, P. Renucci, T. Amand, A. Jbeli, J. M. Gerard, Phys. Rev. Lett. **86**, 1634 (2001).

Прямые оптические переходы в кремниевых нанокристаллах, покрытых углеродом

А.Н. Поддубный, А.А. Прокофьев, И.Н. Ясиевич

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021

тел: (812) 292-71-55, факс: (812)297-10-17, эл. почта: poddubny@coherent.ioffe.ru

Кремниевые нанокристаллы активно исследуются в настоящее время для задач оптоэлектроники и фотовольтаики. Интерес обусловлен развитой технологией изготовления и нетоксичностью кремния. Ключевым недостатком кремния является его непрямозонный характер, резко подавляющий скорость излучательной рекомбинации электронов и дырок. В нанокристаллах размерное квантование приводит к разрешению бесфононных оптических переходов, но этот эффект является слабым. Для традиционных нанокристал-

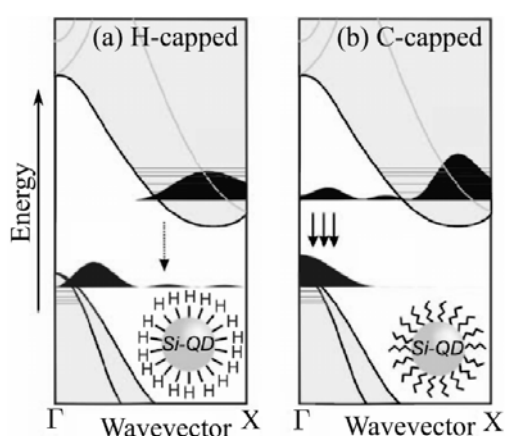


Рис. 1. Волновые функции в k -пространстве для Si нанокристаллов, покрытых водородом (а) и углеродом (б)

лов, покрытых водородом или помещенных в матрицу SiO_2 , как и в объемном Si эффективнее оказывается радиационная рекомбинация с участием фононов, которая характеризуется малыми скоростями порядка 10^4 с^{-1} .

В настоящей работе выполнено теоретическое исследование нанокристаллов Si, поверхность которых покрыта алкильными цепями $\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-}$. Такие нанокристаллы синтезируются химически в коллоидных растворах. Выполнен атомистический расчет энергетического спектра и скоростей бесфононных оптических переходов в рамках эмпирического метода сильной связи. Продemonстрировано, что покрытие углеродом резко модифицирует основные состояния электронов — появляется максимум волновой функции в k пространстве в центре зоны Бриллюэна (см. рис. 1). Благодаря этому резко возрастает скорость бесфононных оптических переходов между основными состояниями электронов и дырок, достигая значений $\sim 10^8 \text{ с}^{-1}$, типичных для прямозонных полупроводников.

Литература

- [1] K. Dohnalová, A.N. Poddubny, A.A. Prokofiev, W.D.A.M. de Boer, C.P. Umesh, J.M.J. Paulusse, H. Zuilhof, T. Gregorkiewicz, *Light: Science & Applications (Nature Publishing Group)* **2**, e47 (2013).

Рассеяние электронов на поверхностных фононах и плазмонах при фотоэмиссии из р-GaAs(Cs,O)

В.В. Бакин, Г.Э. Шайблер, А.С. Терехов

ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)330-8508, факс:(383)333-2771 эл. почта: terek@isp.nsc.ru

Исследования эмиссии электронов из полупроводников с эффективным отрицательным электронным сродством (ОЭС) [1] показали, что при выходе из полупроводника в вакуум основная часть фотоэлектронов успевает потерять более ~250 мэВ от своей начальной энергии и опуститься ниже уровня вакуума ε_{vac} . Механизмы энергетической релаксации на границе раздела р-GaAs(Cs,O) вакуум не ясны до сих пор. Изучение энергетических распределений $N_e(\varepsilon_{||})$ фотоэлектронов в вакууме при низких температурах [1, 2] показало, что перед выходом в вакуум термализованные электроны захватываются на состояния верхней зоны размерного квантования в приповерхностной области пространственного заряда. Небольшая часть захваченных электронов туннелирует из этого состояния в вакуум через (Cs,O)-слой без рассеяния по энергии и импульсу [2], формируя в распределении $N_e(\varepsilon_{||})$ узкий пик I_0 немного ниже дна зоны проводимости ε_{cb} в объёме

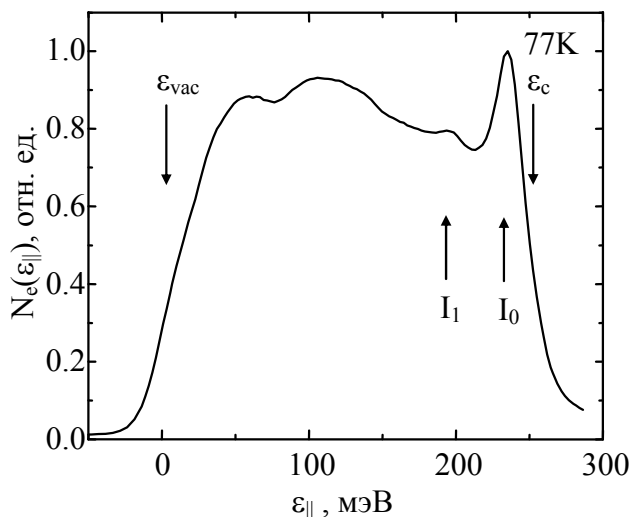


Рис. 1. Распределение фотоэлектронов по продольной энергии

полупроводника. Основная часть электронов выходит в вакуум со значительными потерями энергии, формируя широкое распределение $N_e(\varepsilon_{||})$. Слабая особенность I_1 в $N_e(\varepsilon_{||})$ свидетельствуют о заметном вкладе испускания поверхностных оптических фононов в энергетическую релаксацию фотоэлектронов на поверхности фотокатода, но доминирующий механизм потери энергии, формирующий монотонную часть $N_e(\varepsilon_{||})$, оставался не ясен. Для выяснения этого механизма мы провели дополнительные исследования фотоэмиссии, а также проанализировали результаты исследования спектров неупругого рассеяния электронов на поверхности сильнолегированного р-GaAs с концентрацией дырок $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$, используемого для ОЭ — фотокатодов [3]. Анализ полученных результатов показал, что испускание поверхностных оптических фононов даёт заметный вклад в потери энергии фотоэлектронов, но доминирующим механизмом неупругого рассеяния электронов на интерфейсе р-GaAs(Cs,O) — вакуум является их рассеяние на поверхностных плазмонах.

Литература

- [1] Д.А. Орлов, В.Э. Андреев, А.С. Терехов, Письма в ЖЭТФ 71, 220 (2000).
- [2] В.В. Бакин, А.А. Пахневич, С.Н. Косолюбов, Г.Э. Шайблер, А.С. Ярошевич, А.С. Терехов, Письма в ЖЭТФ 77, 197 (2003).
- [3] Y.Meng, J.R. Anderson, J.C. Hermanson, and G.J. Lapeyre, Phys. Rev. B 44, 4040 (1991).

Самоотделение толстых слоев GaN при росте на наноструктурированных темплэйтх

А.А. Головатенко^{1,4}, В.И. Николаев^{1,2,4}, Д.М. Артемьев^{3,4}, В.Е. Бугров^{3,4},
М.А. Одноблюдов^{3,4}, А.Е. Романов^{2,3,4}

¹ООО «Совершенные Кристаллы», Политехническая, 28, Санкт-Петербург, 194064, Россия

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

³Группа компаний «Оптоган», Санкт-Петербург, Таллинское шоссе, 206, 198205, Россия

⁴НИУ ИТМО г. Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49, лит. А, 197101, Россия

тел: (812) 297 97 00, факс: (812) 297 97 00, эл. почта: info@perfect-crystals.com

Методом хлорид-гидридной эпитаксии на наноструктурированных темплэйтх получен слой GaN толщиной 400 мкм. При охлаждении слоя в реакторе до комнатной температуры наблюдалось полное или частичное отделение слоя GaN. С помощью растровой микроскопии были сделаны снимки поверхностей интерфейса самоотделения. Было установлено, что отделение происходит преимущественно по верхней границе наноколонн.

Наноколонны были получены методом наноимпринтной литографии. Параметры колонн были специально подобраны для оптимизации процесса отделения на основании численного моделирования напряжений, изложенного в работе [1]. Численный алгоритм был специально доработан для расчета напряжений с ХГЭ-слоем GaN толщиной более 100 мкм. Результаты численных расчетов показали, что вблизи верхней части наноколонн в форме усеченного конуса, расположена область максимальных растягивающих напряжений с величиной σ_{zz} до 100 МПа.

Отделившийся слой был исследован методами рентгеновской дифракции и катодолюминесценции. Полуширина кривой качания на полувысоте для пика (0002) составила 141 arcsec.

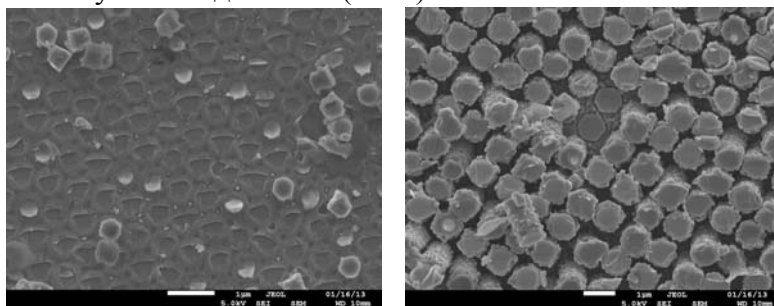


Рис.1. Поверхности интерфейса отделения со стороны
а) слоя GaN
б) ростовой подложки

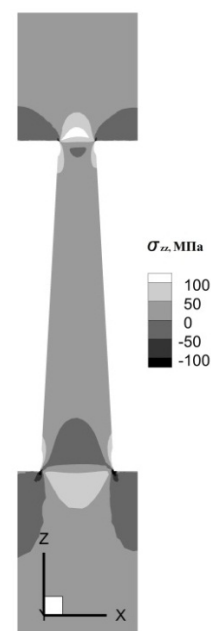


Рис. 2. Распределение напряжений в наноколонне

Литература

- [1] И.Н. Ивукин, Д.М. Артемьев, В.Е. Бугров, М.А. Одноблюдов, А.Е. Романов // Физика твердого тела, 2012, Т. 54, В. 12, С. 2294

Молекулярно-пучковая эпитаксия и свойства квантовых точек InAs/AlGaAs вблизи гетеровалентного интерфейса гибридных наноструктур AlGaAs/Zn(Mn)Se

Г.В. Климко, С.В. Сорокин, И.В. Седова, С.В. Гронин, В.А. Севрюк, П.Н. Брунков, В.Х. Кайбышев, Ф. Лиачи, А.А. Торопов, С.В. Иванов
ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
эл. почта: gklimko@mail.ru

Контролируемая инжекция спин-ориентированных электронов в квантовые точки (КТ) A^3B^5 , характеризующиеся большим временем спиновой релаксации [1], представляет существенный интерес для создания устройств полупроводниковой магнитной памяти и источников одиночных циркулярно-поляризованных фотонов. Использование для этой цели когерентных гетеровалентных наноструктур A^3B^5/A^2B^6 , в которых оптически активные КТ InAs расположены на расстоянии несколько нм от интерфейса с разбавленным магнитным полупроводником (РМП) ZnMnSe, является новым подходом, требующим, однако, решения сложных технологических задач, а также согласования энергетического положения спин-расщепленного (в магнитном поле) состояния в зоне проводимости ZnMnSe с энергетическими уровнями в КТ. Недавние эксперименты, проведенные на гибридных структурах с квантовыми ямами (КЯ), полученными методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) [2, 3], продемонстрировали возможность 60% спиновой инжекции из РМП ZnMnSe в электронно-связанные КЯ GaAs/AlGaAs, расположенные на расстоянии ~ 1.5 нм от гетеровалентного интерфейса (ГВИ) [4]. Известное из этих экспериментов значение разрыва зоны проводимости на термодинамически равновесном нейтральном ГВИ GaAs/ZnSe ($\Delta E_c \sim 170$ мэВ), потребовало разработки МПЭ технологии получения КТ InAs в матрице $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$ с низкой плотностью ($\sim 10^{10} \text{ cm}^{-2}$) и энергией излучения 1.3–1.5 eV (77 К), которые сохраняли бы оптическую активность вблизи ГВИ AlGaAs/ZnSe.

Влияние ростовых параметров МПЭ на формирование самоорганизующихся КТ InAs/ $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$ изучалось на структурах A^3B^5 , содержащих массив КТ внутри и на поверхности образца. Варьирование в широких пределах количества осажденного InAs d_{InAs} , температуры подложки T_s , скорости осаждения v_{InAs} позволило определить с помощью просвечивающей электронной и атомно-силовой микроскопией оптимальные значения данных параметров ($d_{InAs}=1.75$ МС, $T_s=520-525^\circ\text{C}$ и $v_{InAs}=0.014$ МС/с), позволяющие воспроизводимо получать одномодовый массив КТ высотой 2–3 нм с плотностью $\leq 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Процесс роста гибридных гетероструктур AlGaAs/InAs-КТ/AlGaAs/ZnMnSe/ZnSSe контролировался in-situ при помощи метода дифракции быстрых электронов как на стадии формирования массива КТ, так и при росте ГВИ [3]. Исследования низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ), возбуждаемой He-Cd лазером ($\lambda=325$ нм), продемонстрировали интенсивное излучение массива КТ InAs ($E_{\text{max}} \text{ ФЛ} \sim 1.4$ эВ), отделенных от РМП ZnMnSe 2–3 нм барьером $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$ или, дополнительно, КЯ GaAs(5нм)/AlGaAs, резонансно связанной с КТ, причем в последнем случае интенсивность ФЛ была в несколько раз выше. Полученные гибридные гетероструктуры являются идеальными объектами для исследования механизмов инжекции спин-поляризованных электронов в КТ InAs/ $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$.

Литература

- [1] R. Oulton et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 107401 (2007), [2] A.A. Toropov et al., Phys. Rev. B **71**, 195312 (2005); [3] I.V. Sedova et al., Abstr. 17th Int. Conf. on MBE, Nara, Japan, 2012, p. 251, [4] F. Liaci et al., Phys. Stat. Sol. C **9**, 1790 (2012).

Атомно-гладкие поверхности GaAs(001) с прямолинейными моноатомными ступенями, индуцированными дислокациями

В.Л. Альперович^{1,2}, И.О. Ахундов¹, Н.С. Рудая¹, Д.М. Казанцев², Е.Е. Родякина¹,
А.В. Латышев^{1,2}

¹ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск 630090, Россия

²Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)330-98-74, факс: (383)333-27-71, эл. почта: alper_v@mail.ru

Атомно-гладкие поверхности полупроводников необходимы для научных исследований, а также для создания наноструктур и приборов микро- и оптоэлектроники. В работах [1, 2] нами была показана возможность получения поверхностей «epi-ready» подложек GaAs(001) с регулярными атомно-гладкими террасами, разделенными ступенями моноатомной высоты, путем отжига в условиях равновесия между кристаллом и парами мышьяка и галлия. Одна из проблем приготовления вицинальных поверхностей с морфологией, близкой к идеальной, состоит в том, что на реальной поверхности ступени не являются строго прямолинейными, поскольку их форма определяется плавным рельефом подложки, который не может быть выглажен в доступном диапазоне температур и длительностей отжига. В данной работе экспериментально показана возможность формирования сетки прямолинейных моноатомных ступеней, индуцированных дислокациями, которые генерируются благодаря релаксации термомеханических напряжений в гетероструктурах GaAs/AlGaAs на стеклянных подложках.

Двойная гетероструктура AlGaAs/p-GaAs/AlGaAs, выращенная на GaAs(001) подложке, приваривались к стеклянному диску методом диффузионной сварки. Подложка GaAs и стопорный слой AlGaAs удалялись селективным химическим травлением. Морфология поверхности изучалась методом атомно-силовой микроскопии. Установлено, что при отжигах в условиях равновесия с парами галлия и мышьяка в диапазоне температур 550–700°C на поверхности GaAs формируется сетка взаимно-перпендикулярных прямолинейных ступеней моноатомной высоты (~0.3 нм). Подобная «cross-hatch» картина, но с грубым рельефом высотой ~10 нм и более, типична для ростовых поверхностей гетероэпитаксиальных пленок, в которых происходит релаксация механических напряжений путем введения дислокаций несоответствия. Формирование сетки моноатомных ступеней от единичных дислокаций наблюдалось в данной работе впервые. Наряду с прямолинейными «дислокационными» ступенями, на поверхности формируются криволинейные «вицинальные» моноатомные ступени, разделяющие атомно-гладкие террасы, ширина которых определяется углом отклонения поверхности от сингулярной грани [1]. Обсуждаются возможные механизмы формирования сетки дислокационных ступеней, причины большей (по сравнению с вицинальными ступенями) стабильности их формы к термическим флуктуациям, а также взаимодействие дислокационных и вицинальных ступеней, приводящее к рекомбинации и эффекту «антипересечения» ступеней.

Литература

- [1] V.L. Alperovich, I.O. Akhundov, N.S. Rudaya, D.V. Sheglov, E.E. Rodyakina, A.V. Latyshev, and A.S. Terekhov, Appl. Phys. Lett. **94**, 101908 (2009).
- [2] I.O. Akhundov, V.L. Alperovich, A.V. Latyshev, and A.S. Terekhov, Appl. Surf. Sci. **269**, 2 (2013).

Фотогальваномагнитные эффекты в PbSnTe:In в сильных магнитных и электрических полях

А.Э. Климов^{1,2}, Н.С. Пашин¹, В.Н. Шумский¹, В.С. Эпов¹

¹ИФП СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

²НГТУ, пр. К Маркса, 20, Новосибирск, 630073, Россия

тел: (383)330-66-32, факс: (383)333-27-71, эл. почта: klimov@thermo.isp.nsc.ru

В работе обобщены результаты исследований транспортных явлений в монокристаллических пленках $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te:In/BaF}_2$, полученных методом МЛЭ, без и при освещении в ИК и ТГц диапазонах спектра в магнитных полях $B \leq 4$ Тл и электрических $E \leq 3 \cdot 10^5$ В/м. Особенностью экспериментов является то, что в таких электрических полях энергия, получаемая носителями заряда между отдельными актами рассеяния, на порядок и более превышает тепловую при $T=4,2$ К, а скорость дрейфа квазисвободных носителей заряда поперек скрещенных электрического и магнитного полей $v=E/B$ сравнима и даже превышает среднюю тепловую. Исследованы пленки микронной толщины с составами $x \approx 0,24-0,32$ и уровнем легирования индием, при котором наблюдается «диэлектрическое состояние» при $T=4,2$ К [1], позволившее прикладывать к образцам сильные электрические поля без их существенного разогрева.

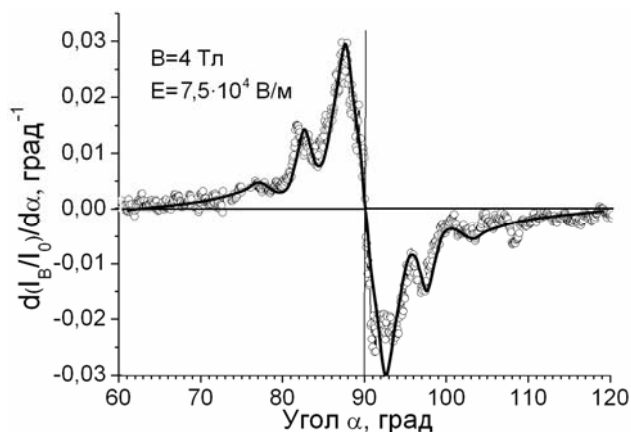


Рис. 1. Угловая зависимость производной относительного изменения тока в магнитном поле $d(I_B/I_0)/d\alpha$.

В рамках единой модели рассмотрены инжекция из контактов и ограничение тока пространственным зарядом [2], гигантское анизотропное увеличение (до 1000 раз) и уменьшение (до 10000 раз) тока в магнитном поле [3], особенности фотоответа в ИК и ТГц областях спектра при заселении ловушек как при инжекции из контактов, так и вследствие межзонной оптической генерации электронно-дырочных пар [4]. Рассмотрены особенности экспериментальных угловых зависимостей изменения тока от направления магнитного поля, обусловленные явлениями на свободной поверхности и на границе пленка-подложка (Рис. 1). На рисунке кружки — эксперимент, сплошная кривая — аппроксимация зависимости. Угол $\alpha=90^\circ$ соответствует ситуации, когда вектора $\mathbf{B} \perp \mathbf{E}$ лежат в плоскости подложки и электроны отклоняются магнитным полем \mathbf{B} в направлении границы пленки с подложкой.

Литература

- [1] Б.М. Вул, И.Д. Воронова, Г.А. Калюжная, Т.С. Мамедов, Т.Ш. Рагимова, Письма ЖЭТФ **29**, 21 (1979).
- [2] А.Е. Klimov, V.N. Shumsky, Physica B **404**, 5028 (2009).
- [3] А.Е. Klimov, V.N. Sherstyakova, V.N. Shumsky, Ferroelectrics **378**, 101 (2009).
- [4] А.Е. Klimov, V.N. Shumsky, в кн. Ferroelectrics – Physical Effects, ed. by Mickael Lallart, InTech, Rijeka, Croatia, 2011, p.527.

Полуполярный нитрид галлия на кремнии: HVPE технология, свойства слоев

В.Н. Бессолов¹, **Е.В. Коненкова**¹, С.Н. Родин¹, М.П. Щеглов¹, А.А. Ефимов²,
С.А. Кукушкин²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул, 26, Санкт-Петербург, 19402, Россия

²Институт проблем машиноведения РАН, Большой проспект, В.О., 61, Санкт-Петербург, 199178, Россия

тел: (812)292-73-44, факс: (812)297-10-17, эл. почта: lena@triat.ioffe.rssi.ru

Цель работы

Оценить возможности хлорид-гидридной газофазной эпитаксии (HVPE) для эпитаксиального выращивания в полуполярном направлении слоев GaN на подложке Si(100).

Методика роста

Эпитаксиальное выращивание GaN слоев осуществлялось на Si(100) с различной степенью разориентации поверхности (2°, 4°, 7°) от кристаллографических плоскостей (100) в направлении <110> вдоль поверхности подложки. На первой стадии формировали островковый слой SiC по технологии твердофазной эпитаксии, затем методом HVPE растили буферный слой AlN толщиной ~100 нм, а затем — основной слой GaN толщиной 10–15 мкм. Температура эпитаксии буферного слоя была 1080°C, а основного — 1050°C.

Экспериментальные результаты:

- рентгеновская дифрактометрия слоев GaN однозначно указывает на то, что слой имеет монокристаллическую структуру с ориентацией нормали вдоль направления <20 $\bar{2}$ 3> с сохранением отклонения разориентации подложки; величина полуширины кривой качания рентгеновской дифракции для GaN(10 $\bar{1}$ 2)- = 24 arcmin.

- радиус кривизны структуры в направлении <110> уменьшается, в перпендикулярном <110> направлении остается практически неизменным.

- полуширины кривых качания для брэгговского рефлекса Si(004) увеличиваются с увеличением степени разориентации поверхности подложки.

- электронная микроскопия поверхности показала, что слой имеет характерную структуру GaN слоя, подобную той, что наблюдали при эпитаксии слоев GaN в полуполярном направлении на подложке сапфира.

Выводы

Излагается новый технологический подход роста полуполярных слоев методом HVPE. В качестве подложки предложен разориентированный Si(001), а в качестве буферных слоев использованы: на первом этапе — SiC, а затем — слой AlN. Впервые экспериментально показано, что в условиях анизотропной деформации гетероструктуры GaN/AlN/Si(001) происходит рост кристаллического GaN слоя с ориентацией нормали вдоль направления <20 $\bar{2}$ 3> .

Магнитные и электрофизические свойства границы раздела $\text{HfO}_2/\text{Si}/\text{GaAs}(001)$

В.А. Голяшов¹, В.В. Преображенский², М.А. Путьто², Б.Р. Семягин², Д.В. Дмитриев², А.И. Торопов², Н.А. Валишева², И.П. Просвирин³, А.В. Бакулин⁴, С.Е. Кулькова⁴, О.Е. Терещенко^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

²Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

³Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, пр. Лаврентьева, 5, Новосибирск, 630090, Россия

⁴Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, пр. Академический, 2/4, Томск, 634021, Россия

тел: (383)330-44-75, факс: (383)330-27-71, эл.почта:vladimirgolyashov@gmail.com

Создание спинтронных и оптоэлектронных устройств на основе границы раздела диэлектрик/GaAs требует решения присущей данному интерфейсу проблемы высокой плотности поверхностных состояний (ПС). Одним из возможных решений является создание на границе раздела диэлектрик/GaAs пассивирующего псевдоморфного переходного слоя кремния [1] с использованием high- k диэлектрика оксида гафния HfO_2 ($k \approx 25$). Кроме того, HfO_2 проявляет ферромагнитные свойства [2], что может быть использовано в структурах на основе спин-фильтров [3]. Целью данной работы являлось создание границы раздела HfO_2/GaAs с низкой плотностью ПС с использованием интерфейсного слоя кремния, изучение химического состава, электрофизических и магнитных свойств полученной границы раздела.

Структуры 6ML $\text{Si}/\text{GaAs}(001)$ с защитным слоем мышьяка выращивалась методом МЛЭ. Перед нанесением слоев HfO_2 мышьяк десорбировался прогревом при температуре $\sim 500^\circ\text{C}$ в течение 30 минут. Пленки HfO_2 (10-15 нм) осаждались методом электронно-лучевого распыления HfO_2 на поверхность $\text{Si}/\text{GaAs}(001)$ в среде NO_2 (10^{-6} Торр).

В зависимости от условий напыления пленки HfO_2 наблюдалось формирование как резкой границы раздела HfO_2/Si , так и границы раздела $\text{HfO}_2/\text{SiO}_x/\text{Si}$. В МДП-структурах $\text{Au}/\text{HfO}_2/6\text{MLSi}/n\text{-GaAs}(001)$ получена плотность поверхностных состояний $N_{\text{ss}} \sim 6 \cdot 10^{11} \div 3 \cdot 10^{12} \text{ эВ}^{-1} \text{ см}^{-2}$ с токами утечки $\sim 1 \cdot 10^{-7} \text{ А/см}^2$ (1 В). Кривая намагниченности для полученных образцов имела вид, свойственный ферромагнетикам, с выраженной петлей гистерезиса с магнитным моментом в насыщении $\sim 7 \cdot 10^{-9} \text{ А/м}^2$ и коэрцитивным полем ~ 100 Гс. Проведены первопринципные расчеты атомной и электронной структуры границы раздела $\text{Si}/\text{GaAs}(001)$, которые показали сохранение электронной структуры ПС GaAs на поверхности Si и уменьшение плотности ПС на границе раздела Si/GaAs.

Литература

- [1] H. Hasegawa, M. Akazawa, K. Matsuzaki, H. Ishii, H. Ohno, Jap. J. of Appl. Phys. **27**, Issue 12, p. 2265 (1988).
- [2] J.M.D. Coey, M. Venkatesan, P. Stamenov, C.B. Fitzgerald, and L.S. Dorneles, Phys. Rev. B **72**, 024450 (2005).
- [3] O.E. Tereshchenko, D. Lamine, G. Lampel, Y. Lassailly, X. Li, D. Paget, J. Peretti, J. of Appl. Phys. **109**, p. 113708 - 113708-7 (2011).

Кручение квазиодномерных проводников как метод изучения динамических и флуктуационных свойств волны зарядовой плотности

В.Я. Покровский, С.Г. Зыбцев, М.В. Никитин

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Моховая 11-7, Москва, 125009, Россия

тел: (495)629-34-59, факс: (495)629-36-78, эл. почта: pok@cplire.ru

Один из наиболее интересных эффектов, наблюдавшихся в последние годы в области физики ВЗП — кручение образцов в электрическом поле [1, 2]. Показано, что оно связано с передачей деформации ВЗП решётке кристалла. В докладе будет сделан акцент на изучении свойств ВЗП с использованием крутильной деформации. Измеряя угол кручения с разрешением 10^{-5} – 10^{-6} град, можно исследовать тонкие эффекты в деформации ВЗП. Мы планируем рассказать:

1. об аномалии в области температуры пайерлсовского перехода, T_p : наблюдается максимум крутильного отклика чуть ниже T_p . Исследование динамики кручения, по-видимому, позволяет наблюдать долгоживущие (~ 10 мс) возбуждения ВЗП — области подавления пайерлсовской щели [3]. Кроме того, планируется обсудить деформацию образца в области перехода, происходящую без электрического воздействия, то есть при изменении температуры.
2. о гармонической вибрации образцов в *постоянном* электрическом поле, связанной со скольжением ВЗП в периодическом потенциале, т.е. на «фундаментальной» частоте. Данное наблюдение напрямую доказывает, что при движении ВЗП происходит периодическое во времени смещение атомов и позволяет исследовать динамику движения ВЗП не по электрическим свойствам образцов, а напрямую, по воздействию её на решётку [4].
3. о воздействии СВЧ облучения на кручение и на динамику ВЗП. Кроме того, что при облучении можно наблюдать синхронизацию ВЗП, заметную также в кручении [5], интересно и воздействие асинхронного облучения. Нами обнаружено, что если частота облучения превышает фундаментальную частоту во всём диапазоне токов, её воздействие проявляется в резком росте когерентности срыва ВЗП с примесей и скольжения в электрическом поле.
4. об обратном эффекте: воздействии кручения на динамику ВЗП [6]. Аномальное тензосопротивление (буквально, «торсиосопротивление»), наблюдающееся только в полях выше порогового, свидетельствует об изменении потенциала пиннинга при деформации. Это воздействие кручения интересно также и тем, что даёт возможность детектирования крутильных резонансных колебаний без использования оптической методики, методом гетеродинамирования с частотной модуляцией. Таким способом можно детектировать резонансные колебания в мегагерцовом диапазоне.

Литература

- [1] V.Ya. Pokrovskii *et al.*, G. Gorlova, Phys. Rev. Lett. **98**, 206404 (2007)
- [2] V.Ya. Pokrovskii *et al.*, Physica B **404**, 437–443 (2009).
- [3] М.В. Никитин и др., Нелинейный мир, 2013. Принято в печать
- [4] M.V. Nikitin *et al.*, Phys. Rev. B **86**, 045104 (2012)
- [5] С.Г. Зыбцев и др., Письма в ЖЭТФ, **92**, 448 (2010).
- [6] В.Я. Покровский и др., УФН, **183**, 33 (2013)

Эйлеровская неустойчивость нанoeлектромеханических систем, изготавливаемых на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs

А.А. Шевырин¹, А.Г. Погосов^{1,2}, М.В. Буданцев¹, А.К. Бакаров¹,
А.И. Торопов¹, С.В. Ишуткин³, Е.В. Шестериков³, А.С. Кожухов¹,
Т.А. Гаврилова¹, С.С. Косолобов¹

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

²Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

³Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, пр. Ленина, 40, Томск, 634050, Россия

тел: (383)333-10-87, факс: (333)333-27-71, эл. почта: shevandrey@isp.nsc.ru

На примере подвешенных нанопроволок экспериментально изучена роль механических напряжений, обусловленных несоответствием постоянных решетки, при изготовлении нанoeлектромеханических систем на основе гетероструктур

GaAs/AlGaAs [1, 2] без намеренного введения каких-либо дополнительных напряженных слоев. Экспериментальные образцы представляли собой массивы подвешенных нанопроволок одинаковой толщины (90 нм) и одинаковой ширины для каждого из массивов (450 и 50 нм). В каждом из массивов длина нанопроволок варьировалась от 1 до 10 мкм.

Обнаружено, что подвешенные нанопроволоки подвержены эйлеровской неустойчивости, выражающейся в их изгибе при длинах, превышающих критические значения. Широкие (450 нм) нанопроволоки изгибаются в направлении, перпендикулярном к поверхности образцов при длинах, начиная с 3,5 мкм, что почти втрое меньше соответствующей теоретической оценки (9 мкм). Узкие (50 нм) нанопроволоки изгибаются параллельно поверхности при длинах, больших 5 мкм, что соответствует теории. Предположительно, причиной «усиления» эйлеровской неустойчивости в случае широких нанопроволок является осаждение продуктов реакции селективного травления в виде напряженного слоя на задней поверхности нанопроволок.

Полученные результаты показывают, что малое несоответствие постоянных решетки в гетероструктурах GaAs/AlGaAs может иметь определяющее значение при изготовлении нанoeлектромеханических систем.

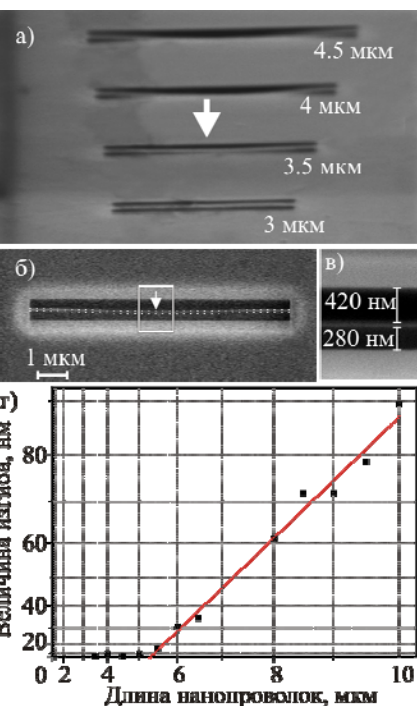


Рис. Изгиб широких (а) и узких (б,в) нанопроволок; г) изгиб узких нанопроволок как функция их длины.

Работа поддержана РФФИ (гранты 12-02-31149 мол_а и 12-02-00532-а).

Литература

- [1] I. Mahboob and H. Yamaguchi, Nature Nanotechnology **3**, 275 (2008)
[2] А.Г. Погосов, М.В. Буданцев, А.А. Шевырин и др., Письма в ЖЭТФ **90**, 626 (2009)

Электростатические нанодвигатели и перестраиваемые наноматериалы на основе полупроводниковых наноффрировок

В.Я. Принц, А.В. Копылов, **А.В. Принц**

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

тел/факс: (383)330-56-36, эл. почта: prinz@isp.nsc.ru

Недостатками широко применяемых электростатических микроактюаторов являются неустойчивость их работы и эффект схлопывания при сближении электродов на расстояние более, чем $1/3$ от начального (эффект «pull-in»). При формировании электростатических наноактюаторов-нанодвигателей эти недостатки, а также неоднородности нанометровых зазоров создают непреодолимые трудности. Ранее мы предложили принципиально новую конструкцию механического упругого наноэлемента, представляющего собой сверхтонкую полупроводниковую гофрированную пленку (от 1 монослоя до нескольких нанометров) [1]. Гофрированный элемент с перестраиваемым коэффициентом упругости позволяет решить проблему неконтролируемого слипания электродов

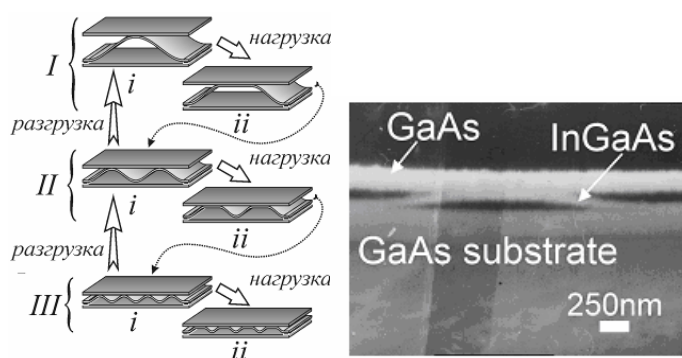


Рис. 1 а) Схематичная иллюстрация преобразования гофров при изменении нагрузки, б) электронно-микроскопический снимок поперечного сечения простейшего нанодвигателя.

и проблему формирования между электродами однородных нанозазоров. В результате этого кардинально (до 10000 раз) увеличиваются силы, развиваемые электростатическим двигателем, что открывает возможности формирования миниатюрных мощных нанодвигателей. В работе теоретически и экспериментально исследованы пороговые напряжения переключения систем, механический гистерезис и другие характеристики сформированных полупроводниковых нанодвигателей и наноматериалов. Рассмотрены полупроводниковые, графеновые и гибридные графен-полупроводниковые наноффрировки и оболочки [2, 3]. Обоснованы области практических применений созданных нанодвигателей и наноматериалов.

Литература

- [1] В.Я. Принц, А.В. Принц, А.В. Копылов, Патент № 2374746, (2009).
- [2] V.Ya. Prinz, *Microelectr. Eng.* **69**, 466 (2003).
- [3] R.M. Taziev and V.Ya. Prinz, *Nanotechnology* **22**, 305705 (2011).

Наномеханика — настоящая квантовая механика

Ю.А. Пашкин^{1,2}

¹Physics Department, Lancaster University, Lancaster LA1 4YB, UK

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, д. 53, Москва, 119991, Россия

тел: +44(1524)593268, факс: +44(1524)844037, эл. почта: urashkin@mail.ru

С развитием технологических методов размеры механических резонаторов постоянно уменьшаются. Недавно стало возможным все три размера резонатора, длину, ширину и высоту, делать меньше одного микрона. Это позволяет достигать резонансных частот 1 ГГц и выше, что при должном охлаждении резонаторов обеспечивает их квантовый режим. Таким образом, чисто механические системы вступили в квантовую эру.

В докладе будет представлен обзор современного состояния исследований в области разработки и применения наномеханических резонаторов с изгибной модой в составе наноэлектромеханических систем [1, 2]. Будут описаны методы изготовления и измерения резонаторов нанометровых размеров и представлены характеристики резонаторов, изготовленных из различных материалов. Помимо применений таких резонаторов в качестве сверхчувствительных датчиков массы и силы будут также описаны эксперименты, в которых проявляются квантовые свойства резонаторов. Например, в работе [3], признанной журналом Science работой 2010 года, было продемонстрировано гибридное устройство, состоящее из механического пьезорезонатора, связанного со сверхпроводящим кубитом. Авторы работы показали, что, во-первых, резонатор можно приготавливать в основном состоянии, и, во-вторых, можно манипулировать его квантовыми состояниями на уровне одиночных фононов. Годом позже в работе [4] был описан механический резонатор типа барабана, связанный со сверхпроводящим копланарным резонатором. За счёт активного охлаждения эффективная температура резонатора, изначально в термическом режиме, была понижена настолько, что он в основном находился в квантовом основном состоянии. Следует отметить, что аналогичных экспериментов с резонаторами, имеющими изгибную моду, проведено пока не было. В конце доклада будут затронуты некоторые фундаментальные вопросы, остающиеся по-прежнему открытыми, которые связаны с природой затухания колебаний металлических наномеханических резонаторов [5].

Литература

- [1] K.L. Ekinci and M.L. Roukes, Nanoelectromechanical systems, Rev. Sci. Instrum, **76**, 061101 (2005).
- [2] Я.С. Гринберг, Ю.А. Пашкин, Е.В. Ильичёв, Наномеханические резонаторы, УФН **182**, 407 (2012).
- [3] A.D. O'Connell, M. Hofheinz, M. Ansmann, R.C. Bialczak, M. Lenander, E. Lucero, M. Neeley, D. Sank, H. Wang, M. Weides, J. Wenner, J.M. Martinis, A.N. Cleland, Nature **464**, 697 (2010).
- [4] J.D. Teufel, T. Donner, D. Li, J.W. Harlow, M.S. Allman, K. Cicak, A.J. Sirois, J.D. Whittaker, K.W. Lehnert, R.W. Simmonds, Nature **475**, 359 (2011).
- [5] F. Hoehne, Yu.A. Pashkin, O. Astafiev, L. Faoro, L.B. Ioffe, Y. Nakamura, and J.S. Tsai, Phys. Rev. B. **81**, 184112 (2010).

Интегрированные полупроводниковые лазерные излучатели

А.А. Мармалюк, Т.А. Багаев, П.В. Горлачук, А.И. Данилов, М.В. Зверков, А.В. Иванов, В.П. Коняев, В.В. Кричевский, В.Д. Курносов, М.А. Ладугин, Е.И. Лебедева, А.С. Мешков, С.М. Сапожников, В.И. Романцевич, Ю.Л. Рябоштан, В.А. Симаков

ОАО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», ул. Введенского, 3 к. 1, Москва, 117342, Россия

тел: (495)333-33-25, факс: (495)333-00-03, эл. почта: almarm@mail.ru

Широкий круг задач современной науки и техники требует для своего решения создания полупроводниковых излучателей с выходными характеристиками, превосходящими возможности отдельных лазерных диодов (ЛД). Очевидным путем практической реализации таких приборов является создание интегрированных лазерных излучателей.

Традиционно при помощи интеграции решается задача повышения выходной мощности. Линейки и решетки лазерных диодов (ЛЛД и РЛД) позволяют в десятки и сотни раз увеличить этот параметр. В данной работе рассмотрено влияние конструкции эпитаксиальных гетероструктур на выходные характеристики ЛЛД и РЛД, излучающих на длинах волн 808, 940 и 1550 нм. Показано, что оптимальной стратегией создания мощных излучателей является увеличение электронного ограничения в квантовых ямах (КЯ) активной области при сохранении малой толщины волноводных слоев. Выходная мощность ЛЛД длиной 10 мм в квазинепрерывном режиме работы (длительность импульсов — 200 мкс, частота повторения — 20 Гц) достигала 450 Вт, а РЛД с излучающей областью 5x10 мм — до 3 кВт.

Изучены особенности формирования эпитаксиально-интегрированных ГС — альтернативного способа создания многоэлементных излучателей. Достигнуто увеличение квантовой эффективности ЛД с двумя активными областями в 1.7–2.0 раза, с тремя — в 2.5–3.0 раза, с четырьмя — в 3.4–4.0 раз. РЛД, изготовленные из указанных ГС, размерностью 3x6 элементов позволили достигнуть более 1 кВт выходной мощности в импульсном режиме (длительность импульсов — 100 нс, частота повторения — 10 кГц) для широкого спектрального диапазона 900–1060 нм.

Одним из возможных путей создания источников диодной накачки твердотельных лазеров без принудительной термостабилизации лежит в области создания многоспектральных лазерных излучателей. Теоретически и экспериментально исследована возможность создания РЛД, одновременно излучающих на трех длинах волн в спектральном диапазоне 780–830 нм. Представлены результаты изучения мощностных и спектральных характеристик в широком температурном диапазоне. Изучена возможность создания многоцветных источников лазерного излучения на базе эпитаксиально-интегрированных ГС с несколькими активными областями, каждая из которых излучает на своей длине волны. Представлены результаты исследования ЛД и ЛЛД на основе указанных ГС.

Эпитаксиальная интеграция также открывает путь к созданию нескольких функционально различных компонентов в рамках одного кристалла. Обсуждена возможность монолитной интеграции типа лазер/динистор, лазер/тиристор и лазер/транзистор.

Силовые высоковольтные диоды Шоттки на основе 4Н-SiC (опыт разработки в ФТИ им. А.Ф. Иоффе)

П.А. Иванов, Н.Д. Ильинская, О.И. Коньков, А.С. Потапов, Т.П. Самсонова, И.В. Грехов
ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., д. 26, С.-Петербург, 194021, Россия
тел: (812) 292-73-14, факс: (812) 292-71-23, эл. почта: Pavel.Ivanov@mail.ioffe.ru

Развитие силовой электроники на основе карбида кремния политипа 4Н (4Н-SiC) рассматривается как одно из важнейших направлений улучшения характеристик силовых преобразовательных устройств. Силовые 4Н-SiC приборы — диоды, транзисторы и тиристоры — позволяют создавать на их основе малогабаритные преобразователи, работающие с высокой плотностью мощности за счет высокой частоты преобразований, высокой допустимой рабочей температуры и упрощенной системы охлаждения.

В докладе представлены силовые высоковольтные диоды Шоттки на основе 4Н-SiC, разработанные в ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

Разработанная отечественная постростовая технология изготовления диодов позволила решить следующие физико-технологические проблемы:

- формирование идеального контакта Шоттки с регулируемым по высоте потенциальным барьером (в пределах 1–1.5 эВ),
- создание высокоэффективной охранной системы для предотвращения преждевременного краевого пробоя,
- формирование под металлическим Шоттки-контактом так называемой JBS-микроструктуры (перемежающихся Шоттки- и *p*-областей), позволяющей реализовать достоинства барьера Шоттки в прямом направлении и *p-n*-перехода в обратном.

Изготовлена серия JBS-диодов, рассчитанных на обратное напряжение 1200 В, 1700 В и 3300 В.

В прямом направлении диоды показывают вольтамперные характеристики (ВАХ), близкие к идеальным: в широком диапазоне токов и температур (от комнатной до 250°C) прямые ВАХ описываются по диодной теории термоэлектронной эмиссии (коэффициент идеальности лежит в пределах 1.03–1.06). Дифференциальное сопротивление диодов в открытом состоянии определяется сопротивлением блокирующей *n*-базы.

Характеристики обратного восстановления диодов определяются протеканием чисто емкостного обратного тока (заряд обратного восстановления определяется зарядом основных носителей, выносимых из блокирующей базы обратным напряжением).

В диодах с достаточно высоким барьером, в которых термоэмиссионный ток при комнатной температуре исчезающе мал, при больших обратных напряжениях проявляются утечки, связанные с дефектами (дислокациями) в исходном (коммерческом) эпитаксиальном материале. Анализ обратных ВАХ позволил заключить, что электронный транспорт происходит по механизму монополярной инжекции (ток, ограниченный пространственным зарядом, ТОПЗ) с участием ловушек захвата. В обратном направлении JBS-структура способствует эффективному подавлению токов утечки — дислокациями.

Разработанные 4Н-SiC JBS-диоды сравниваются с зарубежными аналогами по электрическим характеристикам. Обсуждаются вопросы, связанные с освоением производства 4Н-SiC диодов Шоттки на российских предприятиях электронной промышленности.

Мощные полупроводниковые лазеры спектрального диапазона 1.5–1.6 мкм

П.В. Горлачук, О.В. Журавлева, А.В. Иванов, В.Д. Курносов, К.В. Курносов, А.А. Мармалюк, В.А. Симаков, В.И. Романцевич, Ю.Л. Рябоштан, Р.В. Чернов
ОАО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», ул. Введенского, 3, Москва, 117342, Россия
тел: (495)333-33-25, эл. почта: Gorlachuk@bk.ru

Спектральный диапазон 1.5–1.6 мкм является востребованным во многих областях лазерных применений. Ряд преимуществ данного диапазона обусловлен высокой прозрачностью атмосферы и безопасностью для зрения, однако полупроводниковые источники излучения в интервале 1.5–1.6 мкм характеризуются сравнительно низкой оптической мощностью, что снижает их привлекательность. Поэтому повышение выходной мощности таких лазерных диодов (ЛД) является важной и актуальной задачей.

С целью достижения высоких выходных параметров ЛД были изучены способы оптимизации конструкции гетероструктур (ГС), применяемых для изготовления ЛД. Исследования параметров геометрии ГС проводились в системе материалов AlGaInAs; ГС выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии. Из полученных ГС изготавливались ЛД с длиной резонатора 1–2 мм и шириной 100–200 мкм; на излучающие грани наносились просветляющие и отражающие покрытия с $R_1=5-10\%$ и $R_2=95-100\%$. Характеристики измерялись в импульсном режиме с частотой повторения 5 кГц и длительностью импульса 100 нс.

Рассмотрено влияние увеличения ширины волноводных слоев и введения напряженно-компенсированной активной области ГС на выходную мощность и температурную стабильность ЛД. Показано, что применение расширенного волновода позволило повысить пиковую выходную мощность в 1,5 раза благодаря снижению внутренних оптических потерь. Ограничивающим выходную мощность фактором оказалось тепловыделение ЛД.

Одним из путей обеспечения эффективного отвода тепла от активной области ЛД является применение материалов с высокой теплопроводностью. Как известно, теплопроводность бинарных соединений существенно выше по сравнению с многокомпонентными твердыми растворами. Поэтому применение ГС с ограниченным использованием многокомпонентных слоев способно обеспечить достаточный теплоотвод для минимизации теплового загиба ватт-амперной характеристики ЛД.

Рассмотрена возможность использования конструкции ГС с широкими обкладочными слоями InP с профильным легированием и напряженно-компенсированной активной областью. Данный вариант ГС обеспечил большую теплопроводность и повышенное электронное ограничение. Как следствие, ЛД продемонстрировали более высокие выходные характеристики.

Применение напряженной активной области увеличило ограничение носителей заряда в квантовых ямах, тем самым повысив температурную стабильность ЛД. Таким образом, оптимизация геометрии ГС обеспечила повышение выходной импульсной оптической мощности ЛД в 2–2.5 раза по сравнению с ГС на основе стандартного узкого волновода.

Мощные СВЧ-транзисторы типа рНЕМТ

К.С. Журавлев¹, А.К. Бакаров¹, А.И. Торопов¹, В.Г. Лапин², В.М. Лукашин,
А.Б. Пашковский²

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

²ФГУП «НПП «Исток», ул. Вокзальная, 2а, Фрязино, 141190, Россия

тел: (383)330-44-75, факс: (383)333-27-71, эл. почта: zhur@isp.nsc.ru

Мощные СВЧ-транзисторы типа рНЕМТ на основе псевдоморфных гетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs являются ключевым элементом устройств сантиметрового и миллиметрового диапазонов и поэтому во всем мире активно ведутся исследования, направленные на совершенствование конструкции гетероструктур и улучшение параметров таких приборов. Попытки оптимизации гетероструктур для мощных полевых рНЕМТ транзисторов сталкиваются с большим набором жестких физических и технологических ограничений, которые, на первый взгляд, не позволяют получать удельную выходную мощность серийных транзисторов заметно больше 1 Вт/мм [1].

В данном докладе рассматриваются основные механизмы, ограничивающие мощность рНЕМТ транзисторов, и представлен новый подход, позволивший повысить удельную выходную СВЧ мощность более, чем в 1,5 раза. Для увеличения плотности электронов в канале транзистора и сохранения высокой проводимости канала в условиях сильного термополевого разогрева электронов за счет уменьшения поперечного переноса электронов в гетероструктуре и подавления выброса горячих электронов из канала InGaAs транзистора, было предложено создать с помощью биполярного легирования гетероструктур дополнительные потенциальные барьеры для электронов, сформированные вокруг канала. В докладе представлены результаты расчетов энергетической структуры, показывающие, что высота таких потенциальных барьеров для электронов в канале может достигать ширины запрещенной зоны широкозонных слоев и концентрация электронов в канале может превышать величину $n_s = 5.0 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Рассчитанные гетероструктуры были синтезированы методом молекулярно-лучевой эпитаксии и продемонстрировали большие концентрации электронов до $n_s = 4.0 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ с подвижностью $\mu = 5300 \text{ см}^2/(\text{В сек})$. Далее на данных структурах во ФГУП «НПП «Исток» были изготовлены мощные полевые транзисторы, которые выдали выходную мощность более 1,4 Вт/мм при достаточно высоком КПД и коэффициенте усиления более 8 дБ на частоте 10 ГГц. В докладе анализируются преимущества предложенного подхода, позволившие достичь полученных уровней мощности. Рассматриваются также перспективы развития рНЕМТ транзисторов на основе гетероструктур с дополнительными потенциальными барьерами.

Литература

[1] TriQuint Semiconductor, Advance Product Information. September 19, 2011. Web: www.triquint.com.

Диагностика процессов теплоотвода от полупроводниковых наногетероструктурных фотоэлектрических преобразователей лазерными термоволновыми методами

В.М. Андреев, А.Л. Глазов, В.С. Калиновский, К.Л. Муратиков

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)292-79-87, факс: (812)297-10-17, эл. почта: glazov.holo@mail.ioffe.ru

Теплофизические процессы в полупроводниковых микро- и наноструктурах способны существенным образом влиять на характеристики и работоспособность современных полупроводниковых приборов. Важным типом полупроводниковых приборов подобного рода являются наногетероструктурные фотоэлектрические преобразователи (ФЭП) концентрированного солнечного и мощного лазерного излучения [1]. Несмотря на достаточно высокий КПД ФЭП такого типа значительная часть энергии оптического излучения в них трансформируется в тепловую форму. В связи с этим важным условием надежной эксплуатации ФЭП является обеспечение эффективного отвода тепла с его последующим сбросом в окружающее пространство. Задача оптимизации теплофизических процессов при эксплуатации ФЭП решается в два этапа. На первом из них осуществляется монтаж ФЭП на подложку с высокой теплопроводностью и коэффициентом теплового расширения близким к материалу ФЭП. На втором этапе создается эффективный контакт между ФЭП и подложкой. При этом эффективность теплоотвода определяется качеством соединительного слоя — спая, между ФЭП и теплоотводящей подложкой.

В рамках данной работы приводятся обобщенные экспериментальные результаты по диагностике качества теплопроводящих свойств контакта между ФЭП на основе наногетероструктуры InGaP/GaAs/Ge, (GaAs/Ge) с AlN керамической подложкой. Сам тепловой контакт создавался с помощью специальных спаев (в частности, на основе спая из паяльной пасты KESTER «Easy Profile 256»). Оценка качества теплопередающих свойств контакта между ФЭП и керамикой осуществлялась с использованием лазерной термоволновой фотодифракционной (ФД) методики. В этой методике для локального возбуждения тепловых волн используется модулированное во времени излучение лазера накачки, сильно поглощающееся материалом объекта и сфокусированное на его поверхность. Регистрация генерируемых тепловых волн осуществляется по отклонению пучка зондирующего лазера тепловой линзой, формирующейся в воздушной среде вблизи поверхности объекта при возбуждении в нем тепловых волн. Предварительные результаты показали высокую эффективность применения подобных методик для диагностики тепловых процессов в ФЭП [2].

В работе приводятся экспериментальные данные, позволяющие на микронном уровне оценить качество тепловых контактов наногетероструктурных ФЭП при различных режимах пайки, а также характер их деградации при воздействии тепловых нагрузок.

Литература

- [1] Zh.I. Alferov, V.M. Andreev, V.D. Rumyantsev: Chapter 8 “III-V solar cells and concentrator arrays”, Springer Series in Optical Sciences, Vol. 140, 2008, pp.101-141.
- [2] А.Л. Глазов, В.С. Калиновский, Ю.Г. Лисицина, К.Л. Муратиков, Н.С. Потапович, Письма ЖТФ **37**, 60 (2011).

Эффективные сине-зеленые $A^3N-A^2B^6$ инжекционные лазерные конвертеры: шаги к реализации компактных приборов

С.В. Иванов¹, С.В. Сорокин¹, Е.В. Луценко², С.В. Гронин¹, И.В. Седова¹,
П.С. Копьев¹, А.Г. Вайнилович², Н.В. Ржеуцкий², Г.П. Яблонский².

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, Минск, 220072, Беларусь

тел: (812) 292-7124, факс: (812) 297-2245, эл. почта: ivan@beam.ioffe.ru

Отсутствие на рынке компактных полупроводниковых лазеров зеленого спектрального диапазона (520–550 нм) стимулирует проведение исследований по прямоизлучающим A^3N лазерным диодам (ЛД), а также активный поиск альтернативных путей получения зеленого излучения. Прошедший год охарактеризовался прорывом в этом направлении: совместными усилиями Sumitomo SEI & Sony AML были продемонстрированы cw InGaN ЛД, выращенные на полуполярных (11-22) GaN подложках и излучающие на длинах волн 525–530 нм, с временем жизни до 5000 ч [1], а также ЛД с длиной волны 536 нм [2]. Тем не менее, «истинный» зеленый диапазон (530–550 нм), а также желто-зеленый диапазон видимого спектра (560–580 нм) на данном этапе пока недостижимы для A^3N ЛД. Таким образом, идея сине-зеленого лазерного конвертера [3], состоящего из лазерной гетероструктуры (ЛГС) Cd(Zn)Se/ZnMgSSe, оптически накачиваемой излучением сине-фиолетового ЛД, по-прежнему актуальна. Оптимизация A^2B^6 ЛГС (путем использования варизонного CP волновода, прецизионной компенсации напряжений, снижения плотности дефектов упаковки в структуре до уровня $\sim 10^4$ см⁻²) [4], а также появление на рынке мощных сине-фиолетовых ЛД привели к демонстрации инжекционного лазерного конвертера, излучающего на $\lambda=543$ нм с максимальной выходной импульсной мощностью 154 мВт и квантовой эффективностью конверсии $\eta=25.4\%$ [5]. При этом в качестве источника накачки был использован импульсный InGaN/GaN ЛД, излучающий на длине волны 416 нм ($P_{exc}^{max} \sim 1.0$ Вт).

В данной работе сообщается об использовании ЛГС с КТ Cd(Zn)Se/ZnMgSSe, выращенных методом МПЭ (установка STE3526, Semiteq, Россия) псевдоморфно к подложке GaAs (001) и имеющих конструкцию, аналогичную описанной в [5], для создания прототипа сине-зеленого лазерного конвертера на микрочипе с поперечной накачкой в стандартном корпусе ТО-18 диаметром 5.6 мм. В качестве ЛД накачки использовался коммерчески доступный синий InGaN ЛД ($\lambda=437$ нм). В результате удалось достигнуть максимальной выходной мощности 1.3 Вт в импульсе ($\tau=4$ нс) и 160 мВт в импульсе ($\tau=200$ нс) при пороговой мощности импульса накачки 0.5 Вт. В докладе будут также обсуждаться возможные пути оптимизации параметров компактных ЛД конвертеров зеленого спектрального диапазона.

Литература

- [1] K. Yanashima et al., Appl. Phys. Express 5, 082103 (2012)
- [2] S. Takagi et al., Appl. Phys. Express 5, 082102 (2012).
- [3] I.V. Sedova et al., Semiconductors 38(9), 1099 (2004).
- [4] S.V. Gronin et al., Phys. Status Sol. (c) 9(8-9), 1833 (2012)
- [5] S.V. Sorokin et al., Electron. Lett. 48, 118 (2012).

Туннельный перенос заряда в системе Au/CaF₂/Si(111)

М.И. Векслер¹, Ю.Ю. Илларионов^{1,2}, С.М. Сутурин¹, В.В. Федоров¹, Н.С. Соколов¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул. 26, СПб, 194021, Россия

²TU Vienna, Institute for Microelectronics, 27-29 Gusshausstr., 1040 Vienna, Austria

тел: +43 1 58801-36035, эл. почта: ill-88@mail.ru

Фторид кальция является перспективным материалом для барьерных слоев в приборах кремниевой микроэлектроники (напр., резонансно-туннельных диодах), благодаря большим значениям ширины зоны $E_g = 12.1$ eV, проницаемости $\varepsilon = 8.43$ и поля пробоя $F_{br} > 10^7$ В/см, а также близости постоянных решетки Si и CaF₂ [1]. Но пока для получаемых слоев фторида отмечались сильные пространственные флуктуации толщины и других параметров. В данной работе методом молекулярно-лучевой эпитаксии выращены высокооднородные тонкие (3-7ML, 1ML = 0.315 нм) пленки CaF₂ на n- и p- Si и изучены электрические характеристики структур Au/CaF₂/Si(111). Важным новым технологическим моментом была низкая (250 °С) температура роста.

На Рис. 1 представлены вольтамперные кривые (ВАХ). Для обоих типов легирования ($N_{D/A} = 10^{15}$ см⁻³) четко отслеживается добавление каждого монослоя. Наблюдаются все особенности, ожидаемые для структуры металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) и ранее изученные для МДП-систем с оксидами [2]. Так, имеет место асимметрия ВАХ — появляется плато тока на обратной полярности при нехватке неосновных носителей. Для n-Si плато видно на вставке. Там же показано влияние освещения: фототранзисторный эффект в режимах обеднения-инверсии; усиление достигает 10^3 . Вид вольтфарадных характеристик (p-Si, вставка) тоже соответствует теории МДП-структур.

Проведено сопоставление с результатами моделирования (детали модели см. в [2]) в предположении сохранения поперечной компоненты волнового вектора электрона k_{\perp} при туннельном прохождении. Для структур на p-Si учитывалось среднеквадратичное отклонение толщины диэлектрика σ_d , измеренное с помощью микроскопа атомных сил; в образцах на n-Si это отклонение составляло менее 0.1 нм и игнорировалось. Согласие измеренных и предсказанных (без подгоночных факторов!) кривых позволяет констатировать возможность роста туннельно-тонких слоев CaF₂ приборного качества на подложках Si (111).

Литература

[1] E. Miranda, J. Molina, Y. Kim, H. Iwai, *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 232104 (2005).

[2] М.И. Векслер, С.Э. Тягинов, Ю.Ю. Илларионов и др., *ФТП*, **47**, 675 (2013).

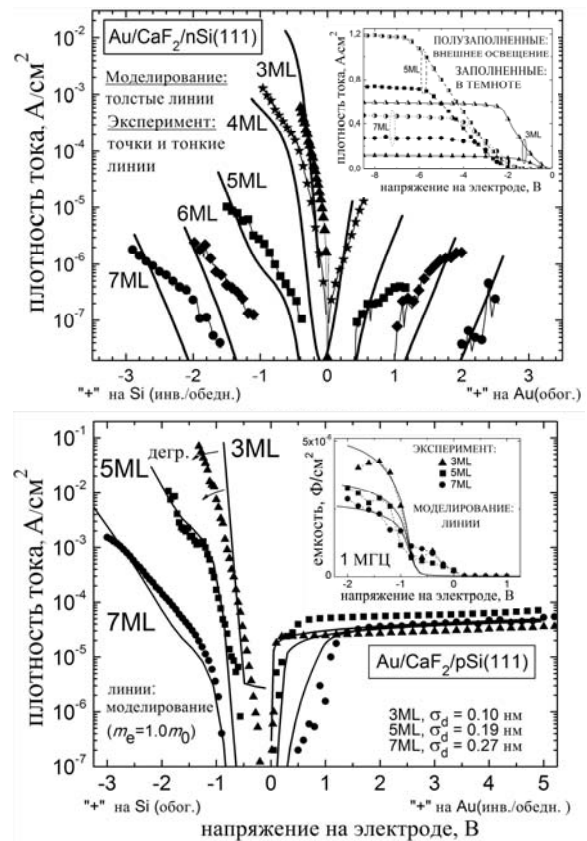


Рис. 1. Характеристики МДП-структур с CaF₂.

Сверхбыстродействующие GaInAsSb/GaAlAsSb p-i-n фотодиоды (полоса пропускания 2–10 ГГц) для спектрального диапазона 1.3–2.4 мкм

И.А. Андреев, В.В. Дюделев, Н.Д. Ильинская, Г.Г. Коновалов, Е.В. Куницына, О.Ю. Серебренникова, Г.С. Соколовский, Ю.П. Яковлев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812) 292-7929, факс: (812) 297-0006, эл. почта: igor@iropt9.ioffe.ru

Созданы и исследованы неохлаждаемые быстродействующие p-i-n фотодиоды с мостиковым фронтальным контактом для регистрации коротких импульсов излучения в спектральном диапазоне 1.3–2.4 мкм. Данные фотодиоды позволяют изучать быстропротекающие процессы в физике лазеров, ядерной физике, физике космических лучей, а также могут использоваться в дальнометрии и локации, в системах СВЧ коммуникаций по каналам ВОЛС и в открытом пространстве, в медицине и т.д.

Разработан и оптимизирован технологический цикл создания быстродействующих фотодиодов с мостиковым контактом, включающий выращивание на подложке GaSb(100) изопериодных гетероструктур GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb методом ЖФЭ, постростовую технологию, корпусирование фотодиодов для исследования кинетики фотоотклика и измерения полосы пропускания. Главной конструктивной особенностью фотоприемника с мостиковым контактом является отделение чувствительной мезы от контактной. Чувствительная площадка была выполнена в форме круга диаметром 50 мкм, контактная площадка — в форме прямоугольника размерами 50×70 мкм. Фронтальный омический контакт был сформирован к слою p-GaAlAsSb и представлял собой мостик шириной 20 мкм и длиной 85 мкм. Мостик формировался напылением Cr-Au толщиной 2200 Å, и нанесением гальванического Au толщиной 3–6 мкм. Со стороны контактной площадки мостик заканчивался прямоугольной частью размером 60×40 мкм. Мостиковый контакт изолирован от контактной площадки двухслойным диэлектриком (анодный окисел и слой Si₃N₄) толщиной 0.3 мкм. Представлены результаты сравнения характеристик фотодиодов с диэлектриком и без диэлектрика в подконтактной области.

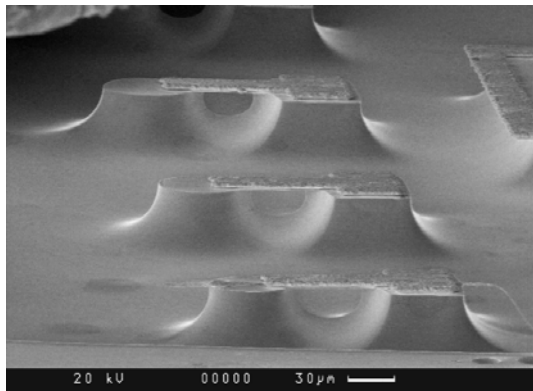


Рис.1 Фотография со сканирующего электронного микроскопа фотодиода с мостиковым контактом. Чувствительная меза (слева) и контактная (справа).

Достигнуто низкое значение собственной емкости фотодиодов: $C=2.0-3.0$ пФ без обратного смещения и $C=0.8-1.0$ пФ при обратном смещении $U=-(1-3)$ В. Быстродействие GaInAsSb/GaAlAsSb фотодиодов, определяемое по времени нарастания импульса фотоотклика на уровне 0.1–0.9, составляет величину $t_{0.1-0.9}=80-150$ пс. Ширина полосы пропускания достигает 2–10 ГГц. Фотодиоды

характеризуются низкой величиной обратных темновых токов $I_D=200-1500$ нА при обратном смещении $U=-(0.5-3.0)$ В, высокими значениями токовой монохроматической чувствительности $S_I=1.10-1.15$ А/Вт и обнаружительной способности $D^*(\lambda_{max}, 1000, 1)=9.0 \times 10^{10}$ Вт⁻¹×см*Гц^{1/2} на длинах волн 2.0–2.2 мкм.

Нелинейная динамика лазеров на квантовых точках при импульсной накачке

Г.С. Соколовский¹, М. Abusaa^{2,3}, J. Danckaert², В.В. Дюделев¹, А.Г. Дерягин¹, И.И. Новиков¹, М.В. Максимов¹, А.Е. Жуков⁴, В.М. Устинов¹, В.И. Кучинский¹, W. Sibbett⁵, Э.У. Рафаилов⁶, Е.А. Viktorov^{2,7}, Т. Erneux⁷

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, ул. Политехническая 26

²Vrije Universiteit Brussel, Applied Physics research group (APHY), Pleinlaan 2, B-1050 Brussels, Belgium

³Arab American University, Jenin, Palestine

⁴СПб АФТУ РАН, Санкт-Петербург, 195220, ул. Хлопина, 8, корп. 3

⁵School of Physics and Astronomy, University of St Andrews, St Andrews, KY16 9SS, UK

⁶Photonics and Nanoscience Group, School of Engineering, Physics and Mathematics, University of Dundee, Dundee DD1 4HN, UK

⁷Optique Nonlinéaire Théorique, Campus Plaine, CP 231, 1050 Bruxelles, Belgium

тел: (812) 292-7914, факс: (812) 297-1017, эл. почта: gs@mail.ioffe.ru

В настоящей работе обсуждаются результаты экспериментальных исследований аномальных динамических характеристик лазеров с активной областью на основе квантовых точек [1, 2] и впервые дается теоретическое объяснение наблюдаемых явлений. Результаты численного моделирования демонстрируют прекрасное согласие с экспериментом.

В наших экспериментах исследовалась форма импульса излучения и динамика спектров при накачке полупроводниковых лазеров на квантовых точках короткими импульсами тока. При малой интенсивности накачки, соответствующей генерации с основного состояния квантовых точек, форма лазерного импульса в целом соответствует форме импульса накачки. При повышении амплитуды импульса накачки форма лазерного импульса искажается, и при достижении порога генерации возбужденного состояния квантовых точек наблюдается срыв лазерной генерации через несколько наносекунд после первоначального включения. Возобновление лазерной генерации происходит с длительной задержкой, увеличивающейся с увеличением интенсивности накачки, и сопровождается существенными флуктуациями амплитуды выходного излучения. Теоретическое рассмотрение наблюдаемого явления сфокусировано на изучении причин срыва генерации, который объясняется нами изменением фазо-амплитудного взаимодействия вблизи порога генерации возбужденного состояния. Численным параметром фазо-амплитудного взаимодействия принимается α -фактор [3], динамика изменения которого в лазерах на основе квантовых точек стала предметом интенсивных исследований в последнее время [4–6].

Литература

- [1] Г.С. Соколовский и др., Письма в ЖТФ, **33**, 9 (2007).
- [2] Г.С. Соколовский и др., IX Российская конференция по физике полупроводников, Новосибирск-Томск, 28.9-3.10.2009.
- [3] С.Н. Henry, IEEE J. Quant. El., **18**, 259 (1982).
- [4] B. Lingnau, Phys. Rev. E, **86**, 065201 (2012).
- [5] В.А. Dagens et al., El. Lett., **41**, 323 (2005).
- [6] А.Е. Жуков и др., ФТП, **46**, 235 (2012).

Полупроводниковые WGM лазеры на основе связанных дисковых резонаторов

А.А. Леонидов¹, В.В. Шерстнев¹, А.М. Монахов¹, А.А. Донцов¹, М.И. Ларченков¹,
Е.А. Гребенщикова¹, А.Н. Баранов², Ю.П. Яковлев¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²IES, Universite Montpellier 2, 34095, Montpellier, France

тел: (812) 292-7956, факс: (812)297-0006, эл. почта: yakovlev.iropto@mail.ioffe.ru

Моды шепчущей галереи (WGM) являются универсальными линейными возбуждениями дисковых и кольцевых резонаторов. Впервые они наблюдались в 1910 году как звуковые волны, распространяющейся вдоль наружной стены галереи для посетителей, в круглом зале собора Св. Павла в Лондоне и были исследованы лордом Релеем [1]. Придуманное для этого акустического явления название «моды шепчущей галереи» — whispering gallery modes (WGM) было использовано для обозначения собственных мод дисковых резонаторов. Мы использовали это явление для создания нового типа WGM-лазера в средней ИК-области спектра [2, 3].

Нами были созданы и исследованы дисковые лазеры на основе квантово-размерной гетероструктуры, содержащей две квантовые ямы GaInAsSb/AlGaAsSb шириной 100 Å для спектрального диапазона 2,0–2,4 мкм, работающие в непрерывном режиме при комнатной температуре.



Рис. 1. Форма WGM-лазера

В докладе будут рассмотрены результаты исследования WGM-лазера с оптически связанными дисковыми резонаторами (рис. 1). Будет показано, что источник излучения с двумя оптически связанными дисковыми резонаторами при соблюдении условий, когда расстояние L μm между дисковыми резонаторами не превосходит 5 длин волн излучения, $8 \leq L < 5\lambda$, при подаче напряжения одновременно на оба дисковых резонатора происходит выделение одной моды, и лазерная система входит в одномодовый режим генерации (рис. 2).

Работа частично поддержана программой Президиума РАН №24 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов», а также государственным контрактом №11705.004.11.001.

Литература

- [1] Lord Rayleigh, *Phyl. Mag.* **20**, 1001, 1910
 [2] V.V. Sherstnev, A. Krier, A.M. Monakhov, *G. Hill. Elect. Lett.* 2003. **39**, 916.
 [3] A.M. Monakhov, V.V. Sherstnev, A.P. Astakhova, Yu.P. Yakovlev, G. Boissier, R. Teissier, A.N. Baranov. *Appl. Phys. Lett.* 2009, **94**, 051102.

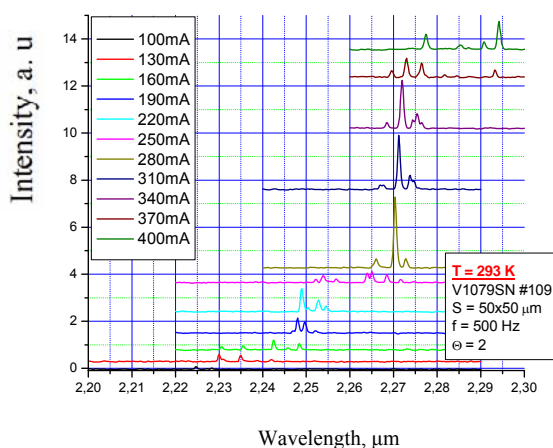


Рис. 2. Спектры WGM-лазера

Энергетическая релаксация в жидкости Латтинжера, реализованной в квантовом эффекте Холла

М.Г. Прокудина, В.С. Храпай

ИФТТ РАН, ул. Ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432, Россия

тел: (496)52-2-29-46, факс: (496) 522 8160, эл. почта: musek@yandex.ru

Элементарные возбуждения во взаимодействующей одномерной системе с линеаризованным спектром являются бозонными коллективными модами [1]. Произвольное возбужденное состояние бесспиновой жидкости Латтинжера (ЖЛ) можно представить как суперпозицию бозонных возбуждений плотности — плазмонов. В чистой жидкости Латтинжера бозонные возбуждения не взаимодействуют друг с другом и живут бесконечно долго [2]. В такой системе релаксация энергии и приход к термическому равновесию невозможны. Беспорядок, как известно, играет ключевую роль для ЖЛ [3]. Даже единичное слабое случайное рассеяние влияет на низко энергетичное поведение ЖЛ, например, степенной рост зависимости кондактанса от температуры и туннельного кондактанса от тянущего напряжения. Эти и другие особенности ЖЛ наблюдались в различных одномерных системах: углеродных нанотрубках [4], полупроводниковых нанопроволоках [5] и др. Даже в лучших подобных системах беспорядок не мал и упругое рассеяние электронов назад происходит на масштабах микрометра, что усложняет постановку экспериментов по энергетической релаксации из-за быстрой термализации на длине свободного пробега в ЖЛ.

В нашей работе исследуется релаксация энергии в одномерной системе двух краевых каналов противоположной киральности в GaAs в режиме квантового эффекта Холла с $\nu=1$. Каналы разделены непроницаемым потенциальным барьером, так что допускается только теплообмен между ними. Эта система является близким аналогом слабо взаимодействующей ЖЛ с уникальной возможностью независимого контроля правых и левых фермионных мод. Первый краевой канал выводится из равновесия приложением напряжения к частично пропускающему квантовому контакту (КК) — нагревателю. Когда два краевых канала находятся в области взаимодействия, небольшая часть избыточной энергии неравновесного краевого канала передается второму краевому каналу, повышая его температуру. Эта индуцированная избыточная температура измеряется при выходе из области взаимодействия с помощью другого КК, используемого в качестве баллометра. Почти линейная зависимость избыточной температуры от тянущего напряжения в цепи КК-нагревателя наблюдается в диапазоне напряжений в несколько 100 мкВ и практически не зависит от длины взаимодействия. Также исследовалась зависимость эффекта перегрева от температуры всей системы. В рамках ЖЛ полученные результаты могут интерпретироваться в терминах энергетической релаксации в результате слабого рассеяния плазмонов назад на беспорядке с конечным корреляционным радиусом.

Литература

- [1] S. Tomonaga, Prog. Theor. Phys. 5, 544 (1950); J.M. Luttinger J. Math. Phys. 4, 1154 (1963)
- [2] D.B. Gutman, Y. Gefen, and A.D. Mirlin, Phys. Rev. B 80, 045106 (2009)
- [3] T. Guamarchi, “Quantum physics in one dimension”, Oxford (2003)
- [4] V.V. Deshpande, S.H. Hsieh et al, Phys. Rev. Lett. 102, 105501 (2009)
- [5] O.M. Auslaender, H. Steinberg, A. Yacoby et al., Science 308, 88–92 (2005)

Динамический нелокальный отклик тока баллистического наномостика

В.Л. Гуревич, В.И. Козуб, **М.И. Мурадов**

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)292-73-08, факс: (812)297-10-17, эл. почта: mag.muradov@mail.ioffe.ru

Мы исследовали высокочастотную проводимость (кондактанс) квазиодномерной баллистической структуры, где поперечное квантование играет важную роль, а именно случай баллистического наномостика. Оказалось, что наряду с обычным активным вкладом в кондактанс, существует и реактивный вклад индуктивного характера (кинетическая индуктивность). Кинетическая индуктивность оказывается доминирующей по сравнению с активной частью кондактанса, когда время пролета электроном наномостика оказывается больше периода изменения приложенного к наномостiku электрического потенциала.

Мы полагаем, что физика, определяющая реактивную составляющую импеданса, является всецело классической, так как по отношению к продольному движению задача допускает чисто классический подход. Такой подход позволяет получить явные выражения для кондактанса как функции частоты во всем диапазоне частот, где дисперсия кондактанса оказывается важной. Задача характеризуется тремя длинами: длиной наномостика L , длиной, проходимой электроном за период изменения приложенного поля и длиной экранирования. Мы детально исследовали различные случаи соотношений между этими параметрами. Выяснено при каких частотах внешнего приложенного поля отклик оказывается бездиссипативным.

Все вышесказанное относилось к одноканальному случаю, когда была заполнена только одна подзона поперечного квантования.

Наш подход позволил нам рассмотреть и многоканальный случай, когда несколько подзон поперечного квантования дают вклад в кондактанс структуры. В наиболее интересном случае сильного экранирования или сохранения электронейтральности наномостика для многоканальной ситуации мы показали, что вклады различных каналов в кинетическую индуктивность наномостика являются аддитивными.

С увеличением частоты приложенного поля отклик приобретает емкостной характер, при этом доминирует вклад, связанный с током смещения. Тем не менее и в этом случае возможно выделение тока проводимости, так как он оказывается осциллирующей функцией внешних параметров.

Экситонные поляритоны в микрорезонаторах в условиях 3d квантования

А.В. Платонов^{1,2}, В.П. Кочерешко^{1,2}, П. Саввидис², А.В. Кавокин², Ж. Блѐз³, А. Мариетт³
¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН

²Лаборатория оптики спина, СПГУ

³Институт Нееля, CNRS, Гренобль, Франция

тел: (812)292-71-74, эл. почта: Alexei.platonov@mail.ioffe.ru

Исследовалась зависимость спектров поляризованной фотолюминесценции в микрорезонаторах с 3^x -мерным квантованием экситонов от интенсивности импульсного возбуждения в магнитных полях до 11Т. Исследуемые структуры представляли собой мезы изготовленные из микрорезонаторов. Микрорезонатор состоял из микрополости $5\lambda/2$ на основе GaAs окруженной двумя брэгговскими зеркалами состоящими из 32 слоев AlAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As. В микрополость помещались четыре квантовые ямы расположенные в пучностях электромагнитного поля. Из таких микрорезонаторов были изготовлен набор мез диаметром от 1 до 40 микрон. Добротность микрорезонаторов достигала 20000. При малой интенсивности возбуждения, спектр фотолюминесценции (ФЛ) мез представлял собой широкую полосу излучения от 1.545 эВ до 1.565 эВ не зависимо от диаметра мезы. При превышении интенсивности возбуждения выше некоторого порога вместо этой широкой полосы в спектре появляется набор узких интенсивных пиков. Полуширина этих пиков составляла доли мэВ. Их число и энергетическое расстояние между ними зависело от латтерального размера мез. Так, в мезах диаметром 40 мкм, наблюдалась всего одна линия, а в мезах диаметром, 5 мкм наблюдалось 5 линий. Эти линии, очевидно, связаны с латтеральным квантование экситонных поляритонов в мезах. В спектрах с временным разрешением самая длинноволновая линия возникает и исчезает в спектре позже всех остальных и имеет наиболее длинную кинетику спада ФЛ ~ 40 пикосекунд. Эту линию мы приписываем основному состоянию поляритонного конденсата. Самая коротковолновая линия на энергии 1.5625 эВ имеет наименьшую интенсивность и возникает позже трех более длинноволновых линий. Появление этой линии может быть связано с параметрическим рассеянием поляритонов. Действительно, симметрично к этой линии по энергии относительно интенсивной линии на энергии 1.557 эВ имеется очень слабая линия на энергии 1.5515 эВ, которая не соответствует никакому реальному состоянию квантования поляритонов. Происхождение линии 1.5515 эВ связано с параметрическим рассеянием поляритонов при их аннигиляции, когда поляритон на уровне 1.557 эВ аннигилирует, а другой поляритон с этого же уровня возбуждается на уровень с энергией 1.5625 эВ. В результате излученный фотон должен иметь энергию равную 1.5515 эВ. Очевидно, что для этого поляритоны должны достаточно эффективно взаимодействовать друг с другом. Этот процесс аналогичен так называемым шейк-ап процессам при рекомбинации трионов. Наличие таких процессов подтверждает утверждение о том, что имеет место латтеральное квантование бозе-конденсата экситонных поляритонов. Оказалось, что все линии в спектре фотолюминесценции поляризованы линейно. Степень поляризации различалась для разных линий от 20% до 60%. Направление линейной поляризации также немного различалось для разных линий. Степень этой спонтанной поляризации определяется плотностью поляритонного конденсата и зависела от интенсивности самих линий.

Спектроскопия экситонов в одиночных квантовых точках GaAs, внедренных в квантовые проволоки AlGaAs

В.Н. Катц^{1,3}, А.В. Платонов^{1,3}, В.П. Кочерешко^{1,3}, Г.Э. Цырлин¹, А.Д. Буравлев¹, Ю.Б. Самсоненко¹, L. Besombes², Н. Mariette²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санк-Петербург, 194021, Россия

²Institut Néel, 17 rue des Martyrs, F-38054 Grenoble, Франция

³Лаборатория оптики спина, СПбГУ, Петродворец, ул. Ульяновская д.1, 198504, Россия

e-mail: vladimir.n.kats@gmail.com

Технология молекулярно-пучковой эпитаксии с использованием катализатора (металлических капель на поверхности), разработанная за последние несколько лет, позволяет создавать квантовые проволоки длиной до 10 мкм и диаметром 30–200 нм. В процессе роста таких проволок оказывается возможным варьировать состав, что приводит возможности формированию квантовых точек КТ (дисков), встроенных внутрь проволоки (вставка на рис. 1). Такие объекты обладают рядом уникальных свойств, трудно реализуемых в других подходах. Во-первых, данный подход позволяет создавать КТ с известной формой и точно задаваемым размером, а значит, положение энергетических уровней в КТ оказывается хорошо контролируемым [1]. Во-вторых, расстояние между несколькими КТ внутри одной проволоки, так же контролируемо, что позволяет создавать цепочку (две и более) КТ с заданным уровнем туннельной связи между состояниями в соседних КТ. В-третьих, поскольку сама проволока имеет макроскопическую длину, оказывается возможным создание контактов, что позволяет осуществить токовую накачку одиночной точки. Это делает данную систему крайне перспективной как для фундаментальных, так и прикладных исследований.

В данной работе мы провели детальное изучение оптических свойств КТ GaAs, внедренных в квантовые проволоки AlGaAs, используя метод микро-ФЛ. Нам удалось измерить спектры возбуждения фотолуминесценции одиночной КТ в которых наблюдается до семи возбужденных уровней и построить модель, описывающую спектр возбужденных состояний экситона в зависимости от размеров КТ. Отметим, что сама возможность измерения спектра возбуждения ФЛ от одиночной КТ является уникальным свойством данной системы. В обычных КТ, выращенных, например, методом Странского-Крастанова, этого сделать, по разным причинам, не удастся. Также были исследованы поляризационные свойства излучения экситонов в данной системе, в том числе в магнитном поле. Нам был обнаружен эффект линейной поляризации ФЛ для света распространяющегося вдоль оси роста нанопроволоки. Этот эффект оказывается общим для всех исследованных структур. Эффект состоит в том что, сигнал ФЛ оказывается линейно поляризованным в плоскости (111), вдоль осей [110] и [1-12]. При этом величина степени поляризации достигает 50%. Наблюдение данного эффекта, крайне удивительно, поскольку ось роста [111] имеет высокую симметрию C_{6v} и сложно представить механизм, понижающий эту симметрию до C_{2v} , необходимую для проявления оптической анизотропии. В работе будут обсуждены возможные механизмы, объясняющие данный эффект.

Литература

[1] V.N. Kats, V.P. Kochereshko, A.V. Platonov, et al. *Semicond. Sci. Technol.*, v. **27**, 1, #015009 (2012)

Поглощение света и фотопроводимость в наноструктурах с квантовыми точками Ge/Si

Л.Е. Воробьев¹, А.Н. Софронов¹, В.Ю. Паневин¹, Д.А. Фирсов¹, А.А. Тонких², P. Werner²

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

²Max Planck Institute of Microstructure Physics, Weinberg 2 D-06120, Halle (Saale), Germany
тел: (812)552-96-71, факс: (812)552-96-71, эл. почта: lvor@rphf.spbstu.ru

На базе наноструктур с квантовыми точками (КТ) созданы и продолжают разрабатываться оптоэлектронные приборы, в частности, детекторы среднего ИК излучения. Большая часть работ посвящена исследованиям физических явлений и приборам на КТ InAs/GaAs. Между тем, например, детекторы на КТ Ge/Si могут иметь ряд преимуществ. Первые исследования внутризонного поглощения света и фотопроводимости (ФП) в наноструктурах с КТ Ge/Si были выполнены в работах [1, 2]. В настоящей работе представлены результаты исследования поглощения поляризованного света в КТ при внутризонных переходах дырок, определяющие спектральный диапазон чувствительности детекторов на КТ Ge/Si, и спектров ФП при воздействии излучения двух поляризаций. Некоторые из особенностей указанных явлений ранее не изучались.

Структуры были выращены в Институте физики микроструктур Макса Планка (Германия) методом МПЭ на кремниевой подложке с $\rho = 1 \text{ кОм}\cdot\text{см}$. Структура содержала 10 слоев КТ, разделенных барьерами шириной 15 нм. Плотность точек $2\cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Уровень легирования менялся от 0 до $12\cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Поглощение и ФП исследовались в многопроходной геометрии, что позволяло изучать эти явления для двух поляризаций света: s-поляризации и p-поляризации.

Получены спектры поглощения поляризованного света как для легированных образцов, так и для нелегированного образца. В последнем случае дырки возбуждались межзонным излучением лазера. Анализ спектров позволил связать полосы поглощения с внутризонными переходами дырок из основного и возбужденного состояний дырок в КТ в сплошной спектр и с межуровневыми переходами дырок в КТ.

Найдены спектры латеральной ФП для двух поляризаций света и разных температур решетки. Обнаружено уменьшение сигнала ФП с ростом температуры с характеристической энергией $\Delta E = 70 \text{ мэВ}$, что можно связать с зависимостью времени жизни дырок от температуры из-за наличия барьера для дырок на гетероинтерфейсе, возникающего из-за неоднородного распределения упругих напряжений [3]. Величина барьера, найденная из спектров поглощения, близка к полученной из данных по ФП величине ΔE .

Таким образом, в работе были сопоставлены спектры поглощения и ФП КТ Ge/Si в поляризованном свете, обнаружены особенности поглощения света и ФП.

ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы, грантов РФФИ и Правительства С.-Петербурга.

Литература

- [1] A.I. Yakimov et.al., Phys. Rev. B **62**, 9939 (2000).
- [2] A.I. Yakimov et.al., Journ. of Appl. Phys. **89**, 5676, 2001
- [3] A.I. Yakimov et.al., Phys. Rev. B **73**, 115333 (2001).

Гибридные металл-полупроводниковые структуры с вертикальным самосовмещением для плазмонных приложений

А.А. Лямкина, С.П. Мощенко, Д.В. Дмитриев, Т.С. Шамирзаев, А.И. Торопов

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, пр. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)330-69-45, факс: (383)330-69-45, эл. почта: lyamkina@isp.nsc.ru

Полупроводниковые квантовые точки (КТ) являются ключевыми элементами многих оптических приборов нового поколения. Перспективным подходом для управления их оптическими свойствами является использование металлической частицы в качестве наноантенны для КТ. Для получения массива металлических частиц можно использовать начальную стадию нанокпельной эпитаксии [1]. Как известно, при выращивании близких слоёв КТ из-за упругих напряжений в матрице происходит вертикальное упорядочение точек [2]. Использование капель вместо верхнего слоя КТ приведёт к расположению капли ровно над КТ. Несмотря на случайное положение пары, расстояние между КТ и каплей фиксировано толщиной буферного слоя и, таким образом, этот метод позволяет контролировать взаимодействие в паре. Важным преимуществом также является совместимость создания капель с МЛЭ технологией, используемой для роста КТ.

В данной работе экспериментально исследована система, состоящая из КТ, взаимодействующих с металлическими нанокплями. Методом молекулярно-лучевой эпитаксии нами были выращены структуры, содержащие слой InAs КТ в матрице AlGaAs, полученных в режиме роста Странского-Крастанова, и капли In на поверхности. Для сравнения был также выращен образец без капель.

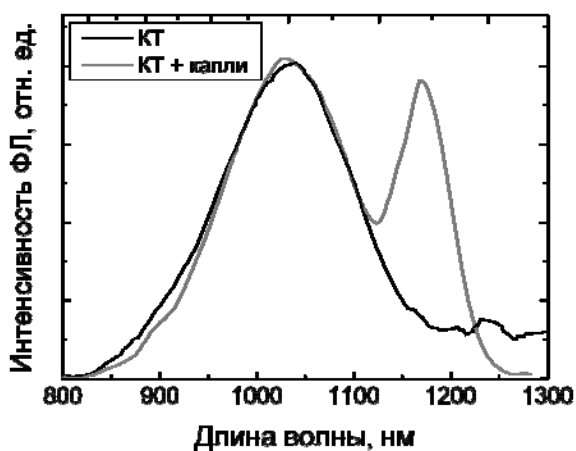


Рис.1. Спектры ФЛ структуры с КТ и каплями и контрольного образца

В спектре ФЛ образца с каплями наряду с широкой линией от массива КТ с максимумом 1040 нм присутствует более узкая линия с максимумом 1170 нм. Спектр реперного образца содержит только линию КТ. Точное совпадение положений максимума пиков КТ по длине волны для обоих образцов подтверждает идентичность ростовых условий. Наблюдаемый пик можно объяснить с помощью резонансного взаимодействия экситонов в КТ с плазмонной модой по механизму Пёрселла. Часть широкого распределения по размерам КТ, расположенных под каплями, оказывается в резонансе с плазмонами в каплях, и из-за эффекта Пёрселла скорость спонтанной рекомбинации увеличивается.

Оценив фактор Пёрселла как отношение амплитуды узкого пика к значению интенсивности КТ на длине волны, соответствующей максимуму узкого пика, мы получили значение 5.8.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 12-07-31133).

Литература

- [1] A.A. Lyamkina, D.V. Dmitriev, Yu.G. Galitsyn, V.G. Kesler, S.P. Moshchenko, A.I. Toropov. *Nanoscale Research Lett* **6**, 42 (2011).
- [2] V.A. Shchukin, D. Bimberg, V.G. Malyshev and N.N. Ledentsov. *Phys. Rev. B* **57**, 19 (1998).

Аномалии Вуда в пленочных гибридных фотонно-кристаллических структурах опал/ $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$

А.Б. Певцов, С.А. Яковлев, А.Н. Поддубный, М.М. Воронов, Б.Т. Мелех,
Д.А. Курдюков, В.Г. Голубев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)292-79-58, факс: (812)292-10-17, эл. почта: pevtsov@gvg.ioffe.ru

В последние годы наблюдается повышенный интерес к исследованиям пространственно-периодических гибридных структур, представляющих собой двумерные или трехмерные фотонные кристаллы, покрытые тонкой пленкой металла или диэлектрика [1]. Взаимодействие электромагнитного излучения с поверхностью подобных структур приводит к возникновению поверхностных плазмон-поляритонов и дифракционных аномалий (аномалий Вуда) [2]. Оптический отклик гибридных структур можно перестраивать как за счет вариации их пространственного периода, так и посредством изменения геометрических и диэлектрических параметров металлического или диэлектрического покрытия, что существенно расширяет функциональные возможности фотонных кристаллов

В настоящей работе синтезированы пленочные гибридные структуры фотонный кристалл (опал)/сложный халькогенид ($\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$). Достоинством $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ является сильное изменение диэлектрических констант этого материала при фазовом переходе аморфное-кристаллическое состояние [3]. Методами атомно-силовой и сканирующей электронной микроскопии показано, что нанесенная на опал, пленка халькогенида полностью воспроизводит гексагональный рельеф, сформированный упорядоченным расположением верхнего монослоя опаловых сфер, т.е. представляет собой двумерную дифракционную решетку.

Экспериментально исследованы спектры отражения света от гибридных структур опал/ $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$. Показано, что в формировании спектров существенную роль играют аномалии Вуда, возникновение которых связано с взаимодействием света с гексагонально-упорядоченной поверхностью гибридной структуры. Для интерпретации полученных результатов развита качественная модель, учитывающая дисперсию квазиволноводных мод в поверхностном (волноводном) слое гибридной структуры. Рассмотрены условия возможного взаимодействия брэгговских резонансов, обусловленных дифракцией электромагнитных волн на трехмерно-упорядоченной решетке опала, и резонансов, которые являются следствием существования аномалий Вуда. Продемонстрирована возможность управления оптическим откликом синтезированных гибридных структур опал/ $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ за счет изменения диэлектрических констант халькогенидной пленки под воздействием лазерных импульсов, индуцирующих фазовый переход аморфное-кристаллическое состояние в $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН №24.

Литература

- [1] S.G. Romanov, A. Regensburger, A.V. Korovin, Adv. Mater. **23**, 2515 (2011).
- [2] S.G. Tikhodeev, A.L. Yablonskii, E.A. Muljarov, N.A. Gippius, and T. Ishihara, Phys.Rev. B **66**, 045102 (2002).
- [3] M. Wuttig and N. Yamada. Nature Materials. **6**, 824 (2007).

Оптические свойства полупроводниковых хирально структурированных планарных микрорезонаторов

И.И. Тартаковский¹, А.А. Максимов¹, Е.В. Филатов¹, В.Д. Кулаковский¹, С. Schneider², S. Höfling², M. Kamp², A. Forchel², С.Г. Тиходеев³, С.В. Лобанов³

¹Институт физики твердого тела РАН, ул. Ак. Осипьяна, 2, г. Черноголовка, 142432, Россия

²Technische Physik, University of Würzburg, Am Hubland, D-97074, Würzburg, Germany

³Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, 119991, Москва, Россия

тел: (496)522-82-87, факс: (496)522-81-60, эл. почта: tartakov@issp.ac.ru

Представлены результаты исследования спектральных и поляризационных особенностей излучения квантовых точек, находящихся в микрорезонаторе с искусственно созданной хиральной микроструктурой. Исследуемые образцы представляли собой планарный микрорезонатор на основе GaAs со встроенными в его активной области InAs квантовыми точками. На верхнем Брэгговском зеркале микрорезонатора при его травлении на половину высоты изготовлялась структура, состоящая из периодически расположенных правых (левых) гаммадионов, поперечные размеры которых варьировались от ~ 8 до 0.4 мкм. Обнаружено, что в нулевом магнитном поле выходящая из подобного микрорезонатора фотолюминесценция InAs квантовых точек обладает циркулярной поляризацией, знак которой зависит от хиральности гаммадионов, а степень поляризации — от их размера и может достигать величины $P_B \approx 70\%$. Измерены угловые зависимости спектрального положения и степени циркулярной поляризации для различных мод микрорезонатора с периодической хиральной микроструктурой и зависимость величины эффекта от линейных размеров гаммадионов. Выполнены также исследования угловой зависимости степени линейной и циркулярной поляризации света при его прохождении через микрорезонатор с хиральной микроструктурой. Проведено сопоставление данных эксперимента с численными расчетами.

Работа выполнена при поддержке *FET-Open grant: FP7-284743*.

Спектры излучения квантовых точек, помещенных в микрорезонатор

Н.С. Аверкиев, М.М. Глазов, А.Н. Поддубный

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812) 292-7155, факс: (812) 297-1017, эл. почта: averkiev@les.ioffe.ru

Последнее десятилетие отмечено бурным исследованием структур с квантовыми микрорезонаторами, где обеспечивается трехмерное ограничение фотонной моды, и реализуется сильная связь фотона, плененного в резонаторе, с экситонами, локализованными в квантовых точках [1]. В этом режиме формируются экситон-поляритонные состояния — когерентные суперпозиции экситона и фотона.

Ранее нами была построена теория спектров излучения таких систем при нерезонансной оптической накачке малой интенсивности, когда экситоны в квантовых точках и фотонную моду можно рассматривать как классические линейные осцилляторы [2], а также в рамках двухуровневой модели локализованного экситона проанализированы эффекты насыщения силы осциллятора [3]. Это приближение верно, если энергия размерного квантования электрон-дырочной пары превосходит кулоновскую энергию и носители заряда квантуются независимо. В таком случае спектры излучения оказываются чувствительными к четности числа N квантовых точек в ансамбле: при нечетных N спектр излучения содержит два пика, обусловленных сильной связью между фотоном и коллективной — сверхизлучательной модой экситонов, в то время как для четных N в спектрах остается лишь один пик [3].

Основное внимание в данной работе уделяется иной ситуации, которая реализуется, если масштаб локализации экситона превосходит боровский радиус, т.е. определяющую роль играет кулоновское взаимодействие. Это возможно, например, когда экситоны локализованы на флуктуациях интерфейсов квантовой ямы, помещенной в резонатор. При этом эффекты насыщения силы осциллятора не важны, а при значительной мощности накачки проявляется экситон-экситонное взаимодействие, приводящее к «синему» сдвигу частоты данного экситона за счет взаимодействия с другими квазичастицами. В этом случае модельное описание системы возможно на языке связанных нелинейных осцилляторов. Нерезонансная накачка моделируется случайной (ланжевеновской) силой.

Спектры излучения структур с квантовыми точками найдены численно путем непосредственного интегрирования уравнений движения и усреднения по случайным силам. Также развит метод стохастического усреднения для аналитического описания спектров. Продемонстрировано, что спектры излучения оказываются асимметричными, форма спектра определяется средним числом экситонов в квантовых точках и статистикой их флуктуаций. Показано, что сверхизлучательная мода устойчива к экситон-экситонному взаимодействию.

Литература

- [1] G. Khitrova, H.M. Gibbs, M. Kira, S.W. Koch, and A. Scherer, Vacuum Rabi splitting in semiconductors, *Nature Phys.* **2**, 81 (2006).
- [2] Н.С. Аверкиев, М.М. Глазов, А.Н. Поддубный, Коллективные моды ансамблей квантовых точек в микрорезонаторах, *ЖЭТФ* **135**, 959 (2009).
- [3] A.N. Poddubny, M.M. Glazov, and N.S. Averkiev, Nonlinear emission spectra of quantum dots strongly coupled to a photonic mode, *Phys. Rev. B* **82**, 205330 (2010).

Оптическая решетка экситонов в системе квантовых ям GaAs/AlGaAs

В.В. Чалдышев¹, Е.В. Кунделев², Е.В. Никитина³, А.Ю. Егоров^{1,3}

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²СПбГПУ, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

³Академический университет, ул. Хлопина, 8, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел.: (812)292-73-93, факс: (812)297-10-17, эл. почта: chald.gvg@mail.ioffe.ru

Периодическая модуляция диэлектрической проницаемости среды вызывает брэгговскую дифракцию распространяющихся в ней электромагнитных волн, что приводит к формированию коллективных оптических мод. Такая модуляция может быть создана за счет электронных возбуждений, например, экситонов в периодической системе квантовых ям (резонансные брэгговские структуры — РБС) [1].

Создание РБС является весьма сложной задачей, поскольку для формирования суперизлучательной оптической моды необходима система из большого числа КЯ с малым нерезонансным уширением экситонов и малым разбросом геометрических параметров структуры. То есть необходимо разработать и реализовать РБС со сложной периодической сверхячейкой, позволяющей увеличить взаимодействие света с экситонами, уменьшить число периодов структуры и, тем самым, общую толщину и время выращивания структуры.

В данной работе мы сообщаем о создании эффективной РБС на основе системы GaAs/AlGaAs состоящей из 60 периодов с двумя квантовыми ямами в каждой элементарной ячейке [2]. Структуры общей толщиной около 7 мкм выращивались методом МПЭ на подложках GaAs (100) диаметром 7.5 см.

При 4.2 К полученная РБС обеспечивала рекордный коэффициент отражения 99.8% в максимуме резонансной полосы шириной 17 мэВ. При этом совмещение экситон-поляритонного и брэгговского резонансов обеспечивалось для экситонов с тяжелыми дырками $\chi(e1-hh1)$ при угле падения света из вакуума 48° .

Исследованы зависимости коэффициента отражения от температуры, угла падения и поляризации света [3]. Показано, что оптические решетки могут быть реализованы для экситонов с тяжелыми $\chi(e1-hh1)$ и легкими $\chi(e1-lh1)$ дырками, а также для экситонов на втором квантовом состоянии $\chi(e2-hh2)$ в ямах [4]. Показано, что экситонное брэгговское зеркало может быть использовано при повышенных температурах, однако его эффективность постепенно снижается из-за нерезонансных потерь. В частности, для оптической решетки $\chi(e1-hh1)$ при 180 К резонансный коэффициент отражения света составляет 77% при ширине полосы 13.5 мэВ. Проведены численные расчеты оптических спектров, из сравнения которых с экспериментом определены параметры радиационного и нерезонансного затухания экситонов.

Литература

- [1] Е.Л. Ивченко, А.И. Несвижский, С. Йорда, ФТТ **36**, 1156 (1994).
- [2] В.В. Чалдышев, Е.В. Кунделев, Е.В. Никитина, А.Ю. Егоров, А.А. Горбацевич, ФТП **46**, 1039 (2012).
- [3] V.V. Chaldyshev, E.V. Kundelev, E.V. Nikitina, A.Yu. Egorov, Appl. Phys. Lett., (2013), в печати.
- [4] V.V. Chaldyshev, Y. Chen, A.N. Poddubny, A.P. Vasil'ev, and Z. Liu, Appl. Phys. Lett. **98**, 073112 (2011).

Комплексная система на основе кирального метаматериала для сверхбыстрого управления поляризацией излучения

В.Я. Принц¹, Е.В. Наумова¹, С.В. Голод¹, А.А. Бочаров¹, В.В. Кубарев²

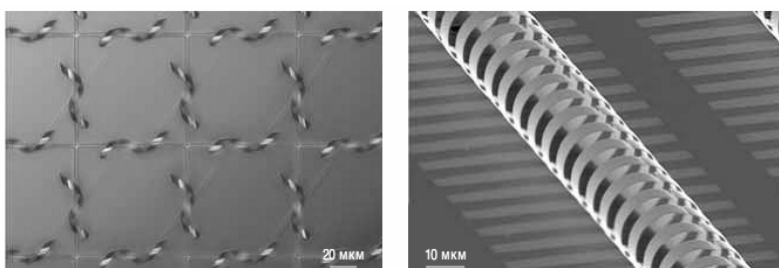
¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

²Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, пр. ак. Лаврентьева 11, Новосибирск, 630090, Россия

тел/факс: (383)330-56-36, эл. почта: prinz@isp.nsc.ru

Метаматериалы предназначены для беспрецедентного управления электромагнитным излучением. Они формируются из элементов — резонаторов, в которых падающая электромагнитная волна с частотой близкой к резонансной, создает достаточно большие токи, генерирующие вторичное электромагнитное излучение, усиливающее или ослабляющее падающее. Современными вызовами являются переход от плоских резонаторов к функционально богатым трехмерным и формирование миниатюрных систем, позволяющих сверхбыстро (например, за 10^{-12} с) управлять излучением. В работе предложен и реализован новый подход для сверхбыстрого управления поляризацией излучения.

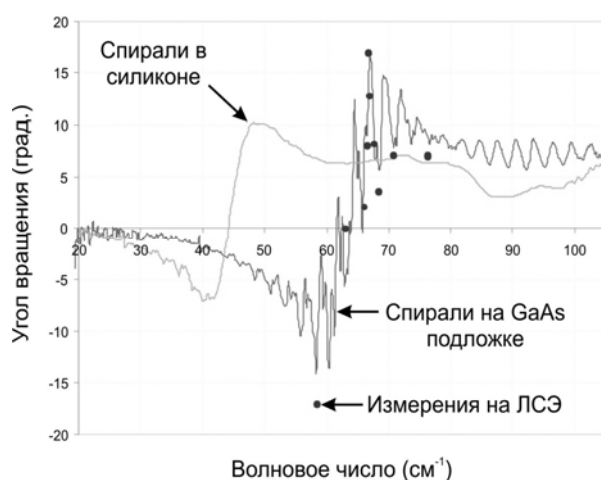
В основе подхода лежит использование метаматериалов с трехмерными резонаторами



и оригинальной системы слоев взаимодействующих с излучением и между собой. Сформированы многослойные системы, включающие терагерцовый метаматериал с трехмерными GaAs/InGaAs/Au элемен-

тами — резонаторами [1, 2] (рис.1), GaAs подложку, прозрачную для терагерцового излучения и слои, изменяющие свои свойства при воздействии оптических лазерных импульсов. На рис. 2 приведен пример спектральной зависимости вращения плоскости поляризации излучения, прошедшего через простейшую систему. Измерения выполнены с помощью Фурье-спектрометра и лазера на свободных электронах. Созданная комплексная

система, позволяет изменять поляризацию на 90° , что востребовано в практике. На основе экспериментальных результатов и моделирования создана физическая модель процессов в системах.



Литература

[1] Е.В. Наумова, В.Я. Принц, Патент на изобретение № 2317942, (2008).

[2] E.V. Naumova, V.Ya. Prinz, S.V. Golod, V.A. Seleznev, R.A. Soots and V.V. Kubarev J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **11**, 074010 (2009)

Таммовские поверхностные состояния в двумерных фотонных кристаллах

С.А. Дьяков¹, А.В. Балдычева¹, Т.С. Перова¹, Г.В. Ли², Е.В. Астрова², В.С. Сиволгин³,
А.Б. Акимов³, Н.А. Гиппиус³, С.Г. Тиходеев³

¹Department of Electronic and Electrical Engineering, Trinity College Dublin, Ireland

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

³Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

тел: (499) 503 81 02

Хорошо известно, что в фотонных кристаллах возможно образование поверхностных таммовских состояний, существенно влияющих на оптические свойства реальных фотонных структур с границами [1]. Недавно нами было продемонстрировано образование таких резонансов в двумерных фотонно-кристаллических слоях на основе макропористого кремния [2]. В докладе будут приведены результаты экспериментального и теоретического исследования оптических свойств поверхностных состояний в таких фотонно-кристаллических структурах. Основное внимание будет уделено анализу распределения электромагнитного поля таких резонансов в ближневолновой зоне (см. рис. 1), их дисперсии и резонансного эффективного отклика.

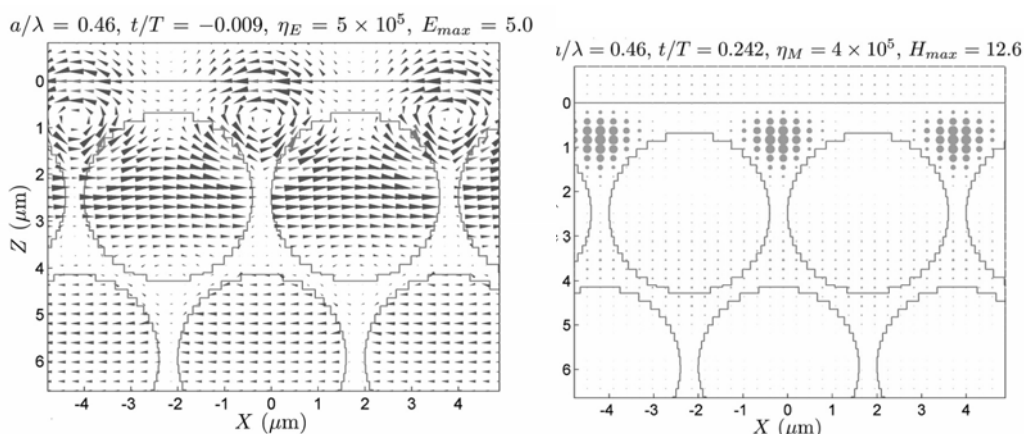


Рис. 1. Рассчитанное распределение электрического (слева) и магнитного (справа) полей в приповерхностной области двумерного фотонного кристалла, образованного гексагональной решеткой воздушных цилиндрических пор в макропористом кремнии, при нормальном падении на кристалл линейно-поляризованной электромагнитной волны (с магнитным полем, направленным перпендикулярно плоскости рисунка), с длиной волны в резонансе с поверхностным таммовским состоянием. Локальная величина и направление соответствующего поля показано ориентированными конусами, размер которых пропорционален локальной напряженности поля в центре конуса. Магнитное поле перпендикулярно плоскости рисунка, поэтому конусы на правой панели видны «сверху» как точки.

Литература

- [1] А.П. Виноградов, А.В. Дорофеев, А.М. Мерзликин, А.А. Лисянский, УФН **180**, 249 (2010).
[2] S.A. Dyakov, A. Baldycheva, T.S. Perova, G.V Li, E.V. Astrova, N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev. Phys.Rev.B, **86**, 115126 (2012).

Быстродействующие р-і-п и лавинные фотодиоды для среднего ИК-диапазона на основе узкозонных гетероструктур полупроводников A^3B^5

Ю.П. Яковлев, М.П. Михайлова, И.А. Андреев, Е.В. Куницына, Н.Д. Ильинская, И.Н. Яссиевич

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

тел: (812) 292-7956, факс: (812)297-0006, эл. почта: yakovlev.iropto@mail.ioffe.ru

В представляемом докладе будут приведены результаты пионерских исследований сотрудников лаб. ИК оптоэлектроники ФТИ им. А.Ф. Иоффе по разработке, созданию и применению быстродействующих фотодиодов, в том числе лавинных фотодиодов с низким уровнем избыточных шумов, на основе узкозонных полупроводников InAs, GaSb и их твердых растворов, работающих при комнатной температуре в спектральном диапазоне 1.6–5.0 мкм. Такие фотодиоды широко применяются в диодно-лазерной спектроскопии, в оптоэлектронных сенсорах для мониторинга окружающей среды, медицинской диагностики человека и биологических объектов.

Разработаны быстродействующие GaInAsSb/GaAlAsSb р-і-п фотодиоды для спектрального диапазона 1.5–2.5 мкм с отдельными чувствительными и контактными площадками, что позволило снизить величину емкости фотодиодов и достигнуть рекордного быстродействия 100–150 пс (полоса пропускания ≥ 5 ГГц). Получена обнаружительная способность в максимуме спектральной чувствительности $D^*=(0.8-1)\times 10^{11}$ см \times Гц $^{1/2}\times$ Вт $^{-1}$ при комнатной температуре. Созданные фотодиоды превосходят по быстродействию аналоги, выпускаемые фирмами Hamamatsu, Epitaxx, Sensors Unlimited.

На основе гетероструктур InAs/InAsSbP разработаны длинноволновые фотодиоды для спектрального диапазона 2.5–4.0 мкм с низкими темновыми токами и обнаружительной способностью $D^*=(5-8)\times 10^9$ см \times Гц $^{1/2}\times$ Вт $^{-1}$. Быстродействие данных фотодиодов при диаметре чувствительной площадки 100 мкм не превышало 1–3 нс. Разработанные авторским коллективом фотодиоды были использованы в оптоэлектронных сенсорах влажности, углекислого газа, метана, ряда анестетиков.

Впервые разработаны лавинные фотодиоды для спектрального диапазона 2.0–5.0 мкм на основе материалов A^3B^5 . Впервые было установлено, что в материалах типа InAs и GaSb, в которых ширина запрещенной зоны близка к величине спин-орбитального расщепления валентной зоны $E_g=\Delta_0$, достигается так называемый «резонанс» зон, когда порог ударной ионизации минимален и равен энергии ширины запрещенной зоны. Проведены детальные исследования зависимостей коэффициентов ионизации от состава твердых растворов в сильных электрических полях. Впервые разработана технология создания лавинных фотодиодов с разделенными областями поглощения GaInAsSb и умножения GaAlSb («резонансного» состава) на основе гетероструктур GaSb/GaInAsSb/GaAlSb. Процессы ударной ионизации и умножения в таких фотодиодах были исследованы как экспериментально, так и теоретически. Изучены процессы лавинного умножения, быстродействие и шумовые характеристики. Достигнут коэффициент умножения $M=20-30$ на длине волны 2.0 мкм, отношение коэффициентов ионизации дырок и электронов $\beta/\alpha\sim 30$ и сверхнизкий коэффициент избыточного шума $F\sim 1.6$ ($M=10$).

Созданные авторским коллективом фотодиоды для среднего ИК диапазона востребованы как в России, так и за рубежом, тестировались и используются многими российскими и зарубежными фирмами.

Работа частично поддержана программой Президиума РАН № 24, а также государственным контрактом № 11705.004.11.001.

Субнаносекундные диодные размыкатели тока основе 4H-SiC

П.А. Иванов, И.В. Грехов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., д. 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
тел: (812) 292-73-14, факс: (812) 292-71-23, эл. почта: Pavel.Ivanov@mail.ioffe.ru

Для современной импульсной энергетики большой интерес представляют системы с индуктивным накоплением энергии и последующей передачей энергии в нагрузку с помощью быстродействующих размыкателей тока. Разработанные наносекундные полупроводниковые размыкатели — дрейфовые диоды с резким восстановлением (ДДРВ) и SOS-диоды на основе диффузионных кремниевых $p^+ - p - n_0 - n^+$ -структур [1] — резко обрывают обратный ток после их переключения из прямого направления в обратное. Механизмы обрыва тока в ДДРВ и SOS-диодах принципиально отличаются. В отличие от ДДРВ, в которых обрыв тока вызван восстановлением блокирующей способности $p - n_0$ -перехода, в SOS-диодах обрыв тока происходит в условиях, когда $p - n_0$ -переход остается залитым плотной электронно-дырочной плазмой.

Карбид кремния политипа 4H (4H-SiC) по основным электрофизическим характеристикам — ширине запрещенной зоны, предельной скорости носителей тока, напряженности поля лавинного пробоя, максимальной рабочей температуре, теплопроводности — намного превосходит кремний. Можно ожидать, что использование 4H-SiC для диодных размыкателей позволит существенно улучшить их параметры — удельную коммутруемую мощность, быстродействие, тактовую частоту импульсов.

Ранее нами был обнаружен эффект субнаносекундного обрыва тока в меза-эпитаксиальных 4H-SiC $p^+ - p_0 - n^+$ -диодах после их накачки квазипостоянным током [2, 3]. Моделирование показало [4], что решающим фактором, определяющим характер обрыва тока (по сути он близок к режиму ДДРВ), является большая величина отношения подвижностей электронов и дырок в 4H-SiC: $\mu_n / \mu_p \sim 8$.

В настоящем докладе представлены субнаносекундные диодные размыкатели на основе меза-эпитаксиальных 4H-SiC $p^+ - p - n_0 - n^+$ -структур. После короткой (~ 10 нс) импульсной накачки неравновесных носителей прямым током (плотностью 200–400 А/см²) и последующего наброса импульса обратного напряжения (с фронтом нарастания 2 нс) диоды оказались способными обрывать обратный ток плотностью 30 кА/см² за время менее 0.3 нс. Обсуждается возможный механизм сверхбыстрого обрыва тока. По ряду признаков — пиковой плотности обрываемого тока, соотношению прямого и обратного тока, соотношению введенного и выведенного зарядов — механизм обрыва тока в изготовленных 4H-SiC диодах похож на SOS-режим.

Литература

- [1] И.В. Грехов, Г.А. Месяц. УФН, **175**, 735 (2005).
- [2] И.В. Грехов, П.А. Иванов, А.О. Константинов, Т.П. Самсонова. Письма ЖТФ, **28**, 24 (2002).
- [3] I.V. Grekhov, P.A. Ivanov, D.V. Khristyuk, A.O. Konstantinov, S.V. Korotkov, T.P. Samsonova. Solid-State Electronics, **47**, 1769 (2003).
- [4] И.В. Грехов, А.С. Кюрегян, Т.Т. Мнацаканов, С.Н. Юрков. ФТП, **37**, 1148 (2003).

Определение длины диффузии носителей заряда в фоточувствительном слое матричных ИК фотоприемников на основе HgCdTe из измерений межэлементной ФЭС

А.В. Вишняков, В.А. Стучинский, Д.В. Брунев, А.В. Зверев, С.А. Дворецкий
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН 13, пр. Ак. Лаврентьева,
Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)333-22-76, факс: (383)333-22-76, эл. почта: stuchin@isp.nsc.ru

Предложен метод оценки длины диффузии l_d в объеме фоточувствительного слоя матричных фотоприемных устройств (ФПУ), базирующийся на измерении фотоэлектрической связи (ФЭС) в таких устройствах. Метод основан на анализе формы распределений фотосигнала $S(x)$, регистрируемого при сканировании узкого пятна засветки ФПУ выбранным пикселем матрицы при разных уровнях тока j , отбираемого фотодиодами ячеек из фоточувствительного слоя фотоприемника. При работе ФПУ фотодиоды устройства действуют как сток для фотогенерированных носителей заряда (ФНЗ), уменьшая тем самым их время жизни и эффективную длину латеральной диффузии $l_{d\text{ eff}}$ в фоточувствительном слое фотоприемника; в пределе малых токов j эта длина $l_{d\text{ eff}}$ стремится к длине диффузии l_d носителей заряда в объемном материале фоточувствительного слоя. Аппроксимация значений $l_{d\text{ eff}}$ к значению $j = 0$ дает поэтому искомую величину l_d .

В настоящей работе метод был реализован на примере матричного ИК ФПУ на основе HgCdTe формата 320 x 256 элементов с периодом матрицы 30 мкм и толщиной фоточувствительного слоя ≈ 10 мкм. Варьирование уровня токов j достигалось путем изменения затворного напряжения входных транзисторов фотоэлектрических ячеек ФПУ. С целью минимизации хроматических аберраций в объективе засветка ФПУ осуществлялась сфокусированным изображением выходной щели монохроматора, испускающей излучение с длиной волны $\lambda = 8$ мкм (примерно в максимуме спектральной чувствительности фотоприемника).

Анализ измеренных распределений $S(x)$, направленный на определение эффективных длин диффузии ФНЗ в фоточувствительном слое фотоприемника, проводился в рамках одно- и двумерных моделей ФЭС с использованием среды MathCad. В области малых токов j зависимость длины диффузии $l_{d\text{ eff}}$ от величины отбираемых токов хорошо соответствовала однопараметрической зависимости, полученной в простой модели, в которой как толщина фоточувствительного слоя d , так и расстояние между краями ОПЗ смежных фотодиодов l_{SCR} предполагались заметно меньшими $l_{d\text{ eff}}$, и фотодиодная матрица могла быть поэтому представлена в виде сплошного (бесструктурного) отсасывающего электрода. Интересно, что из полученного из эксперимента значения единственного входящего в зависимость безразмерного параметра может быть получена оценка темпа оптической генерации ФНЗ в пятне засветки. При большом уровне токов j , когда длина диффузии $l_{d\text{ eff}}$, уменьшаясь с ростом j , становилась сопоставимой с l_{SCR} , в моделировании ФЭС следовало учитывать дискретную (пиксельную) структуру фотоприемной матрицы; в результате, в дополнение к ранее найденному значению $l_d \approx 26$ мкм, мы смогли определить значение $l_{d\text{ eff}}$ в пленке HgCdTe под фотодиодами матрицы (в области, свободной от фотодиодов, предполагалось $l_{d\text{ eff}} = l_d$). При токах j , соответствующих рабочему режиму ФПУ, было получено $l_{d\text{ eff}} \approx 8$ мкм $\sim d$. Другим результатом сопоставления расчетных и экспериментальных распределений $S(x)$ явилось выявление «дальней компоненты» ФЭС на расстояниях >70 мкм от оси пятна засветки; возможные причины появления этой компоненты ФЭС также будут обсуждены в докладе.

Молекулярно-пучковая эпитаксия гетероструктур на основе сильно-рассогласованных широкозонных соединений A^2B^6 для оптоэлектронных применений

С.В. Сорокин, С.В. Гронин, И.В. Седова, П.С. Копьев, С.В. Иванов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812) 297-1017, факс: (812) 297-2245, эл. почта: sorokin@beam.ioffe.ru

Гетероструктуры (ГС) на основе широкозонных полупроводников A^2B^6 по-прежнему остаются в центре внимания в связи с возможностью их использования при конструировании оптоэлектронных приборов зеленого (лазерных [1] и светодиодных [2] конвертеров, лазеров с электронно-лучевой накачкой (ПЛЭН) [3]) и зелено-желтого [4] спектрального диапазонов. Хотя использование нелегированных ГС позволяет уйти от проблем легирования A^2B^6 и связанного с ними малого времени жизни лазерных диодов на основе ZnSe, необходимость получения большой выходной мощности зеленых лазерных конвертеров и ПЛЭН предъявляет повышенные требования к технологии выращивания таких ГС методом МПЭ: к начальной стадии гетероэпитаксиального роста с целью минимизации плотности дефектов упаковки (ДУ) на гетеровалентном интерфейсе (ГИ) GaAs/ZnSe, к точности контроля температуры эпитаксии из-за сильной температурной зависимости коэффициентов встраивания основных элементов и к точной компенсации упругих напряжений в ГС, вызванных сильным различием в периодах решетки бинарных соединений A^2B^6 [5].

В настоящей работе представлена оптимизированная процедура начальной стадии гетероэпитаксии, позволяющая снизить плотность ДУ на ГИ GaAs/ZnSe до уровня $<10^5 \text{ см}^{-2}$, а также исследованы особенности МПЭ приинтерфейсного 10 нм-слоя кубического MgS, используемого в качестве разделительного слоя в пост-ростовой технологии отделения подложки GaAs от ГС A^2B^6 за счет огромной разницы в скоростях травления в HCl слоёв MgS и ZnSe [6]. Показано, что при использовании оптимальных условий роста ГИ GaAs/ A^2B^6 и MgS, возможна регистрация осцилляций интенсивности отраженного электронного пучка в дифракции быстрых электронов при последующем росте слоёв твердого раствора Zn(Mg)SSe и, соответственно, проведение *in-situ* коррекции технологических параметров. В работе подробно рассмотрены вопросы применения короткопериодных сверхрешеток (СР) при конструировании лазерных ГС с использованием прецизионной компенсации напряжений и приведены расчеты компенсирующих СР для лазерных ГС с различной толщиной волновода, различным числом активных областей квантовых точек (КТ) CdSe/ZnSe и различной номинальной толщиной CdSe КТ. Приведены результаты структурной характеристики выращенных лазерных ГС методами рентгеновской дифракции, просвечивающей электронной микроскопии и фотолюминесцентной микроскопии. Представлены рекордные результаты по пороговым характеристикам A^2B^6 лазерных ГС с оптической накачкой ($P_{\text{thr}} \sim 1.01 \text{ кВт/см}^2$).

Литература

- [1] S.V. Sorokin et al., Electron. Lett. **48**, 118 (2012);
- [2] M.A. Haase et al., Appl. Phys. Lett. **96**, 231116 (2010);
- [3] M.M. Zverev et al., Phys. Stat. Sol. (b) **247**, 1561 (2010);
- [4] С.В. Иванов, Труды XVII Межд. симп. «Нанозфизика и наноэлектроника», Нижний Новгород, Россия, с. 452 (2013);
- [5] I.V. Sedova et al., Appl. Phys. Lett. **98**, 171103 (2011);
- [6] A. Balocchi et al., Appl. Phys. Lett. **86**, 011915 (2005).

Мощные импульсные полупроводниковые лазеры на основе эпитаксиальноинтегрированных тиристорных гетероструктур

С.О. Слипченко¹, А.А. Подоскин¹, А.В. Рожков¹, А.В. Горбатюк¹, Н.А. Пихтин¹, И.С. Тарасов¹, Т.А. Багаев², М.В. Зверков², В.П. Коняев², Ю.В. Курнявко², М.А. Ладугин², А.А. Мармалюк², А.А. Падалица², В.А. Симаков²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²НИИ «Полнос» им. М.Ф. Стельмаха, ул. Введенского, 3-1, Москва, 117342, Россия

тел: (812)292-73-79, эл. почта: serghpl@mail.ioffe.ru

Высокие значения импульсной оптической мощности актуальны для ряда практических приложений: нелинейное преобразование частоты, системы дальнометрии, передача информации в свободном пространстве. Импульсный режим генерации (длительность импульса менее 100 нс) обычно реализуется с использованием внешних генераторов тока не простых по своей конструкции [1]. Данный факт снижает доступность и привлекательность импульсных систем на основе полупроводниковых лазеров. Проблема обеспечения простоты и доступности, а также сохранения компактных размеров импульсной системы на основании полупроводниковых лазеров может быть решена за счет эпитаксиальной интеграции электрического ключа в лазерную гетероструктуру. Наиболее эффективным вариантом является реализация электрического ключа на основе тиристорной структуры. Фототиристоры на основе гетероструктуры AlGaAs/GaAs были продемонстрированы в работах [2, 3]. Однако развитие, полученные результаты, в направлении накачки мощных полупроводниковых лазеров не получили. В рамках данной работы впервые представлены экспериментальные результаты исследований мощного лазера-тиристора при генерации высоких уровней оптической мощности.

Исследования показали принципиальное отличие разработанных приборов от известных аналогов. В первую очередь это связано с особенностями процессов регенерации избыточных носителей заряда в базовых областях коллекторного перехода в условиях интенсивной лазерной генерации. Показано, что разработанная структура при напряжении включения 10 В обеспечивает протекание плотностей тока до 30 кА/см², что не несколько порядков превосходит известные аналоги.

В результате разработана гетероструктура и созданы экспериментальные образцы лазера-тиристора. Исследованы динамические характеристики, определяющие особенности включения импульса тока и лазерной генерации. Демонстрирована возможность генерации импульсов мощного лазерного излучения, длительностью порядка 100 нс, при амплитуде сигнала управления порядка 100 мА. Достижимые значения импульсной мощности и импульсного тока составили 16 Вт и 30 А соответственно.

Литература

- [1] I.S. Tarasov, N.A. Pikhtin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, D.A. Vinokurov, K.S. Borschev, V.A. Kapitonov, M.A. Khomylev, A.Yu. Leshko, A.V. Lyutetskiy, A.L. Stankevich, *Spectrochimica Acta Part A* **66**, 819 (2007)
- [2] Ж.И. Алферов, В.М. Ефанов, Ю.М. Задиранов, А.Ф. Кардосысоев, В.И. Корольков, С.И. Пономарев, А.В. Рожков ПЖТФ **12**, 1281 (1986)
- [3] G.W. Taylor, J.G. Simmons, A.Y. Cho, R.S. Mand, *J. Appl. Phys.* **59**, 596 (1986)

Квантовый магнитотранспорт в двойной квантовой яме HgTe с инвертированным энергетическим спектром

М.В. Якунин¹, А.В. Суслов², С.М. Подгорных¹, А.П. Савельев¹, С.А. Дворецкий³, Н.Н. Михайлов³

¹ИФМ УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия

²NHMFL-FSU, 1800 East Paul Dirac Drive, Tallahassee, 32310, Florida, USA

³ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (343)378-36-44, факс: (343)374-52-44, эл. почта: yakunin@imp.uran.ru

Энергетический спектр квантовой ямы HgTe шириной более 6.3 нм радикально отличается от традиционного: он инвертирован, и обе подзоны, проводимости и валентная, имеют природу Г8. Это проявляется в сильной непараболичности, больших спиновых расщеплениях [1], хорошо выраженных эффектах спиновой поляризации [2], перекрытиях подзон и др. Известно, что в двойных квантовых ямах (ДКЯ) реализуются новые корреляционные состояния электронной системы в связи с дополнительной степенью свободы, обусловленной наличием межслойных взаимодействий. Возникает вопрос: как проявятся необычные свойства слоев HgTe при формировании из них ДКЯ? Приведет ли к каким последствиям наличие хорошо выраженной еще одной, спиновой, степени свободы? Проявится ли каким особым образом инвертированная структура подзон HgTe?

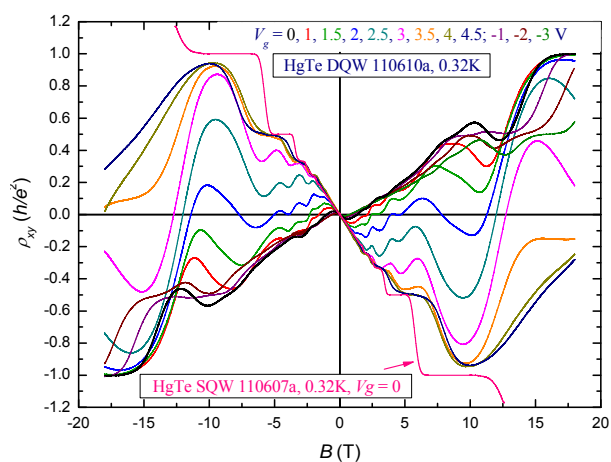


Рис. 1. Холловское магнитосопротивление при разных напряжениях затвора.

Мы предприняли первые попытки таких исследований. В ДКЯ из слоев HgTe шириной 20 нм, разделенных барьером Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te в 6 нм, обнаружены сильные перекрытия подзон проводимости и валентной (несколько десятков мэВ, тогда как в одиночных ямах не превышает величины порядка 1 мэВ), которые зависят от прикладываемого напряжения затвора. Перекрытия проявляются в форме холловского магнитосопротивления (МС) в виде буквы N и двойной N, притом на этот ход наложено множество квантовых особенностей МС. В режиме квантового эффекта Холла холловское МС демонстрирует переходящее поведение между электронной и дырочной проводимостью, а также переходы в состояние нулевого МС. Последнее имеет место, когда уровень Ферми входит в щель между нижним электронным и верхним дырочным уровнями Ландау. Сложный вид экспериментальной картины может быть объяснен немонотонным ходом уровней Ландау валентной зоны из-за наличия в ней боковых экстремумов.

Литература

[1] M.V. Yakunin, S.M. Podgornykh *et al.*, *Physica E* **42**, 948 (2010).

[2] M.V. Yakunin, A.V. Suslov, S.M. Podgornykh S.A. Dvoretzky, and N.N. Mikhailov, *Phys. Rev. B* **85**, 245321 (2012).

Коллективная прецессия спиновых текстур и спин текстурные жидкости

Л.В. Кулик

Институт физики твердого тела Российской академии наук РАН,
ул. Академика Осипьяна, дом 2, 142432, Черноголовка, Московская обл., Россия
тел: +7-496-5-224-418, эл. почта: kulik@issp.ac.ru

Основное состояние двумерной электронной системы при нечетных целочисленных заполнениях уровней Ландау является холловским ферромагнетиком. Принято считать, что когда фактор заполнения увеличивается или уменьшается от нечетных целочисленных, электронные спины организуются в вихреподобные топологические спиновые текстуры — скирмионы (антискирмионы). Скирмионы (антискирмионы) являются результатом конкуренции зеемановской и обменной энергий. В высокоподвижных двумерных системах на основе полупроводниковых структур AlGaAs/GaAs зеемановская энергия довольно значительна, а число перевернутых спинов в скирмионе не превышает четырех. В связи с этим развита теория спин-текстурных квазичастиц (STQ) с несколькими перевернутыми спинами, которые являются квантовым обобщением классических скирмионов. Высказано предположение, что в основном состоянии STQ образуют кристаллическую решетку [1]. Несмотря на то, что теория скирмионного кристалла была построена для двумерных электронных систем, первые экспериментальные свидетельства формирования скирмионной кристаллической решетки были получены в пленках трехмерного ферромагнетика MnSi и подобных соединениях [2]. Однако убедительных доказательств существования скирмионного кристалла в холловском ферромагнетике с заряженными дефектами, образованными либо недостатком, либо избытком электронной плотности, приведено не было. Более того, поставлена под сомнение вся теория STQ в двумерных электронных системах. Оказывается, что спиновая деполяризация электронной системы в окрестности единичного фактора заполнения полностью воспроизводится в окрестности фактора заполнения 3, где существование STQ является спорным даже при нулевой зеемановской энергии [3]. Эффективное число перевернутых спинов, определенное из результатов новых оптических исследований спиновой поляризации в двумерных системах, не согласуется с предыдущими экспериментальными данными [4]. Также это число не согласуется с теоретическими значениями, несмотря на то, что оно должно однозначно определяться соотношением зеемановской и обменной энергий. Наконец показано, что физические объекты, аналогичные STQ, существуют в пределе нулевого числа перевернутых спинов. На основании наблюдений спектра спиновых возбуждений с помощью методики неупругого рассеяния света было выдвинуто предположение, что основным состоянием холловского ферромагнетика с зарядовыми дефектами, образованными либо недостатком, либо избытком электронной плотности, является спин-текстурная жидкость [5]. В спектре возбуждений жидкости появляются новые щелевые ветви, связанные с коллективной прецессией электронного спина в эффективном магнитном поле, создаваемым спиновыми текстурами. Новые ветви возбуждений ведут себя аналогично циклотронным возбуждениям, но не во внешнем магнитном поле, а в некоем фиктивном магнитном поле пропорциональном плотности STQ. Соответственно «эффективная масса» коллективных спиновых возбуждений определяется степенью поляризации электронной системы и величиной обменного взаимодействия [6]. Вопросы формирования спин текстурных жидкостей и свойств их спектра возбуждений будут впервые обсуждаться в представленном докладе.

[1] R. Cote, A.H. MacDonald, Luis Brey, H.A. Fertig, S.M. Girvin, and H.T.C. Stoof, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4825 (1997). [2] S. Muhlbauer, B. Binz, F. Joinetz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, and P. Boni, *Science* **323**, 915 (2009); X.Z. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa, J.H. Park, J.H. Han, Y. Matsui, N. Nagaosa, and Y. Tokura, *Nature (London)* **465**, 901 (2010). [3] N.R. Cooper, *Phys. Rev. B* **55**, 1934 (1997); Y.-Q. Song, B.M. Goodson, K. Maranowski, and A.C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2768 (1999). [4] P. Plochocka, J.M. Schneider, D.K. Maude, M. Potemski, M. Rappaport, V. Umansky, and I. Bar-Joseph, J.G. Groshaus, Y. Gallais, and A. Pinczuk, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 126806 (2009). [5] I.K. Drozdov, L.V. Kulik, A.S. Zhuravlev, V.E. Kirpichev, I.V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 136804 (2010). [6] L.V. Kulik, S. Zhuravlev, V.E. Bisti, V.E. Kirpichev, I.V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **87**, 045316 (2013).

Индукцированные терагерцовым излучением осцилляции магнитосопротивления двумерного электронного газа с высокой концентрацией и подвижностью

З.Д. Квон^{1,2}, Д.А. Козлов¹, С.Н. Данилов³, К. Цот³, П. Вирлинг³, С. Стэчел³,
В.В. Бельков⁴, А.К. Бакаров¹, Д.В. Дмитриев¹, А.И. Торопов¹, С.Д. Ганичев³

¹Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, 6300090, Россия

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 6300090, Россия

³Terahertz Center, University of Regensburg, D-93040 Regensburg, Germany

⁴ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (383)333-67-33, факс: (383)333-27-71, эл. почта: kvon@isp.nsc.ru

Одним из замечательных явлений, открытых в двумерных электронных системах в последнее десятилетие, являются индуцированные микроволновым излучением осцилляции магнитосопротивления (MIRO) [1], которые при определенных условиях демонстрируют состояния с нулевым сопротивлением. До настоящего времени подавляющее число работ в этом направлении ограничены микроволновым диапазоном (1 ГГц–250 ГГц), хотя вопрос об их существовании в терагерцовом диапазоне представляет несомненный интерес.

В данной работе представлены результаты изучения терагерцового отклика ДЭГ с высокой концентрацией $N_s = (8-10) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $\mu = (1.5-2) \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при воздействии терагерцового излучения частотой 0.7 ТГц ($\lambda = 432 \text{ мкм}$) и 1.63 ТГц ($\lambda = 184 \text{ мкм}$). Экспериментальные образцы представляли собой холловские мостики шириной 50 мкм и расстоянием между потенциометрическими контактами 350 мкм, изготовленные на основе гетероструктур с GaAs квантовой ямой толщиной 13 нм, причем в качестве барьеров, ограничивающих яму, использовалась сверхрешетка AlAs/GaAs, которая позволяет получить в яме ДЭГ с высокой подвижностью при больших ($\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$) электронных концентрациях. Эксперимент проводился в диапазоне температур 1.9 К–10 К.

Наиболее интересным результатом является первое наблюдение осцилляций МС высокоподвижного ДЭГ, индуцированных терагерцовым излучением с частотой 0.7 ТГц (TIRO). Показано, что положение максимумов осцилляций совпадают с положением гармоник циклотронного резонанса (ЦР). В работе наблюдалось большое число (вплоть до 9) этих гармоник. Амплитуда TIRO имеет сильную температурную зависимость в исследованном диапазоне температур: при 1.9 К она достигает нескольких процентов от полного сопротивления образца для осцилляции, соответствующей второй гармонике ЦР, а при увеличении температуры до 10 К осцилляции практически исчезают. Таким образом, обнаруженные осцилляции полностью родственны MIRO. Их небольшая амплитуда в сравнении с MIRO связана, прежде всего с малой мощностью терагерцового излучения. Установлено, что амплитуда TIRO чрезвычайно чувствительна к тонкой структуре случайного потенциала: образцы с одинаковой подвижностью и квантовым временем демонстрируют разную амплитуду осцилляций. При повышении частоты излучения до 1.63 ТГц осцилляции практически исчезают несмотря на более чем на порядок большую мощность излучения на этой частоте. Этот результат позволяет установить верхнюю границу частот, при которых TIRO еще существуют.

Литература

[1] I.A. Dmitriev, A.D. Mirlin, D.G. Polyakov and M.A. Zudov, Rev. Mod. Phys. **84**, 1709 (2012).

Эффекты электрон-электронного взаимодействия в квантовых ямах на основе узкозонных полупроводников

С.С. Криштопенко

ИФМ РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

тел: (831)417-94-82 +261, факс: (831)417-94-64, эл. почта: ds_a-teens@mail.ru

В последние несколько лет наблюдается устойчивый рост интереса к изучению коллективных эффектов, связанных с электрон-электронным ($e-e$) взаимодействием, в 2D системах, закон дисперсии носителей в которых в значительной степени отличается от параболического [1–6]. В докладе представлены результаты теоретических исследований различных эффектов $e-e$ взаимодействия в магнитотранспорте и магнитооптике в квантовых ямах (КЯ) на основе узкозонных полупроводников, таких как InAs и InSb. Продемонстрировано, что сильное замешивание состояний в зоне проводимости и состояний в валентных зонах в совокупности с выраженным спин-орбитальным (СО) взаимодействием, характерным для узкозонных КЯ, оказывает значительное влияние на обменное усиление g -фактора квазичастиц [7], спектры различных коллективных возбуждений [8], а также приводят к нарушению симметричных теорем Кона [9] и Лармора [10] и появлению связанной с $e-e$ взаимодействием перенормировки резонансных энергий циклотронного (ЦР) и спинового резонанса (СР) в режиме целочисленного и дробного квантового эффекта Холла.

В докладе на примере гетероструктур InAs/AlSb впервые показано, что непараболичность закона дисперсии 2D электронов и СО взаимодействие приводят к обменному усилению g -фактора квазичастиц как при нечётных, так и при чётных факторах заполнения уровней Ландау [3–5], в отличие от КЯ с параболическими подзонами, где обменное усиление имеет место только при нечётных факторах заполнения уровней Ландау [7]. Предложенная «многочастичная» теория СР [6] позволила объяснить наблюдаемое в эксперименте расхождение электронного g -фактора в слабых магнитных полях в гетероструктурах InAs/AlSb. В работе впервые проведены теоретические исследования нарушения теорем Кона и Лармора как в узкозонных КЯ в режиме дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ) [11]. Продемонстрировано дополнительное усиление g -фактора в состояниях ДКЭХ, поляризованных по спину, по сравнению со значениями, полученными в приближении Хартри-Фока.

Литература

- [1] A. Iyengar et al. Phys. Rev. B **75**, 125430 (2007).
- [2] M.O. Goerbig. Rev. Mod. Phys. **83**, 1193 (2011).
- [3] S.S. Krishtopenko et al. J. Phys.: Condens. Matter **23**, 385601 (2011).
- [4] S.S. Krishtopenko et al. J. Phys.: Condens. Matter **24**, 135601 (2012).
- [5] С.С. Криштопенко и др. ФТП, том. **46**, вып. 9, 2012, стр. 1186 (2012).
- [6] S.S. Krishtopenko et al. J. Phys.: Condens. Matter **24**, 252201 (2012).
- [7] T. Ando and Y. Uemura, J. Phys. Soc. Jpn **37**, 1044 (1974).
- [8] C. Kallin and B. I. Halperin, Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).
- [9] W. Kohn, Phys. Rev. **123**, 1242 (1961).
- [10] M. Califano et al. Phys. Rev. B **73**, 113315 (2006).
- [11] S.S. Krishtopenko. J. Phys.: Condens. Matter **25**, 105601 (2013).

Параметрический циклотронный резонанс при микроволновой накачке 2D электронной системы

В.А. Волков, А.А. Заболотных

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая д. 11, корп. 7, г. Москва, 125009

Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская область, 141707

тел: (495) 629-33-94, эл. почта: VoVA@cplire.ru

Низкотемпературные исследования микроволнового отклика двумерной (2D) системы с высокой подвижностью электронов в магнитном поле образовали целое направление в физике полупроводников [1]. Сопротивление таких структур уже при небольшой мощности микроволновой накачки изменяется: оно осциллирует при изменении магнитного поля с периодом, определяемым отношением частоты облучения Ω к циклотронной частоте электронов ω_c . При увеличении мощности облучения минимумы осцилляций углубляются, достигая нулевых значений.

Недавно в высококачественных системах на основе GaAs/AlGaAs, в которых проявляется температурно чувствительный эффект большого отрицательного магнитосопротивления, было обнаружено [2–5] новое явление: появление аномально высокого и узкого пика сопротивления, возникающего, когда Ω находится вблизи $2\omega_c$. Происхождение гигантского фотоотклика оставалось загадкой. Ее возможному объяснению и посвящена данная работа.

Основой предложенного механизма является параметрический циклотронный резонанс, возникающий под действием неоднородного поля накачки. Физику явления можно понять из аналогии с качелями, длина которых меняется с частотой Ω . Основной параметрический резонанс происходит на удвоенной собственной частоте качелей. Эта аналогия прослежена аналитически: роль собственной частоты играет ω_c , поэтому основной резонанс возникает при $\Omega=2\omega_c$. Построена гидродинамическая теория, описывающая 2D систему в магнитном поле под действием неоднородного электрического поля накачки частоты Ω . Показано, что электрическое поле, действующее на электроны, резко усиливается именно в режиме параметрического резонанса, если учесть эффект антиэкранировки внешнего поля нелокальными («бернштейновскими») модами магнитоплазмонов. Если градиент электрического поля накачки больше порогового, то в достаточно чистой системе развивается неустойчивость. Ее развитие ведёт к разогреву системы, что разрушает состояние с отрицательным магнитосопротивлением и приводит к появлению резкого пика в сопротивлении.

Литература

- [1] I.A. Dmitriev, A.D. Mirlin, D.G. Polyakov, and M.A. Zudov, Rev. Mod. Phys., **84**, 1709 (2012)
- [2] Ya. Dai, R.R. Du, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Phys. Rev. Lett. **105**, 246802 (2010)
- [3] Ya. Dai, K. Stone, I. Knez, C. Zhang, R.R. Du, C. Yang, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Phys. Rev. B **84**, 241303(R) (2011)
- [4] A.T. Hatke, M.A. Zudov, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Phys. Rev. B **83**, 121301(R) (2011)
- [5] A.T. Hatke, M.A. Zudov, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Phys. Rev. B **83**, 201301(R) (2011)

Краевые плазменные колебания в 2D электронных системах с «релятивистскими» таммовскими состояниями

И.В. Загороднев, В.А. Волков

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая д. 11, корп. 7, г. Москва, 125009, Россия

тел: (495) 629-33-94, эл. почта: igor.zagorodnev@gmail.com

До графеновой эры 1D плазмоны обычно рассматривали в ограниченном электронном газе со спектром $E=p^2/2m$. Краевые состояния таммовского типа (КС) не учитывались. После открытия графена появился интерес и к плазменным колебаниям в релятивистских системах [1], но КС тоже отсутствовали. Роль КС наиболее отчетливо проявляется в 2D топологическом изоляторе (ТИ) на основе Cd(Hg)Te. Это изолятор в объеме, но имеющий частично заполненную зону КС с «ультрарелятивистским» спектром $E=\pm v|p|$ ($v \ll c$!), которые определяют низкоэнергетическую динамику системы. Для существования подобных КС не обязательны топологические соображения. Так, поверхностные состояния с линейным спектром могут существовать на поверхности узкощелевых полупроводников, описываемых уравнением Дирака, [2] или на гетеропереходе из таких полупроводников [3]. Аналогичные КС (в запрещенной зоне) могут быть на краю 2D системы, описываемой массивным уравнением Дирака. Наконец, КС со спектром $E=v|p|$ могут существовать в графене [4].

В докладе в рамках приближения хаотических фаз рассмотрены краевые плазменные колебания в описанных выше 2D системах: ТИ, массивные дираковские электроны и графен.

В первых двух системах, если уровень Ферми находится в щели, в длинноволновом пределе в колебаниях участвуют только КС. Законы дисперсии плазмонов в этих системах по существу одинаковые, но отличаются определением параметров (скоростью v и глубиной локализации КС на уровне Ферми). Частота плазмонов в случае кулоновского взаимодействия между электронами слабо зависит от уровня Ферми и формально имеет квантовый характер ($\omega \propto 1/\sqrt{\hbar}$). Квантовые особенности устраняются введением массы КС на уровне Ферми и их концентрации, так что колебания классической и квантовой системы описываются единым образом. Выявлено соответствие с законом дисперсии обычных 1D плазменных колебаний.

В графене КС перекрываются по энергии с объемными состояниями. Теория краевых плазмонов в этом случае подобна теории обычных краевых магнитоплазмонов [5], но роль холловской проводимости играет скорость v . При малых волновых векторах q плазмон переходит в обычный краевой плазмон (без магнитного поля). При больших q он приближается к объемному 2D плазмону в графене.

Литература

- [1] S. Das Sarma and E.H. Hwang, Phys. Rev. Lett. **102**, 206412 (2009).
- [2] В.А. Волков, Т.Н. Пинскер, ФТТ **23**, 1756 (1981).
- [3] Б.А. Волков, О.А. Панкратов, Письма в ЖЭТФ **42**, 145 (1985).
- [4] В.А. Волков, И.В. Загороднев, ФНТ **35**, 5 (2009).
- [5] В.А. Волков, С.А. Михайлов, ЖЭТФ **67**, 1639 (1988).

Магнитооптика дираковских фермионов в узкозонных квантовых ямах HgTe/CdTe

А.В. Иконников¹, М.С. Жолудев^{1,2}, F. Teppe², M. Orlita³, O. Drachenko⁴, К.Е. Спиринов¹,
К.В. Маремьянин¹, В.И. Гавриленко¹, С.А. Дворецкий⁵, Н.Н. Михайлов⁵

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950

²Laboratoire Charles Coulomb, Universite Montpellier II, 34095 Montpellier, France

³Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses, CNRS, 25, rue des Martyrs, B.P. 166,
38042 Grenoble Cedex, France

⁴Dresden High Magnetic Field Laboratory, PO Box 510119, 01314 Dresden, Germany

⁵Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13,
Новосибирск, 630090, Россия

тел: (831) 417-94-82, факс: (831) 417-94-64, эл. почта: antikon@ipmras.ru

Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе HgTe/CdTe обладают целым рядом уникальных свойств, например, большим спиновым расщеплением Рашбы (~30 мэВ) [1]; малой величиной эффективной массы электронов (~0,003 m_0 [2]) из-за близкого к линейному закону дисперсии; одновременным существованием электронов и дырок в широких КЯ [3]. В зависимости от ширины ямы (меньше или больше критической) зонная структура таких объектов может быть как нормальной, так и инвертированной (волновые функции электронов в зоне проводимости p -типа) [4]. При критической ширине КЯ величина запрещенной зоны обращается в нуль, а закон дисперсии электронов описывается псевдорелятивистским уравнением Дирака. В отличие от графена, в котором существуют две точки Дирака [5], в КЯ HgTe такое поведение имеет место только в одной точке зоны Бриллюэна. Наличие инвертированной зонной структуры в КЯ и сильное спин-орбитальное взаимодействие (несущественное в графене) приводит к появлению топологически защищенных состояний [6].

Магнитооптические исследования являются эффективным средством определения зонной структуры двумерных систем (см., например, обзор по графену [7]). В работе представлены результаты исследований спектров магнитопоглощения КЯ HgCdTe различной ширины и состава. В спектрах были обнаружены линии, соответствующие как внутризонным, так и межзонным оптическим переходам. В рамках модели Кейна 8*8 рассчитаны уровни Ландау, волновые функции и матричные элементы переходов. Показано, что закон дисперсии электронов в КЯ с малой шириной запрещенной зоны близок к линейному. В «полуметаллическом» образце впервые одновременно наблюдались ЦР электронов и дырок. В образцах с малой (~10¹⁰ см⁻²) концентрацией носителей обнаружены интенсивные линии поглощения, энергии которых соответствуют запрещенным (в электродипольном приближении) переходам между уровнями Ландау, которые могут быть обусловлены переходами между уровнями мелких примесей, а также спиновым резонансом электронов.

[1] К.Е. Спиринов и др., Письма ЖЭТФ **92**, 65 (2010).

[2] A.V. Ikonnikov et al., Semicond. Sci. Technol. **26**, 125011 (2011).

[3] З.Д. Квон и др., Письма ЖЭТФ **87**, 588 (2008).

[4] M. König et al., Science **318**, 766 (2007).

[5] A.H. Castro Neto et al., Rev. Mod. Phys. **81**, 109 (2009).

[6] C.L. Kane and E.J. Mele, Phys. Rev. Lett. **95**, 146802 (2005).

[7] M. Orlita, M. Potemski, Semicond. Sci. Technol. **25**, 063001 (2010).

Компенсация спинового расщепления диполярных экситонов в магнитном поле

А.В. Горбунов¹, М.И. Гущин², В.Б. Тимофеев¹

¹ИФТТ РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432, Россия

²МФТИ, пер. Институтский, 9, Долгопрудный, 141700, Россия

тел: (496)522-83-14, факс: (496)522-81-60, эл. почта: gorbunov@issp.ac.ru

Исследована магнетолюминесценция пространственно-непрямых диполярных экситонов в квантовой яме GaAs/AlGaAs шириной 25 нм в перпендикулярном магнитном поле до 6 Тл (геометрия Фарадея). При накапливании диполярных экситонов в электростатической ловушке вблизи круглого отверстия $\varnothing 7$ мкм в затворе Шоттки обнаружена компенсация спинового (парамагнитного) расщепления в области магнитных полей, меньших критического $B_c \approx 1 \div 2$ Тл. Величина критического поля растет с увеличением экситонной концентрации. Для подавления зеемановского расщепления необходимо соблюдение в квантовой яме нейтрального зарядового баланса, который контролируется по наличию в спектре фотолюминесценции линий экситона на легкой дырке и других, более высоких по энергии, возбужденных состояний. В отсутствие ловушки компенсация становится неполной: величина расщепления составляет ≤ 20 мкэВ, что гораздо меньше полного расщепления ≈ 70 мкэВ, наблюдаемого для линии пространственно-прямого экситона, без приложенного электрического поля.

Эффект компенсации спинового расщепления обусловлен обменным взаимодействием в плотном экситонном бозе-газе в качественном соответствии с теоретическими представлениями о поведении в магнитном поле спирного бозе-конденсата [1]. Компенсация наблюдается, несмотря на то, что экситоны в GaAs являются спинорами: кроме оптически активных «светлых» экситонов со значениями спина ± 1 , существуют также оптически неактивные «темные» экситоны со спином ± 2 . Ранее подавление зеемановского расщепления в малых магнитных полях наблюдалось экспериментально только для бозе-конденсата экситонных поляритонов в микрорезонаторе [2].

При наличии в квантовой яме нескомпенсированных носителей заряда экситонные линии внутри ловушки демонстрируют в области малых магнитных полей, $\leq (0.5 \div 2)$ Тл, аномально большой сдвиг в сторону высоких энергий — до 4–5 мэВ. Это явление связано, по-видимому, с присутствием в ловушке скрещенных магнитного и электрического полей: вблизи отверстия имеется заметная по величине компонента электрического поля, параллельная плоскости квантовой ямы. Кроме того, в однородном перпендикулярном магнитном поле B_{\perp} и неоднородном аксиально-симметричном радиальном электрическом поле $E_r(r)$ экситон должен двигаться по кольцевой траектории вокруг центра отверстия. Признаки такого движения обнаруживаются на краю отверстия: характерные для диполярных экситонов в кольцевой электростатической ловушке яркие пятна люминесценции [3] размываются в магнитном поле в тангенциальном направлении, вдоль окружности.

Литература

- [1] Yu.G. Rubo, A.V. Kavokin, and I.A. Shelykh, Phys. Lett. A **358**, 227 (2006).
- [2] A.V. Larionov, V.D. Kulakovskii, S. Höfling, C. Schneider, L. Worschech, and A. Forchel, Phys. Rev. Lett. **105**, 256401 (2010).
- [3] А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **84**, 390 (2006).

Оптическая мультистабильность и неравновесные переходы в квазидвумерных экситон-поляритонных системах

С.С. Гаврилов¹, Н.А. Гиппиус², А.В. Секретенко¹, В.Д. Кулаковский¹

¹Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, г. Черноголовка, 142432, Россия

²Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, г. Москва, 119991, Россия

тел: (49652)2-82-23, эл. почта: gavr_ss@issp.ac.ru

Квазидвумерные экситонные поляритоны — композитные бозоны, возникающие за счет сильной экситон-фотонной связи в плоских полупроводниковых микрорезонаторах. Несмотря на то, что собственное время жизни поляритонов является очень малым (1–10 пикосекунд), нелинейность системы в сочетании с теми или иными условиями внешнего возбуждения может приводить к появлению коллективных мод, характеризующихся крупномасштабной пространственно-временной когерентностью. В докладе обсуждается возможность быстрых неравновесных переходов в системах квазидвумерных поляритонов под действием резонансной оптической накачки. Показано, что нелинейность системы, вызванная поляритон-поляритонным взаимодействием, приводит к мультистабильности и возможности быстрого «переключения» отклика резонатора по достижении пороговых значений поля в активном слое [1–7].

Эффект поляритонной мультистабильности рассматривается в различных условиях. В частности, представлена теоретическая модель, позволяющая рассчитать пороговые характеристики мультистабильной поляритонной системы в режимах непрерывной накачки [3] или импульсного возбуждения длительностью порядка наносекунды [4]. В последнем случае проанализирована динамика неравновесных переходов между ветвями устойчивости. Показано, что для описания таких переходов требуется учесть воздействие резервуара долгоживущих экситонов, приводящего к выравниванию эффективных резонансных частот право- и лево-циркулярно поляризованных поляритонных состояний. Рассматривается механизм возникновения поляризационной неоднородности («спиновых колец») в пространственном распределении сигнала фотолюминесценции под действием непрерывной накачки. Показано, что в анизотропных поляритонных системах возможны быстрые переходы между состояниями отклика с противоположными циркулярными поляризациями [6], а также между состояниями с линейной и циркулярной поляризацией [7]. Проводится сравнение расчетных и экспериментальных данных.

Литература

- [1] N. A. Gippius *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 236401 (2007)
- [2] С. С. Гаврилов, Н. А. Гиппиус, С. Г. Тиходеев и В. Д. Кулаковский, ЖЭТФ **137**, 943 (2010)
- [3] D. Sarkar *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 216402 (2010)
- [4] S.S. Gavrilo *et al.*, Phys. Rev. B **85**, 075319 (2012)
- [5] S.S. Gavrilo and N. A. Gippius, Phys. Rev. B **86**, 085317 (2012)
- [6] S.S. Gavrilo *et al.*, <http://arxiv.org/abs/1212.5787> (2013)
- [7] S.S. Gavrilo *et al.*, Appl. Phys. Lett. **102**, 011104 (2013)

Анизотропные свойства $TbTe_3$ в режимах статической и скользящей волны зарядовой плотности

А.А. Синченко¹, П.Д. Григорьев², Р. Monceau³, Р. Lejay³

¹ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Моховая, 11-7, Москва, 125009, Россия

²ИТФ им. Л.Д.Ландау РАН, Академика Семенова, 1-А, Черноголовка, Россия

³Institut NEEL, CNRS, BP 166, Grenoble, 38042, France

тел: (495)629-36-56, факс: (495)629-36-78, эл. почта: aasinch@mail.ru

Квазидвумерные соединения RTe_3 ($R=Y, La, Ce, Nd, Sm, Gd, Tb, Ho, Dy, Er, Tm$) переходят в состояние с однонаправленной несоизмеримой волной зарядовой плотности (ВЗП) для всех элементов R серии ниже температуры пайерлсовского перехода $T_p=240-450$ К [1]. Данные соединения имеют слоистую слабо орторомбическую кристаллическую структуру, и характеризуются достаточно простой электронной структурой, что делает их удобным модельным объектом для изучения двумерных ВЗП.

В предыдущих работах постулировалось отсутствие анизотропии в плоскости слоев ($a-c$) [1]. Наблюдаемое возрастание сопротивления в плоскости ($a-c$) при $T=T_p$ не превышало 1%–2%. В тоже время, данные фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением и оптические исследования указывали, что более 40% поверхности Ферми «закрываются» в результате образования ВЗП [2]. Столь сильное изменение концентрации свободных носителей, казалось бы, должно приводить к значительно большему изменению в проводимости при $T=T_p$, а принимая во внимание возможную однонаправленность ВЗП, и к анизотропии.

В настоящей работе впервые проведены измерения анизотропии проводимости в плоскости ($a-c$) методом Монтгомери [3] в монокристаллах $TbTe_3$. Показано, что данное соединение является изотропным лишь при температурах выше температуры пайерлсовского перехода ($T_p=336$ К). При $T<T_p$ обнаружена анизотропия проводимости, достигающая $\rho_a/\rho_c=1.4$ при низких температурах. В отличие от квазиодномерных соединений, аномалия температурной зависимости сопротивления, связанная с образованием ВЗП, в направлении кристаллографической оси a , перпендикулярном направлению ВЗП, более чем на порядок больше соответствующей аномалии, наблюдаемой вдоль оси c , вдоль которой направлена ВЗП. Полученные результаты были объяснены перенормировкой скоростей электронов и дырок в результате образования ВЗП.

Коллективное движение ВЗП была недавно продемонстрирована в $DyTe_3$ [4]. В настоящей работе измерены ВАХ мостиков, вырезанных из монокристаллов $TbTe_3$ вдоль направлений кристаллографических осей c и a при $T<T_p$, и также обнаружено скольжение ВЗП, причем только вдоль оси c , что подтверждает однонаправленность ВЗП в исследуемом классе соединений. Получена температурная зависимость порогового поля скольжения ВЗП. В отличие от квазиодномерных соединений, пороговое поле в двумерных соединениях с ВЗП линейно возрастает с понижением температуры.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 11-02-01379-а).

Литература

- [1] N. Ru, et al., Phys. Rev. B **77**, 035114 (2008)
- [2] F. Pfuner, et al, Phys. Rev. B **81**, 195110 (2010)
- [3] H.C. Montgomery, J.Appl.Phys. **42**, 2971 (1971)
- [4] A.A. Sinchenko, P. Lejay and P. Monceau, Phys. Rev. B **85**, 241104(R) (2012)

Электронные и коллективные свойства топологических изоляторов

Ю.Е. Лозовик

Институт спектроскопии РАН, ул. Физическая 5, Троицк, 142190, Россия

тел: (495)851-08-81, факс: (495)851-08-86, эл. почта: lozovik@mail.ru

Доклад посвящен оригинальным результатам и краткому обзору необычных свойств нового класса веществ — топологических изоляторов (см. [1, 2] и цит. лит.).

Новой парадигмой является то, что топологические изоляторы связаны не с возникновением спонтанного нарушения симметрии в кристалле и связанного с ним параметра порядка, а с появлением топологического инварианта. Обсуждается аналогия свойств топологических изоляторов и квантового эффекта Холла. В трехмерных (сильных) топологических изоляторах имеется щель в спектре, но на поверхности они имеют бесщелевые, топологически защищенные поверхностные электронные состояния с нулевыми эффективными массами электронов и дырок (как в графене). Электроны на поверхности топологического изолятора имеют жесткую корреляцию направления спина и импульса — их спин перпендикулярен импульсу, и это свойство подтверждено экспериментально. Это приводит к необычным свойствам коллективных возбуждений на поверхности топологических изоляторов. Мы исследовали коллективные возбуждения в электронной жидкости на поверхности трехмерного топологического изолятора, которые благодаря жесткой связи между спином и импульсом электронов представляют собой спин-плазмоны — связанные волны плотности заряда и плотности спина. Обсуждается квантованный магнитоэлектрический эффект в топологических изоляторах и связанные с ним киральные элементарные возбуждения и киральные оптические отклики, а также применения для записи информации. Обсуждаются свойства дионов — «связанных» состояний электронов над поверхностью топологических диэлектриков (с открытой магнитными примесями щелью) и магнитны монополей изображения, соответствующих наведенной электронами *магнитной* поляризации.

Литература

[1] Ю.Е. Лозовик, УФН, **182**, No.10, 1111 (2012).

[2] D.K. Efimkin, Yu.E. Lozovik, A.A. Sokolik, Phys. Rev. B **86**, 115436(2012). *ibid.*, Nanoscale Research Letters 2012, 7:163 (2012).

Трехмерный топологический изолятор на основе напряженного HgTe

Д.А. Козлов¹, Е.Б. Ольшанецкий¹, З.Д. Квон^{1,2}, D. Weiss³, Н.Н. Михайлов¹,
С.А. Дворецкий¹

¹Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия

²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, Россия

³Universität Regensburg, Universitätsstraße 31, 93053 Regensburg, Germany

тел: +7-(383)-330-6733, эл. почта: dimko@isp.nsc.ru

Обнаружение 2D- и 3D топологических изоляторов (ТИ) открыло новую и захватывающую область физики конденсированного состояния [1, 2]. Недавно с помощью фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением было подтверждено существование дираковского конуса поверхностных электронов в напряженных пленках HgTe [3]. Однако, в транспортном отклике указанной системы существование 2D дираковских фермионов до сих пор не было продемонстрировано. В данной работе мы сообщаем об исследовании транспортных свойств высокоподвижной ($\mu = 4 \times 10^5$ см²/В·с) напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм покрытой затвором. В этой системе мы обнаружили контролируемый затворным напряжением переход между 3D электронным металлом, 2D дираковскими состояниями на двух поверхностях пленки (т.е. 3D ТИ) и 3D дырочным металлом. Транспортные измерения, сделанные в диапазоне температур 1.9 К–15 К и в магнитных полях до 10 Т, открыли множество особенностей как в классическом, так и в квантовом транспорте, причем все из них согласуются с предложенной моделью трех состояний. Типичная зависимость $\rho_{xx}(V_g)$ в нулевом магнитном поле представляет собой гладкую кривую с максимумом, соответствующим положению уровня Ферми вблизи потолка валентной зоны объемных дырок. Вычисленное из экспериментальных данных значение энергетической щели в объеме HgTe оказалось равным 15 мЭв, что согласуется с теоретическими расчетами [3].

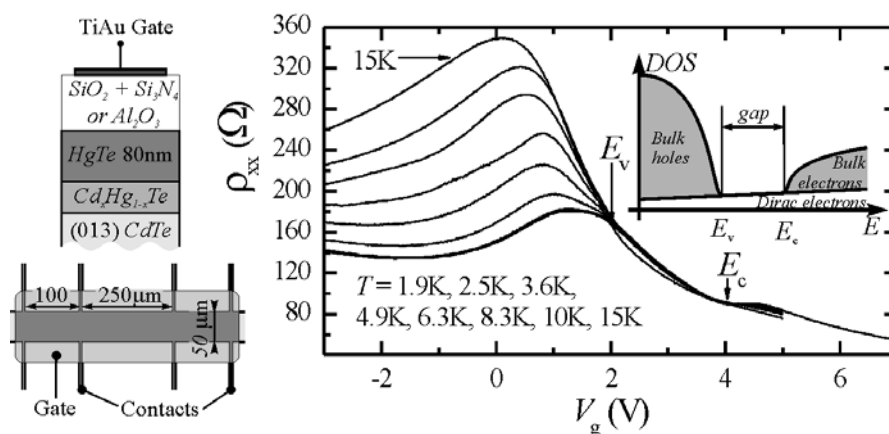


Рис. 1. Структура исследуемых образцов, зависимость $\rho_{xx}(V_g)$, а также схематическое изображение плотности состояний (DOS)

Литература

- [1] M.Z. Hasan and C.L. Kane, Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
- [2] X.-L. Qi and S.-C. Zhang, Rev. Mod. Phys. **83**, 1057 (2011).
- [3] C. Brune et al., Phys. Rev. Lett. **106**, 126803 (2011).

Магнитный эффект близости на границе раздела между 3D топологическим и магнитным изоляторами

В. Меньшов¹, В.В. Тугушев^{1,2}, Е.В. Чулков³

¹НИИ Курчатовский институт, пл. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

²Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

³Donostia International Physics Center, P.de Manuel Lardizabal, 4, Donostia/San Sebastian, 20018, Basque Country, Spain

тел: +7(495)936-17-02, факс: +7(499)194-19-94, эл. почта: tuvictor@mail.ru

Топологические изоляторы (ТИ) выдвинулись в ряд наиболее популярных материалов в аспекте исследования фундаментальных свойств твердых тел. Это оправдано необычными свойствами электронной структуры ТИ, обусловленными сочетанием сильного спин-орбитального взаимодействия и симметричных особенностей спектра квазичастиц. К трехмерным (3D) ТИ относятся, в частности, некоторые узкощелевые полупроводники IV-VI (SnTe) и V-VI (Bi₂Se₃, Bi₂Te₃) групп. Интригующей особенностью 3D ТИ является возникновение на их поверхности (или интерфейсе с «нормальным» материалом) так называемых «киральных» бесщелевых состояний, устойчивых относительно слабого рассеяния на немагнитных примесях. Энергетические уровни этих состояний лежат внутри объемной щели в квазичастичном спектре ТИ и формируют так называемый «конус Дирака» в пространстве квазиимпульсов [1].

Согласно наивным феноменологическим представлениям, обменное поле, обусловленное непосредственным контактом ТИ с магнитным «нормальным» материалом, приводит к появлению щели в спектре интерфейсных состояний [2]. Природа этого явления связана с нарушением симметрии системы относительно инверсии времени, однако микроскопический механизм самого эффекта до сих пор не обсуждался, что и послужило стимулом для написания данной работы. Оказалось, что ситуация является гораздо более сложной, и вблизи интерфейса топологического и магнитного изоляторов (ТИ/МИ интерфейса) возникают два типа связанных квазичастичных состояний с различной пространственной и спиновой структурами. Именно, появление почти бесщелевого и слабо поляризованного по спине «топологического» состояния внутри ТИ сопровождается формированием щелевого и сильно поляризованного по спине «нормального» состояния по обе стороны ТИ/МИ интерфейса. Мы описываем оба этих состояния в рамках традиционного метода огибающей функции [3] для эффективного функционала электронной энергии. При этом амбивалентный характер решения для экстремалей функционала соответствует выбору «открытых» либо «естественных» граничных условий для огибающей функции. Свойства «топологического» состояния слабо зависят от интерфейсного потенциала, тогда как «нормальное» состояние к этому потенциалу крайне чувствительно. Слабая спиновая поляризация, сопровождающаяся открытием щели в спектре «топологического» состояния, обусловлена интерференцией двух типов состояний за счет эффектов межэлектронного взаимодействия внутри ТИ.

Литература

[1] M.S. Hasan, and C.L. Kane, Rev. Mod. Phys., **82**, 3045 (2010).

[2] Y. Tanaka, T. Yokoyama, and N. Nagaosa, Phys. Rev. Lett. **103**, 107002 (2009).

[3] Bir G.L. and Pikus G.E., Symmetry and Strain-Induced Effects in Semiconductors, New York / Keter Publishing House, Jerusalem, 1974.

Interaction and disorder effects in 3D topological insulator thin films

E.J. Koenig^{1,2}, P.M. Ostrovsky^{3,4}, I.V. Protopopov^{5,4}, I.V. Gornyi^{5,6}, **I.S. Burmistrov**⁴, A.D. Mirlin^{1,5,7,2}

¹Inst. für Theorie der kondensierten Materie, Karlsruhe Institute of Technology, 76128 Karlsruhe, Germany

²DFG Center for Functional Nanostructures, Karlsruhe Institute of Technology, 76128 Karlsruhe, Germany

³Max-Planck-Institute for Solid State Research, D-70569 Stuttgart, Germany

⁴L.D. Landau Institute for Theoretical Physics RAS, 119334 Moscow, Russia

⁵Institut für Nanotechnologie, Karlsruhe Institute of Technology, 76021 Karlsruhe, Germany

⁶A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, 194021 St. Petersburg, Russia

⁷Petersburg Nuclear Physics Institute, 188300 St. Petersburg, Russia

тел: 8(495)702-93-17, факс: 8(495)702-93-17, эл. почта: burmi@itp.ac.ru

A theory of combined interference and interaction effects on the diffusive transport properties of 3D topological insulator surface states is developed. We focus on a slab geometry (characteristic for most experiments) and show that interactions between the top and bottom surfaces are important at not too high temperatures. We treat the general case of different surfaces (different carrier densities, uncorrelated disorder, arbitrary dielectric environment, etc.). In order to access the low-energy behavior of the system we renormalize the interacting diffusive sigma model in the one loop approximation. It is shown that intersurface interaction is relevant in the renormalization group (RG) sense and the case of decoupled surfaces is therefore unstable. An analysis of the emerging RG flow yields a rather rich behavior. We discuss realistic experimental scenarios and predict a characteristic non-monotonic temperature dependence of the conductivity. In the infrared (low-temperature) limit, the systems flows into a metallic fixed point. At this point, even initially different surfaces have the same transport properties. Investigating topological effects, we present a local expression of the Z_2 theta term in the sigma model by first deriving the Wess-Zumino-Witten theory for class DIII by means of non-abelian bosonization and then breaking the symmetry down to AII. This allows us to study a response of the system to an external electromagnetic field. Further, we discuss the difference between the system of Dirac fermions on the top and bottom surfaces of a topological insulator slab and its non-topological counterpart in a double-well structure with strong spin-orbit interaction.

In detail, our results can be found in arxiv:/.

Гигантские фототоки в системе двумерных дираковских фермионов в условиях циклотронного резонанса

Г.В. Будкин¹, С.А. Тарасенко¹, В.В. Бельков¹, Р. Olbrich², S.D. Ganichev²,
Д.А. Козлов³, З.Д. Квон³, Н.Н. Михайлов³, С.А. Дворецкий³

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Terahertz Center, University of Regensburg, Regensburg, 93053, Germany

³ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (812)292-71-55, факс: (812)297-10-17, эл. почта: budkin@mail.ioffe.ru

Представлены первые результаты по обнаружению и исследованию фототоков, индуцированных поляризованным излучением в условиях циклотронного резонанса в системе двумерных безмассовых дираковских фермионов. Эксперименты выполнены на квантовых ямах HgTe/HgCdTe критической толщины, в которых реализуется линейная дисперсия носителей заряда.

Развита квазиклассическая теория магнитоиндуцированных фототоков в условиях циклотронного резонанса для нецентросимметричных квантовых ям с линейным энергетическим спектром, сформированным сильным спин-орбитальным взаимодействием [1]. Теория учитывает процессы резонансного разогрева носителей заряда в магнитном поле, спин-зависимое рассеяние электронов на фононах в процессе энергетической релаксации и зеемановское расщепление дираковских состояний в магнитном поле. Степень асимметрии электрон-фононного взаимодействия, которое приводит к генерации тока, вычислена в рамках многозонной модели. Детальный расчет фототока выполнен для квантовых ям HgTe/HgCdTe.

Теория объясняет наблюдаемые в эксперименте зависимости фототока от магнитного

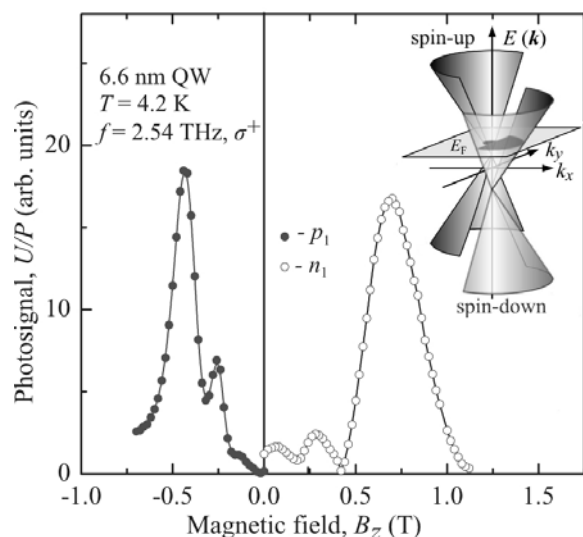


Рис. 1. Зависимость фотоэдс от магнитного поля при возбуждении структур n- и p-типа излучением σ^+ поляризации.

поля и поляризации возбуждающего излучения, зависимость положения резонанса от концентрации носителей заряда, рис. 1. Фототок, возникающий в условиях циклотронного резонанса, на два порядка превышает фототок, детектируемый в нулевом магнитном поле. Такое увеличение фототока значительно больше, чем усиление поглощения света свободными носителями. Положение резонанса по магнитному полю зависит от концентрации и типа носителей заряда. Резонансная фотоэдс, индуцированная линейно поляризованным излучением, является нечетной функцией приложенного магнитного поля.

Литература

[1] Р. Olbrich et al., preprint arXiv:1301.4572.

Управление намагниченностью внешними полями в магнитном полупроводнике (Ga,Mn)As

И.В. Крайнов¹, В.Ф. Сапега^{1,2}, Н.И. Саблина¹, Г.С. Дмитриев¹, Н.С. Аверкиев¹, К.Н. Ploog³

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Лаборатория спиновой оптики, Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 198504, Россия

³Paul-Drude-Institut für Festkörperelektronik, Hausvogteiplatz, 5–7, Berlin, D-10117, Germany
тел: (812)292-71-55, факс: (812)297-10-17, эл. почта: igor.kraynov@mail.ru

Разбавленные магнитные полупроводники или полупроводниковые соединения 3-5 или 2-6 групп, содержащие доли процентов магнитных ионов привлекают внимание в связи с уникальным сочетанием в них свойств классических полупроводников и ферромагнетиков. Немногим более 15 лет назад был получен магнитный полупроводник $Ga_{1-x}Mn_xAs$ [1], с равномерно распределенными атомами марганца. Нами изучена возможность управления магнитными свойствами тонких пленок твердого раствора $Ga_{1-x}Mn_xAs$ внешней одноосной деформацией. Атомы марганца, замещая атомы галлия, связывают дырки, которые участвуют в обменном взаимодействии с $3d^5$ электронами внутренней оболочки Mn. Таким образом, исследуя степень циркулярной поляризации фотолюминесценции, обусловленной рекомбинацией фотовозбужденных электронов со связанными дырками, можно получить информацию о магнитном упорядочении ионов марганца.

В исследованных нами образцах при низких температурах в системе ионов марганца возникает ферромагнитный порядок, причем ось намагничивания лежит в плоскости пленки. Причиной этого является встроенные технологические деформации, приводящие к магнитной анизотропии [2]. Для изменения направления намагниченности мы прикладывали внешнюю одноосную деформацию в плоскости пленки (110) и внешнее магнитное поле перпендикулярно оси роста (001). Изменение ориентации намагниченности образца приводит к изменению степени циркулярной поляризации фотолюминесценции, изученную экспериментально в геометрии Фарадея, от величины приложенного магнитного поля и одноосной деформации. Для теоретического описания поведения намагниченности образца использовалась феноменологическая модель, предполагающая определенный вид магнитной анизотропии образца [2], а так же учитывающая взаимодействие с магнитным полем и полем деформации, которые изменяют внутреннюю энергию образца.

Сравнение теории с экспериментом позволило оценить параметры магнитоупругости $\gamma_{xx} \sim 90 \text{ Oe kbar}^{-1}$, $\gamma_{xy} \sim 690 \text{ Oe kbar}^{-1}$ тонких пленок ($\sim 1 \mu\text{m}$) ферромагнитного полупроводника $Ga_{1-x}Mn_xAs$ с концентрацией марганца 0.043 и 0.06. Таким образом, нами экспериментально продемонстрирована возможность управления намагниченностью магнитного полупроводника $Ga_{1-x}Mn_xAs$ стандартным методом приложения поля внешней одноосной деформации.

Литература:

[1] H. Ohno, et al., Appl. Phys. Lett. **69** (1996) 363.

[2] Xinyu Liu, Jacek K. Furdyna, J. Phys. Condens. Matter **18** (2006) R245.

Цезий индуцированное окисление p-GaAs

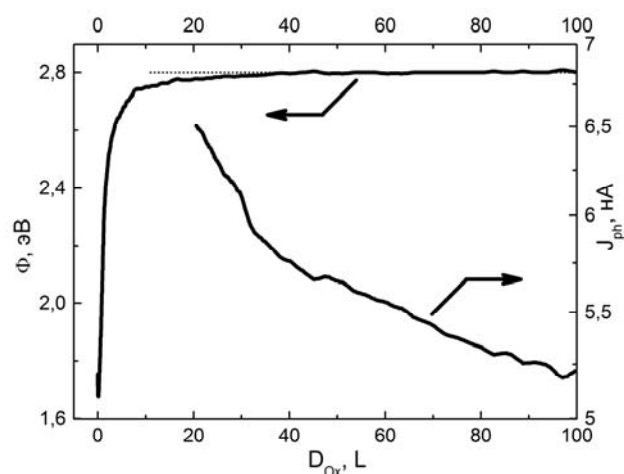
К.В. Торопецкий, Г.Э. Шайблер, А.С. Терехов

ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383) 330-98-74, факс: (330) 333-27-71, эл. почта: ktoropetsky@isp.nsc.ru

Известно [1], что адсорбция кислорода на поверхности GaAs(Cs) при покрытии цезия θ_{Cs} близком к 1 ML сопровождается окислением приповерхностного слоя GaAs, этот процесс не останавливается с увеличением дозы кислорода D_{Ox} вплоть до $D_{Ox} \approx 10^6$ L. С другой стороны, обнаружено [2], что если $\theta_{Cs} < 0.5$ ML, то Cs-индуцированная адсорбция кислорода прекращается при $D_{Ox} > 2$ L. В данной работе исследуется причина столь существенных различий в «поведении» Cs-индуцированной адсорбции кислорода при небольших различиях в θ_{Cs} . В [2] было обнаружено, что адсорбция кислорода на поверхность GaAs(Cs) прекращается тогда, когда работа выхода Φ поверхности GaAs(Cs,O) увеличивается до 3.1 эВ. Мы предположили, что непрекращающаяся адсорбция кислорода на поверхности GaAs(Cs,O) при $\theta_{Cs} \approx 0.8$ ML происходит потому, что на поверхности поддерживается такое соотношение цезия и кислорода, при котором $\Phi \leq 3.1$ эВ.

Проверка справедливости этого предположения проведена следующим образом. Атомарно-чистая поверхность p-GaAs(001) в сверхвысоком вакууме, покрытая 0.8 ML цезия, экспонировалась в кислороде. Процесс адсорбции контролировался измерениями фото-



эмиссии J_{ph} и работы выхода Φ поверхности GaAs(Cs,O). Результаты измерений представлены на рисунке. Видно, что экспонирование поверхности GaAs(Cs) в кислороде приводит к быстрому увеличению Φ , но этот рост прекращается при увеличении Φ до 2.8 эВ. Монотонное уменьшение фототока при постоянной величине Φ свидетельствует об увеличении толщины слоя окисла. Таким образом, установлено, что каталитическое Cs-индуцированное окисление поверхности GaAs(Cs) при $\theta_{Cs} \approx 0.8$ ML происходит потому, что на поверхности поддерживается такой постоянный со-

став (Cs,O)-слоя, при котором работа выхода поверхности оказывается меньше порогового значения, равного 3.1 эВ [2].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 12-02-00418-а.

Литература

[1] W. Monch, Surf. Sci. **168**, 577 (1986)

[2] К.В. Торопецкий, О.Е. Терещенко, А.С. Терехов, Письма ЖЭТФ **88**, 597 (2008)

Спектрокинетические исследования длинноволновой ИК фотопроводимости в узкозонных пленках и структурах с квантовыми ямами на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

В.В. Румянцев¹, С.В. Морозов^{1,2}, А.В. Антонов¹, К.Е. Кудрявцев¹, В.И. Гавриленко^{1,2}, Н.Н. Михайлов³, С.А. Дворецкий³

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Н.Новгород, 603950, Россия

²ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Н.Новгород, 603950, Россия

³ИФП СО РАН, просп. ак. Лаврентьева, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (831) 417-94-82, факс: (831) 417-94-64, эл. почта: rumyantsev@ipmras.ru

Фотоэлектрические приемники на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ успешно применяются в диапазоне длин волн до 15 мкм, однако дальнейшее их продвижение в длинноволновую область было ограничено рядом технологических трудностей. Прогресс в технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) позволил получать высококачественные узкозонные структуры с долей кадмия менее 0.2, однако их фотоэлектрические свойства практически не изучены. В данной работе исследованы спектры и кинетика фотопроводимости (ФП) эпитаксиальных объемных пленок $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($0.15 < x < 0.23$) и $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ структур с квантовыми ямами (КЯ) в диапазоне 200–10 мкм при температурах жидкого гелия и жидкого азота. Измерения времени релаксации фотопроводимости проводились с помощью прямой методики оптического возбуждения короткими импульсами излучения среднего ИК диапазона.

В наиболее узкозонных образцах при $T = 4.2$ К обнаружена широкая полоса межзонной ФП, на которую наложен ряд длинноволновых особенностей — резких пиков, природа которых, как показывают измерения спектров ФП в магнитном поле, связана с резонансными состояниями акцепторных примесно/дефектных центров. Ярко выраженная ФП наблюдается даже в бесщелевой структуре ($x = 0.152$), причем сигнал фотоотклика сохраняется вплоть до 200 мкм. Спектры ФП более широкозонных образцов обладают резко выраженной красной границей, что свидетельствует о высоком оптическом качестве структур и их перспективности как приемников ДИК диапазона. Для таких структур на основе данных, полученных из кинетических измерений, оценены чувствительность и NEP, которые для $T = 77$ К, $\lambda = 19$ мкм достигают 5 А/Вт и $6 \cdot 10^{-12}$ Вт/Гц^{0.5}, а для $T = 4.2$ К — 630 А/Вт и $2 \cdot 10^{-14}$ Вт/Гц^{0.5}. Времена релаксации ФП в квантовых ямах, как правило, в несколько раз меньше по сравнению с объемными материалами с той же шириной запрещенной зоны.

Времена жизни носителей увеличиваются с ростом ширины запрещенной зоны и температуры, что свидетельствует о безызлучательном характере рекомбинации, в первую очередь по механизму Шокли-Рида-Холла. В то же время с ростом интенсивности возбуждения на начальном участке осциллограммы фотоотклика появляется область быстрого спада, постоянная времени которого, напротив, уменьшается с увеличением ширины запрещенной зоны. Подобное поведение свидетельствует о возможности излучательной рекомбинации носителей, темп которой увеличивается с ростом ширины запрещенной зоны за счет увеличения соответствующего матричного элемента перехода.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 13-02-01154, 12-02-00932, 13-02-97088_Поволжье) и РАН.

Изучение эффекта Шоттки в p-GaAs(Cs,O) фотокатоде спектроскопическим методом

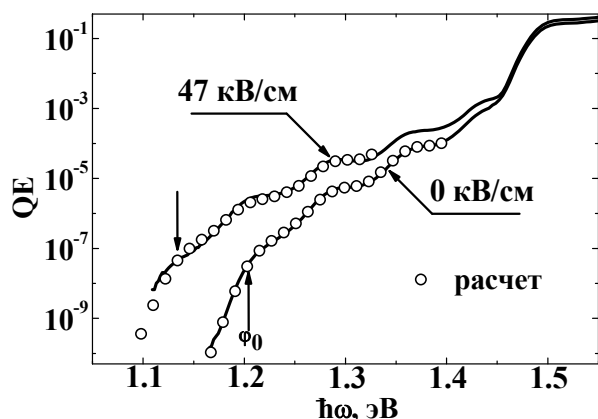
С.А. Рожков^{1,2}, Г.Э. Шайблер¹, А.С. Терехов¹

¹ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, Лаврентьева 13

²НГУ, Новосибирск, 630090, Пирогова 2

тел: (383) 330-9874, факс: (383) 333-2771, эл. почта: bylka-rage@ngs.ru

Уменьшение работы выхода фотокатода ϕ во внешнем электрическом поле E называется эффектом Шоттки. До сих пор для его измерения на поверхностях полупроводников с отрицательным электронным сродством (ОЭС) использовались непрямые методики [1, 2], систематическая погрешность которых не была должным образом определена. В данной работе для измерения эффекта Шоттки в p-GaAs фотокатоде с ОЭС использован прямой спектроскопический метод. Он заключается в измерении спектров квантовой эффективности (QE) фотоэмиссии с поверхностных состояний и определении положения порога фотоэмиссии при различных величинах E . Для измерения $\phi(E)$ использовались планарные вакуумные фотодиоды, с p-GaAs фотокатодом, активированным Cs и O до состояния ОЭС и медным анодом. Измерения проводились при $T = 100$ К. На рисунке сплошными линиями представлены спектры QE($\hbar\omega$), измеренные при двух величинах E . Видно, что спектры состоят из двух частей. В области $\hbar\omega > 1.45$ эВ преобладает фото-



эмиссия из зоны проводимости. При $\hbar\omega < 1.45$ эВ доминирует фотоэмиссия с поверхностных состояний. В спектрах присутствуют осцилляции, обусловленные интерференцией света в фотокатоде. В спектрах отчетливо виден порог фотоэффекта, отмеченный вертикальными стрелками, который при нулевом поле равен $\phi_0 \approx 1.2$ эВ. При $\hbar\omega$, лежащих ниже порога, QE экспоненциально уменьшается с энергетическим параметром равным kT . Это обусловлено эмиссией электронов, возбужденных из хвоста распределения Ферми. При увеличении E , происходит увеличение QE и смещение ϕ в красную область. из сопоставления измеренных зависимостей QE($\hbar\omega, E$) и модельных аналитических кривых, приведенных на графике, определялось положение порога $\phi(E)$. Полученные данные хорошо описываются зависимостью $\phi(E) = \phi_0 + A\sqrt{E}$. Из теории эффекта Шоттки известно, что величина A зависит от диэлектрической проницаемости фотокатода ϵ : $A = e\sqrt{e(\epsilon-1)/(\epsilon+1)}$. Из эксперимента получено значение $\epsilon = 10 \pm 2$, которое близко к диэлектрической проницаемости GaAs. Это подтверждает то, что для GaAs ОЭС фотокатода при $E < 10^5$ В/см, формирование сил изображения обусловлено поляризацией GaAs, а не (Cs,O)-слоя. Наряду с этим в данной работе экспериментально изучена фотоэмиссия из p-GaAs(Cs,O) фотокатода в неисследованном ранее диапазоне E от 10^5 до 10^6 В/см.

эмиссия из зоны проводимости. При $\hbar\omega < 1.45$ эВ доминирует фотоэмиссия с поверхностных состояний. В спектрах присутствуют осцилляции, обусловленные интерференцией света в фотокатоде. В спектрах отчетливо виден порог фотоэффекта, отмеченный вертикальными стрелками, который при нулевом поле равен $\phi_0 \approx 1.2$ эВ. При $\hbar\omega$, лежащих ниже порога, QE экспоненциально уменьшается с энергетическим параметром равным kT . Это обусловлено эмиссией электронов, возбужденных из хвоста распределения Ферми. При увеличении E , происходит увеличение QE и смещение ϕ в красную область. из сопоставления измеренных зависимостей QE($\hbar\omega, E$) и модельных аналитических кривых, приведенных на графике, определялось положение порога $\phi(E)$. Полученные данные хорошо описываются зависимостью $\phi(E) = \phi_0 + A\sqrt{E}$. Из теории эффекта Шоттки известно, что величина A зависит от диэлектрической проницаемости фотокатода ϵ : $A = e\sqrt{e(\epsilon-1)/(\epsilon+1)}$. Из эксперимента получено значение $\epsilon = 10 \pm 2$, которое близко к диэлектрической проницаемости GaAs. Это подтверждает то, что для GaAs ОЭС фотокатода при $E < 10^5$ В/см, формирование сил изображения обусловлено поляризацией GaAs, а не (Cs,O)-слоя. Наряду с этим в данной работе экспериментально изучена фотоэмиссия из p-GaAs(Cs,O) фотокатода в неисследованном ранее диапазоне E от 10^5 до 10^6 В/см.

Литература

- [1] А.Л. Мусатов, В.Л. Коротких, ФТТ, **20**, 734. (1978)
 [2] А.С. Терехов, Д.А. Орлов и др. ФТТ, **38**, 306. (1996)

Лазеры на внутрицентровых переходах мелких примесей в кремнии

В.Н. Шастин

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

тел: (831) 417-94-73, факс: (831) 417-94-64, эл. почта: shastin@ipmras.ru

Кремний является одним из наиболее привлекательных материалов для оптоэлектроники терагерцового (1–10 ТГц) диапазона частот. Такое обстоятельство объясняется целым рядом причин, среди которых следует отметить высокий уровень технологии роста и легирования высококачественных полупроводников и полупроводниковых структур на основе кремния, их малое решеточное поглощение электромагнитных волн и возможность использования внутризонных и, в частности, примесно-зонных оптических переходов для детектирования и генерации излучения. Целью доклада является обзор полученных к настоящему времени результатов исследования условий и характеристик стимулированного излучения, оптически возбуждаемых мелких доноров пятой группы (фосфор P, сурьма Sb, мышьяк As, висмут Bi) и акцепторов (бор B) в кристаллическом кремнии [1–3]. Речь идет о механизме усиления связанного с инверсной заселенностью внутрицентровых $2p_0 \rightarrow 1s$ (T, E) и $2p_{\pm} \rightarrow 1s$ (T, E) переходов доноров (4–6 ТГц) и $1\Gamma_7^- / 1\Gamma_6^- \rightarrow 2\Gamma_8^+$ переходов акцепторов (~1.75 ТГц). В такой среде инверсная заселенность рабочих состояний формируется благодаря низкотемпературной (T < 30K) релаксации с излучением акустических Si:P, Si:Sb, Si:As, Si:B, а в Si:Bi и оптических фононов. Особое внимание уделено воздействию одноосной деформации сжатия кремния на характеристики стимулированного излучения доноров возбуждаемых излучением CO₂ лазера [4]. Как будет показано, деформация кристалла вдоль кристаллографических осей [100] и [110] увеличивает коэффициент усиления среды, повышает квантовую эффективность и существенно в 10–100 раз снижает пороговую интенсивность накачки. Кроме этого будет затронут вопрос о генерации ТГц излучения при комбинационном рассеянии ИК-излучения на донорных центрах (стоксов процесс) [5]. В заключение обсуждаются направления и перспективы дальнейших исследований.

Работа поддержана РФФИ грант 11-02-00957-а и программами РАН.

Литература

- [1] S.G. Pavlov, H.-W. Hübers, M.H. Rümmeli, R.Kh. Zhukavin, E.E. Orlova, V.N. Shastin, and H. Riemann. Appl. Phys. Lett., **80**, 4717 (2002).
- [2] H.-W. Hübers, S.G. Pavlov, H. Riemann, N.V. Abrosimov, R.Kh. Zhukavin, and V.N. Shastin. Appl. Phys. Lett., **84**, 3600 (2004).
- [3] H.-W. Hübers, S.G. Pavlov, R. Eichholz, N. Deßmann, N.V. Abrosimov, H. Riemann, B. Redlich, A.F.G. van der Meer, R.Kh. Zhukavin, and V.N. Shastin. 37th Int. Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, 23–28 сентября, (2012).
- [4] К.А. Ковалевский, Р.Х. Жукавин, В.В. Цыпленков, В.Н. Шастин, Н.В. Абросимов, Г. Римап, С.Г. Павлов, Г.-В. Хьюберс. ФТП, **47**, вып. 2, с. 199 (2013)
- [5] Pavlov, H.-W. Hubers, J.N. Hovenier, T.O. Klaassen, D.A. Carder, P.J. Phillips, B. Redlich, H. Riemann, R.Kh. Zhukavin and V.N. Shastin. Phys.Rev. Lett., **96**, 037404 (2006).

Зонная структура PbSnTe:In в области перехода сверхпроводник - диэлектрик при гидростатическом сжатии

Д.В. Шамшур¹, Г.О. Андрианов¹, Р.В. Парфеньев¹, А.В. Черняев¹, С.А. Немов²

¹ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, Россия

²СПбГПУ, Политехническая ул., 29, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)515-66-60, факс: (812)515-67-47, эл. почта: d.shamshur@mail.ioffe.ru

Изменяя содержание свинца и уровень легирования In в полупроводниковом твердом растворе $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$, можно смещать положение уровня индия E_{In} в энергетическом спектре и менять степень его заполнения носителями заряда, тем самым управляя электрофизическими свойствами полупроводникового соединения. При совпадении энергии Ферми с E_{In} соединение переходит в сверхпроводящее (СП) состояние с максимальной температурой СП перехода $T_c=4.2\text{K}$ при $x=0.20$ и $z=0.5$. Увеличение содержания свинца и/или индия в твердых растворах PbSnTe:In позволяет при низких температурах переводить PbSnTe:In из СП в диэлектрическое состояние [1, 2].

В данной работе нами изучалось барическое (давление P до 8 кбар при $T = 300\text{K}$) смещение E_{In} и, как следствие, изменение температурных зависимостей сопротивления в образцах $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$ ($z=0.05, 0.30$ и 0.45) и $T_c(P, z)$.

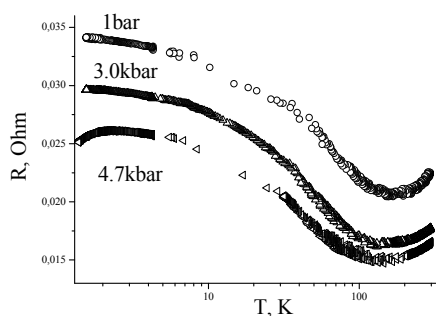


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления $(\text{Pb}_{0.45}\text{Sn}_{0.55})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$ при различном давлении (указано на рис. для $T=4.2\text{K}$)

Исследованные образцы с относительно малым содержанием свинца ($z=0.05, 0.30$) при $P=1\text{бар}$ обнаружили переход в СП состояние с $T_c < 2\text{K}$; увеличение P приводило к уменьшению T_c , что было интерпретировано [3] как смещение E_{In} к потолку валентной зоны. Экспериментальные данные, приведенные на рис.1 для $(\text{Pb}_{0.45}\text{Sn}_{0.55})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$ при $P=1\text{бар}$, обнаруживают отсутствие СП в исследуемом диапазоне температур с переходом к прыжковой проводимости по примесной полосе In [1]. Увеличение P сопровождается уменьшением сопротивления образца R , и при $P=4.7\text{кбар}$ наблюдается низкотемпературное уменьшение R (рис. 1), вос-

становливаемое магнитным полем до 1T ($T=1.38\text{K}$). Результат можно интерпретировать как начало СП перехода образца при смещении E_{In} с ростом P вглубь валентной зоны, что, на первый взгляд, противоречит данным [3] для образца состава $(\text{Pb}_{0.3}\text{Sn}_{0.7})_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$. Обсуждаются возможные причины подобного расхождения.

Работа поддержана грантами РФФИ 13-02-00556 и Президиума РАН.

Литература

- [1] В.И. Козуб, Р.В. Парфеньев и др., Письма в ЖЭТФ, **84**, в. 1, с. 37 (2006).
- [2] Д.В. Шамшур, Р.В. Парфеньев и др., ФТТ, **52**, в. 9, с. 1693 (2010).
- [3] А.Г. Андрианов, С.А. Немов и др., ФТТ, **52**, в. 9, 1688–1693 (2010).

Эффект дальнего действия в SiC при имплантации тяжелыми ионами

Е.В. Калинина¹, Н.А. Чучвага¹, Е.В. Богданова¹, Д.Б. Шустов¹, М.В. Заморьянская¹, В.А. Скуратов²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, Ст.-Петербург, 194021, Россия

²ОИЯИ, ул. Жолио-Кюри 6, Дубна, Московская область, 141980, Россия

тел: (812)292-73-3715, факс: (812)297-10-17, эл. почта: evk@mail.ioffe.ru

Приборы на основе SiC относятся к электронике нового поколения, способной работать в экстремальных условиях — повышенных уровнях радиации, температур и химической активности. Поэтому значительный интерес представляет изучение радиационного дефектообразования в SiC при облучении быстрыми тяжелыми ионами (> 1 МэВ/а.е.м), моделирующими структурные нарушения, создаваемые осколками деления ядер.

В работе исследовались структуры с барьерами Шоттки (БШ), сформированными термовакuumным напылением Cr на C грани кристаллов 6H-SiC с концентрацией $N_d - N_a = 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Точечные базовые контакты на Si грани кристаллов изготавливались напылением Cr/Al. Структуры облучались ионами Xe с энергией 167 МэВ флюенсами $4 \times 10^9 - 7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при температуре 300 К в одинаковых режимах как со стороны БШ, так и базовых контактов. Исследовались ВАХ и ВФХ характеристики БШ. Распределение радиационных дефектов по глубине образцов исследовалось на сколе кристаллов методом локальной катодолюминесценции (ЛКЛ).

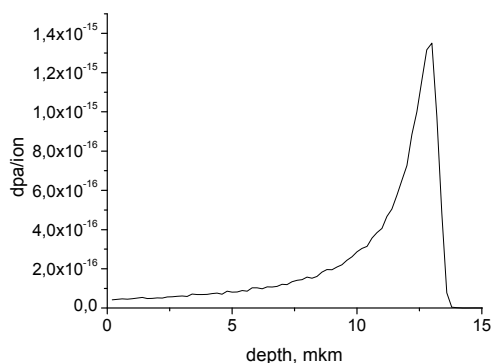


Рис. 1. Расчетный профиль первичных радиационных дефектов в 6H-SiC, облученном ионами Xe с энергией 167 МэВ.

Согласно расчетам по программе SRIM2000, пробег ионов Xe составлял 13 мкм (Рис. 1). Ранее при облучении образцов 4H-SiC со стороны БШ, сформированных на эпитаксиальных слоях, ионами Xe в аналогичных режимах методом ЛКЛ на сколе было обнаружено проникновение радиационных дефектов на глубину, превышающую пробег ионов в несколько сот раз [1]. Этот эффект дальнего действия подтвержден при облучении кристаллов 6H-SiC со стороны базы. Электрические измерения показали не только увеличение сопротивления структур при облучении, но и изменения ВФХ БШ.

При облучении со стороны базы на глубине, превышающей пробег ионов Xe в несколько сот раз, в области БШ, образуются радиационные дефекты донорного типа в отличие от дефектов акцепторного типа, образующихся в начале пробега ионов Xe. Оптические измерения расшифровывают природу радиационных дефектов по толщине SiC образцов в начале пробега ионов Xe и на расстоянии, превышающем пробег ионов в несколько сот раз. Влияние эффекта дальнего действия на электрические характеристики SiC приборов при облучении тяжелыми ионами исследуется впервые.

Литература

- [1] N. Chuchvaga, E. Bogdanova, A. Strel'chuk, E. Kalinina, M. Zamoryanskaya, D. Shustov, V. Skuratov, *Mat. Science Forum* **740–742**, 625 (2013).

Новые методы теоретического описания изменения орбитального и спинового состояния примесей в полупроводниках

П.И. Арсеев, С.О. Лойко

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991, Россия
тел: (499)132-62-71, факс: (499)135-85-33, эл. почта: ars@lpi.ru

Хотя существующие в целом ряде диэлектриков и полупроводников эффекты переменной валентности исследуются довольно давно, удовлетворительного описания этого явления до сих пор не построено. Трудность связана с одновременным учетом электронных корреляций на атоме примеси и зонного движения электронов в решетке. Задачи о кулоновских корреляциях рассматривают обычно в рамках модели Хаббарда (Андерсона). Несмотря на значительный прогресс таких подходов (см., напр. [1, 2]), эти модели являются довольно грубыми, оперирующими заданными значениями энергий примесных состояний и параметрами кулоновского взаимодействия U .

В настоящей работе предложен метод, позволяющий связать одночастичную зонную картину с расчетом многоэлектронных конфигураций на примесном атоме. Метод основан на самосогласованном вычислении парных корреляторов чисел заполнения различных примесных состояний, а не самих чисел заполнения, как обычно. (Важная роль парных корреляций была понята для однородного электронного газа еще в 70-х годах [3]). Уровни энергии и волновые функции атома примеси определяются численно в рамках приближения Хартри-Фока, модифицированного с учетом двухчастичных корреляционных эффектов, что позволяет более точно описывать не полностью заполненные оболочки. Затем заполнение состояний и парные корреляторы чисел заполнения находятся из аналитического решения задачи о примесном атоме в решетке в подходе сильной связи. При этом уровни энергии, интегралы перекрытия примесных состояний с соседними атомами и кулоновские матричные элементы берутся из решения многочастичной задачи на первом этапе. Процедура самосогласования проводится таким образом, чтобы парные корреляторы чисел заполнения, использованные для расчета внутриатомных состояний, совпадали с найденными в подходе сильной связи. Таким образом, в данном методе сами атомные состояния примеси и кулоновские интегралы U не являются заданными, как в моделях Хаббарда-Андерсона, а определяются самосогласованным образом с учетом связи примесных и зонных состояний. Это дает возможность описать теоретически изменение валентного или магнитного состояния примеси при изменении каких-либо параметров: концентрации носителей, давления и т.п.

В докладе развитый метод применяется для расчета и объяснения поведения атомов примеси элементов III группы в полупроводниках IV-VI [4].

Литература

- [1] A. Georges, G. Kotliar, W. Krauth and M.J. Rozenberg, Rev. Mod. Phys. **68**, 13 (1996).
- [2] I.A. Nekrasov, N.S. Pavlov, M.V. Sadovskii, Письма в ЖЭТФ **95**, 659 (2012).
- [3] K.S. Singwi, A. Sjolander, M.P. Tost, R.H. Land, Phys. Rev. B, **1**, 1044 (1970)
- [4] Б.А. Волков, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов, УФН, **172**, 875 (2002).

Резонансный вклад акцепторного дельта-слоя в туннельный ток трехбарьерной гетероструктуры Si_{1-x}Ge_x/Si

Р.Х. Жукавин, Н.А. Бекин, Д.Н. Лобанов, А.Н. Яблонский, Ю.Н. Дроздов, М.Н. Дроздов, Е.Д. Чхало, Д.В. Козлов, Д.А. Пряхин, В.Н. Шастин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Нижегородская обл., 607680, Россия

тел: (831)417-94-79, факс: (831)417-94-64, эл. почта: zhur@ipmras.ru

Представленная работа имела своей целью исследование возможности контролируемого туннелирования с участием примесных центров в гетероструктурах на основе кремний-германия. Предложенный дизайн представляет собой вариацию трехбарьерной гетероструктуры с примесью в узкой яме, предложенной авторами [1]. Две квантовые ямы шириной 2,1 и 9 нм разделены барьерами 3,7 нм друг от друга и «спейсеров». Высота барьеров составляла величину порядка 100 мэВ (содержание германия около 16 %, рост осуществлялся на кремниевой подложке вдоль направления (001)). В центре узкой квантовой ямы расположен дельта слой бора с концентрацией 10^{12} см^{-2} . Контактные слои легировались бором до концентрации 10^{19} см^{-3} . Дополнительно были выращены гетероструктуры с тем же процентным составом кремний-германия и квантовыми ямами той же ширины, но без легирования ям и контактных слоев для измерения линий фотолуминесценции.

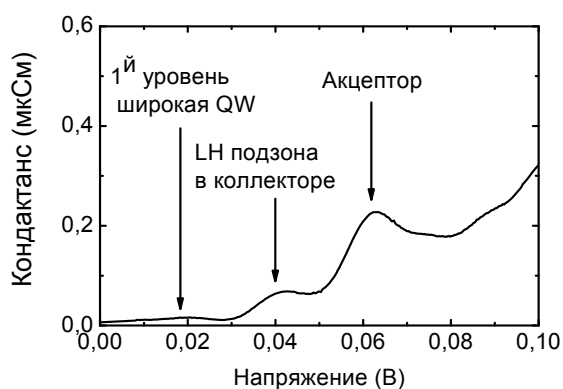


Рис. 1. Кондактанс гетероструктуры SiGe/Si в зависимости от приложенного напряжения. Ток дырок направлен от широкой квантовой ямы к узкой. Стрелками показаны положения резонансов в соответствии с расчетами.

Данные о положении линий люминесценции, анализ ВИМС, рентгеновской дифрактометрии подтверждают, что выращенные гетероструктуры соответствуют параметрам, которые должны обеспечить при определенном смещении резонансное протекание тока через уровень акцептора в узкой квантовой яме. Для создания мез (квадраты 50–200 мкм) использовались методики фотолитографии, плазменного травления и магнетронного напыления. Измерения ВАХ проводились при температуре жидкого гелия. Рис. 1 представляет кондактанс гетероструктуры в некоторой области приложенных напряжений. Видны резонансные особенности, одну из которых авторы связывают с туннельным током через примесные состояния бора в узкой квантовой яме. Расчеты резонансов с 2D подзонами выполнены с применением метода трансфер-матрицы. Уровень акцептора рассчитан в приближении одиночной примеси, волновая функция получена путем разложения по волновым функциям трехмерных дырок с учетом наличия двумерного потенциала.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 12-02-01231. Использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН.

Литература

[1] N.A. Bekin, S.G. Pavlov, *Physica B* **404**, 4716 (2009).

Термодинамический аномальный эффект Холла как проявление спонтанной спиновой поляризации проводящих электронов гибридных примесных состояний в полупроводнике

В.И. Окулов¹, А.Т. Лончаков¹, Е.А. Памятных²

¹Институт физики металлов УрО РАН, ул.С. Ковалевской,18, Екатеринбург, 620990, Россия

²Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 53, Екатеринбург, 620083, Россия

тел: (343)374-52-53, факс: (343)374-52-44, эл. почта: okulov@imp.uran.ru

Атомы примесей переходных элементов в полупроводнике могут создавать электронные состояния, гибридные с состояниями полосы проводимости кристалла — матрицы. При изучении физических свойств систем электронов в гибридных состояниях были найдены экспериментальные свидетельства их спонтанной спиновой поляризации [1]. Прямым подтверждением существования поляризации стало обнаружение аномального эффекта Холла при комнатной температуре в кристаллах селенида ртути с примесями железа малой концентрации [2]. При разработке теоретической интерпретации этого эффекта применительно к изучаемым системам с малой величиной поляризации потребовался иной подход, чем в известных теориях (обзор в [3]), которые основаны на учёте спин-орбитального взаимодействия электронов с кристаллическими и рассеивающими полями. Основу предложенного нами подхода составляет последовательный учёт в изучении эффекта Холла недиссипативных термодинамических токов. Содержание настоящего доклада составляет изложение теоретического описания аномального эффекта Холла в проводящей компоненте гибридных состояний и объяснение фактов и закономерностей, наблюдавшихся в экспериментах, которые представлены в отдельном докладе. Исходное положение теории состоит в существовании недиссипативного вклада в холловский ток в локальном равновесии, характеризуемом электрохимическим потенциалом, малая неоднородная часть которого $\delta\zeta(\mathbf{r})$ отвечает потенциалу приложенного электрического поля. Этот вклад описывается следующим выражением для плотности тока проводимости \mathbf{j}_c^L , которая определяется градиентом давления P , зависящего от $\delta\zeta(\mathbf{r})$:

$$\mathbf{j}_c^L = - (c/H)[\text{grad}P \times \mathbf{h}] = - c \{ (n_c/H) + (\partial M_0/\partial \zeta) \} [\text{grad} \delta\zeta(\mathbf{r}) \times \mathbf{h}],$$

где n_c — концентрация электронов, M_0 — спонтанная намагниченность, $H\mathbf{h}$ — напряжённость магнитного поля. Согласно этому выражению величина $\sigma_a = ec(\partial M_0/\partial \zeta)$ представляет собой аномальную часть холловской проводимости. На основе её рассмотрения для поляризованной системы электронов в гибридных состояниях нами проведено сравнение теоретических результатов с данными экспериментов и установлено согласие порядка величины эффекта и наблюдаемых зависимостей от температуры и концентрации примесей.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№ 12-02-00530) и программы ОФН РАН (№12-Т-2-1016).

Литература

- [1] В.И. Окулов, А.Т. Лончаков и др., ФНТ **39**, 493, (2013).
 [2] А.Т. Лончаков, В.И. Окулов и др., Письма ЖЭТФ **96**, 444 (2012).
 [3] N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A.H. MacDonald, N.P. Ong, Rev.of Mod. Phys, , **82** 1539 (2010).

Динамика бозе-эйнштейновской конденсации экситонных поляритонов в полупроводниковом микрорезонаторе

В.В. Бельх¹, Д.А. Мыльников¹, Н.Н. Сибельдин¹, В.Д. Кулаковский², М.М. Глазов³, М.А. Семина³, С. Schneider⁴, S. Höfling⁴, M. Kamp⁴, A. Forchel⁴

¹ФИАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991, Россия

²ИФТТ РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432, Россия

³ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

⁴Universität Würzburg, Am Hubland, Würzburg, D-97074, Germany

тел: (499)132-63-45, эл. почта: belykh@lebedev.ru

Одной из наиболее интересных систем, в которых возможно наблюдение бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК), является полупроводниковый микрорезонатор (МР) с встроенными квантовыми ямами. Смешанные экситон-фотонные состояния — экситонные поляритоны в МР обладают чрезвычайно малой эффективной массой, что делает возможным их БЭК при высоких (вплоть до комнатной) температурах. К настоящему времени в системе поляритонов в МР наблюдался целый ряд замечательных явлений: БЭК, сверхтекучесть, квантовые вихри, спиновый эффект Мейснера и эффект Джозефсона [1].

БЭ конденсат обладает единой макроскопической волновой функцией т.е. имеет дальний порядок на масштабах, превышающих тепловую длину волны де Бройля, количественной характеристикой которого является пространственная когерентность первого порядка $g^{(1)}$. В настоящей работе исследована динамика $g^{(1)}$ поляритонной системы в режиме БЭК по схеме опыта Юнга с двумя щелями при нерезонансном возбуждении МР лазерными импульсами длительностью 3 пс [2]. Также изучена эволюция распределения поляритонов в импульсном пространстве. Исследования проводились на GaAs-МР с добротностью $Q \sim 7000$ и расщеплением Раби равным 5 мэВ.

Обнаружено, что в процессе образования поляритонного конденсата $g^{(1)}$ распространяется с постоянной скоростью (около 10^8 см/с). Показано, что на этапах формирования и разрушения конденсата пространственная когерентность определяется распределением поляритонов в импульсном пространстве. На начальном этапе релаксации это распределение близко к равновесному распределению Бозе-Эйнштейна. На этапе разрушения конденсата установление равновесия в системе происходит значительно медленнее, чем затухание поляритонной плотности, приводя к существенно большим значениям $g^{(1)}$, чем ожидаются для равновесного распределения. Показано, что при накачке МР с $Q \sim 7000$ пикосекундными лазерными импульсами поляритонный конденсат с подавленными флуктуациями амплитуды и фазы макроскопической волновой функции не образуется вследствие сильной неравновесности системы.

Литература

- [1] Exciton Polaritons in Microcavities, Springer Series in Solid-State Sciences Vol. 172, edited by D. Sanvitto and V. Timofeev (Springer, New York, 2012).
- [2] V.V. Belykh, N.N. Sibeldin, V.D. Kulakovskii, M.M. Glazov, M.A. Semina, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel, Phys. Rev. Lett. (принято к печати), arXiv:1210.6906 (2013).

Акусто-поляритонные эффекты в полупроводниковых микрорезонаторах

С.С. Гаврилов¹, Н.А. Гиппиус²

¹Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка, Россия

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия

тел: + 7(499) 503-8102, эл. почта: na.gippius@gmail.com

Нелинейно-оптические свойства поляритонов в полупроводниковых микрорезонаторах и возможность их модификации акустическими импульсами активно исследуются в последние годы. В докладе будет представлен обзор нескольких теоретических моделей развитых авторами и позволяющих описать как линейные (модификация спектров отражения) так и нелинейные (переключение между различными мультстабильными состояниями микрорезонатора) эффекты.

Объяснены недавно обнаруженные особенности в спектрах отражения фемтосекундных импульсов от полупроводникового микрорезонатора при прохождении через него мощного акустического импульса [1, 2].

Показано, что неравновесные переходы в системе планарных поляритонов при стационарной оптической накачке в направлении нормали к поверхности можно контролировать акустическим воздействием: деформационным импульсом пикосекундной длительности, который обратимо изменяет энергию экситонного перехода [3, 4]. Показано, что импульсное акустическое возбуждение может приводить к переключению режима нелинейного пропускания, связанному с переходами между различными мультстабильными состояниями микрорезонатора.

Литература

- [1] T. Berstermann, A.V. Scherbakov, A.V. Akimov, D.R. Yakovlev, N.A. Gippius, B.A. Glavin, I. Sagnes, J. Bloch, and M. Bayer, *Physical Review B*, **80**, 075301 (2009).
- [2] T. Berstermann, C. Brüggemann, A.V. Akimov, M. Bombeck, D.R. Yakovlev, N.A. Gippius, A.V. Scherbakov, I. Sagnes, J. Bloch, and M. Bayer, *Physical Review B*, **86**, 195306 (2012).
- [3] S.S. Gavrilov and N.A. Gippius, *Phys. Rev. B* **86**, 085317 (2012)
- [4] N.A. Gippius, I.A. Shelykh, D.D. Solnyshkov, S.S. Gavrilov et al., *Phys. Rev. Lett.* **98**, 236401 (2007)

Накопление избыточных носителей заряда в структурах GaAs/AlGaAs с мелкими квантовыми ямами

М.В. Кочиев, В.А. Цветков, Н.Н. Сибельдин

ФИАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991, Россия

тел: (495)132-63-45, факс: (495)135-10-59, эл. почта: kochievmv@mail.ru

Для формирования трионов в квантовой яме (КЯ) необходимо наличие в ней избытка носителей заряда одного знака. Ранее нами было показано, что накопление в КЯ избыточных неравновесных одноименных носителей заряда играет ключевую роль в формировании и динамике экситон-трионной системы в ямах, определяя не только ее парциальный состав, а и кинетические свойства [1]. В настоящей работе исследовано влияние мощности оптического возбуждения на время жизни избытка носителей заряда в КЯ.

Исследовалась номинально нелегированная структура GaAs/AlGaAs ($x = 0,05$) с двумя туннельно изолированными мелкими КЯ шириной 3 и 4 нм, разделенные барьером шириной 60 нм. Избыточный неравновесный заряд в КЯ структуры создавался при ее надбарьерной накачке излучением полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda \approx 0,66$ мкм, промодулированным с частотой $f = 10$ КГц и скважностью 2. Наличие и величина этого заряда оценивались по изменениям в спектрах экситонной люминесценции КЯ структуры, возникающей в результате ее подбарьерного возбуждения непрерывным ИК излучением Ti-сапфирового лазера. Для регистрации кинетических зависимостей и разрешенных по времени спектров люминесценции использовалась стрик-камера, сопряженная со спектрометром.

При $T = 5$ К и внутриямном возбуждении структуры ИК излучением в спектрах люминесценции КЯ наблюдались только линии излучения экситонов с тяжелыми дырками в КЯ. При облучении структуры излучением полупроводникового лазера в спектрах люминесценции КЯ появлялись трионные линии, смещенные в низкоэнергетическую сторону примерно на 1 мэВ относительно энергетического положения линий экситонов. При одновременном внутриямном и надбарьерном возбуждении структуры трионные линии появлялись при включении импульса излучения полупроводникового лазера и пропадали через некоторое время после его выключения. В момент выключения надбарьерного возбуждения интенсивность экситонных и трионных линий резко падает, отражая уменьшение количества электронно-дырочных пар до уровня, определяемого внутриямным возбуждением. Затем интенсивность трионной линии, которая определяется уровнем внутриямного возбуждения и количеством избыточных одноименных носителей заряда, накопившихся в КЯ за время действия импульса надбарьерного возбуждения, экспоненциально затухает с постоянной времени 3,6 мкс. Кинетика затухания отражает уменьшение количества избыточных носителей заряда в КЯ. При высоких мощностях надбарьерного возбуждения время релаксации избыточных неравновесных носителей заряда уменьшается.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 11-02-01310 и 12-02-31382), Программы Президиума РАН № 24 и УНК ФИАН.

Литература

[1] М.В. Кочиев, В.А. Цветков, Н.Н. Сибельдин, Письма в ЖЭТФ **95**, 544 (2012).

Нерезонансное туннелирование в сверхрешетках GaAs/AlAs с оптическим резонатором

И.В. Алтухов¹, А.Д. Буравлев², А.П. Васильев², Н.Д. Ильинская², М.С. Каган¹, С.К. Папроцкий¹, А.А. Усикова², В.М. Устинов²

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Моховая 11/7, Москва, 125009, Россия

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (495)629-33-61, эл. почта: kagan@cplire.ru

Исследовался вертикальный транспорт в короткопериодных сверхрешетках (СР) GaAs/AlAs. На вольтамперных характеристиках образцов СР с оптическим резонатором наблюдалась серия максимумов, которые связываются с увеличением интенсивности спонтанных излучательных переходов в квантовых ямах СР на собственных частотах резонатора (эффект Пёрселла [1]).

Ранее мы обнаружили этот эффект — влияние резонатора на туннельный ток — в сверхрешетках InAs/AlSb [2] с гетеропереходами II рода. В настоящем сообщении приведены данные о влиянии эффекта Пёрселла на нерезонансное туннелирование в СР GaAs/AlAs с гетеропереходами I рода. Эти СР, выращенные с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии, состояли из 100 периодов 4 нм GaAs + 2 нм AlAs на сильно легированной подложке GaAs. С помощью сухого (ионного) травления и обычной фотолитографии изготовлены меза-структуры. Металлические контакты имели форму кольца, образуя распределенный резонатор на длины волн от 100 до 150 мк. Для подвода напряжения от контактной площадки использовалась полосковая линия. К образцу прикладывались импульсы прямоугольной или треугольной формы. Длительность импульсов варьировалась от 0,2 до 10 мксек. Треугольные импульсы позволяли регистрировать вольтамперные характеристики при прямом и обратном ходе напряжения. Измерения проводились при комнатной температуре.

На вольтамперных характеристиках в области нерезонансного туннелирования (при напряжениях, когда перекрытие основных состояний в соседних квантовых ямах и, соответственно, минизонная проводимость отсутствуют) обнаружена серия последовательных максимумов с участками отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП). Возникновение этих максимумов связывается с излучательными переходами между основными состояниями в соседних квантовых ямах, усиленных за счет эффекта Пёрселла на собственных частотах резонатора. Классический механизм образования ОДП при приложении электрического поля, связанный с перекрытием основного квантованного состояния с возбужденными в соседней КЯ, в нашем случае не достигается из-за малой толщины КЯ и соответственно, большой разницы в энергиях этих уровней.

Работа поддержана грантами РФФИ 11-02-00611, 12-02-31828, программами РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов» и «Современные проблемы радиофизики» и грантами Миннауки 2012-1.5-12-000-1009-014 и 2012-1.4-12-000-1024-008.

Литература

[1] E.M. Purcell, Phys. Rev. **69**, 681 (1946).

[2] М.С. Каган, И.В. Алтухов, А.Н. Баранов, Н.Д. Ильинская, С.К. Папроцкий, Р. Тесье, А.А. Усикова, Материалы XVII Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», Н. Новгород, 11–15 марта 2013 г.

Магнетотранспорт в проводящих полупроводниковых мембранах с периодической решеткой антиточек

Е.Ю. Жданов^{1,2}, А.Г. Погосов^{1,2}, М.В. Буданцев^{1,2}, Д.А. Похабов^{1,2}, А.К. Бакаров^{1,2}, А.И. Торопов^{1,2}

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

²Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

факс: (383)333-28-32, тел: (383)333-10-87, эл. почта: zhdanov@isp.nsc.ru

Исследования двумерных электронных систем в проводящих полупроводниковых мембранах, оторванных от подложки, выявили множество интересных особенностей [1–3]. Однако магнетотранспортные явления в таких системах остаются практически неизученными.

В настоящей работе исследован баллистический электронный транспорт в мембранах с двумерным электронным газом (ДЭГ), структурированным периодической решеткой рассеивающих дисков — антиточек, помещенных во внешнее перпендикулярное магнитное поле. Изучение магнетотранспорта проводилось как в линейном, так и в нелинейном режимах. Экспериментальные образцы изготавливались на основе гетероструктур AlAs/GaAs с высокоподвижным ДЭГ поверх жертвенного слоя AlAs толщиной 400 нм. Подвижность электронов и концентрация в полученном ДЭГ равны соответственно $\mu = 1.8 \cdot 10^6$ см²/Вс и $n = 5 \cdot 10^{11}$ см⁻². Подвешивание мембран производилось путём селективного травления жертвенного слоя в растворе HF. Образцы представляли собой подвешенные холловские мостики размерами 3x15 мкм². На мостиках методом электронной литографии создавались периодические решётки антиточек с диаметром 200 нм и периодом 600 нм. Измерения продольного и холловского магнетосопротивления проводились в магнитных полях до 11 Тл при температурах от 4.2 К до 50 К.

Обнаружено, что магнетосопротивление решеток антиточек демонстрирует соизмеримые осцилляции, обусловленные геометрическими резонансами, причем амплитуды осцилляций магнетосопротивления подвешенных и неподвешенных мостиков сравнимы по величине. Это означает, что большая длина свободного пробега электронов в ДЭГ сохраняется и после подвешивания. Исследование температурной зависимости этих осцилляций показало, что в обоих случаях они подавляются при одной и той же температуре ~40 К.

Для изучения нелинейных явлений через холловский мостик вместе с переменным током малой амплитуды пропускался ещё и постоянный ток. Было обнаружено, что соизмеримые осцилляции магнетосопротивления подавляются при увеличении постоянного тока. Однако критические токи подавления этих осцилляций в подвешенных образцах примерно в 5 раз меньше, чем в неподвешенных. Наблюдаемые эффекты могут быть объяснены особенностями явлений теплопереноса в подвешенных образцах.

Работа поддержана РФФИ (грант №13-02-01153), программой ОНИТ РАН (проект №1.13), программой Президиума РАН (грант №24.19).

Литература

- [1] K.L. Ekinci and M.L. Roukes, Rev. Sci. Instrum. **76**, 061101 (2005).
- [2] А.Г. Погосов и др., Письма в ЖЭТФ. **90**, 626-629 (2009).
- [3] G.A. Steele et al., Science **325**, 1103–1107 (2009).

Диполярная электронно-дырочная жидкость в гетероструктурах на основе кремния и его соединений с германием

Т.М. Бурбаев, Д.С. Козырев, Н.Н. Сибельдин и М.Л. Скориков

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991, Россия
тел: (499)132-63-62, факс: (499) 135-78-80, эл. почта: burbaev@sci.lebedev.ru

Известно, что в объемных Si и Ge основным состоянием достаточно плотной неравновесной $e-h$ системы при низких температурах является металлическая электронно-дырочная жидкость (ЭДЖ), в которую конденсируются экситоны. Настоящая работа посвящена исследованию этого фазового перехода в квазидвумерном случае — в гетероструктурах на основе Si и его соединений с Ge. В отличие от объемных материалов, в которых пространственное распределение электронной и дырочной плотности при фотовозбуждении одинаково, в Si/Ge-гетероструктурах II рода возможно получение систем, в которых электроны и дырки пространственно разделены и образуют диполярные экситоны. Время жизни таких экситонов велико, что позволяет создавать их большую концентрацию и исследовать их взаимодействие с образованием новых, невозможных в объемных материалах многочастичных состояний: диполярных ЭДЖ, плазмы (ЭДП) и биэкситонов. Исследования проводились методом низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) в ближней инфракрасной (БИК) и видимой областях спектра. Излучение в видимой области возникает при совместной рекомбинации 4-х частиц — 2-х электронов и 2-х дырок. ФЛ в видимой области непосредственно указывает на образование многочастичных состояний. Простейшая система с диполярными экситонами реализована нами в структуре Si/Si_{1-x}Ge_x/Si с напряженным слоем твердого раствора. Слой Si_{1-x}Ge_x образует относительно глубокую КЯ для дырок в валентной зоне и невысокий барьер для электронов в зоне проводимости. Взаимодействуя с дырками, электроны могут проникать в барьерный слой. Варьируя его толщину d можно получать как системы с пространственно прямыми (при малых d), так и с пространственно непрямыми экситонами. Вторая система с диполярными экситонами была получена в двухъямных структурах, выращенных на подложках из сплава Si_{1-x}Ge_x, в которых напряженные кремниевые слои (КЯ для электронов) встроены между напряженными слоями Si_{1-x}Ge_x (барьер для электронов и КЯ для дырок). Получены следующие основные результаты:

Показано, что линии ФЛ в БИК и видимой областях спектра в одноямных структурах Si/Si_{1-x}Ge_x/Si с напряженными слоями твердого раствора имеют одинаковую природу и обусловлены квазидвумерной ЭДЖ. Доказательство основано на совпадении экспериментально измеренной формы линии ФЛ в видимой области со сверткой формы линии в БИК области.

В одноямных структурах Si/Si_{1-x}Ge_x/Si определены энергии связи пространственно прямых и диполярных биэкситонов в Si_{1-x}Ge_x-слое, которые оказались заметно больше энергии связи биэкситонов в объемном случае. Увеличение энергии связи можно объяснить понижением размерности объекта.

В одноямных и двухъямных гетероструктурах при низких температурах и высоких уровнях возбуждения обнаружено образование ЭДЖ с пространственно разделенными электронами и дырками. Критическая температура диполярной ЭДЖ и энергия связи существенно меньше, чем пространственно прямой. ЭДЖ в двухъямных структурах обладает свойством пространственной самоорганизации.

Работа поддержана РФФИ грант 13-02-90467 и программами РАН.

Магнитоплазменные возбуждения и перенормировка скорости электронов и дырок в подвешенном графене, измеренные методом неупругого рассеяния света

И.В. Кукушкин^{1,2}, Д. Карчер², К. Клитцинг², Ю. Смет²

¹Институт физики Твердого Тела Российской Академии Наук, Черноголовка

²Max-Planck-Institute for Solid State Research, Stuttgart, Germany

Методом неупругого рассеяния света впервые исследованы свойства плазменных и магнитоплазменных возбуждений в свободно подвешенном графене. Для этой цели создана установка, позволяющая с помощью криогенных пьезо-сканеров находить в криостате с магнитом графеновые структуры, подвешенные на контактах, и измерять в них спектры неупругого рассеяния света с пространственным разрешением 2 микрона. Помимо одночастичных возбуждений, связанных с переходами между пустыми уровнями Ландау электронов и дырок, впервые обнаружены коллективные плазменные и магнитоплазменные возбуждения в системе электронов (и дырок) различной плотности. Показано, что, несмотря на линейную дисперсию носителей заряда в графене, гибридизация плазменных и циклотронных мод в пределе больших факторов заполнения происходит в соответствии с законом Кона, что позволяет прямым способом измерять циклотронную энергию и перенормированную скорость электронов и дырок. Измерена зависимость дисперсии плазменных волн от импульса, от электронной плотности и от магнитного поля. Из зависимости энергии магнитоплазменных возбуждений от магнитного поля исследовано как в подвешенном графене изменяется скорость электронов и дырок от их концентрации. Обнаружен эффект сильной перенормировки дисперсии электронов и дырок, заключающийся в увеличении скорости (на 40–50%) при уменьшении концентрации носителей заряда вплоть до 10^{11} см^{-2} . Показано, что эффект перенормировки скорости электронов и дырок оказывается максимальным для подвешенного графена и значительно подавлен для графена, лежащего на двуокиси кремния. Этот факт указывает на то, что перенормировка скорости определяется межэлектронным взаимодействием. В подвешенном графене, а также в графене, лежащем на поверхности двуокиси кремния измерены зависимости ширины магнитоплазменных резонансов от концентрации электронов и дырок и показано, что минимальная ширина резонанса составляет 4 мэВ и 16 мэВ и отвечает концентрациям $2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, соответственно, в первом и во втором случае.

Положительное магнетосопротивление в графене вдали от точки Дирака

Г.Ю. Васильева^{1,2}, П.С. Алексеев¹, D. Smirnov³, Ю.Б. Васильев¹, А.П. Дмитриев¹, В.Ю. Качоровский¹, Н. Schmidt³, А. Heine³, R.J. Haug³, Ю.Л. Иванов¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²СПбГПУ, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 194021, Россия

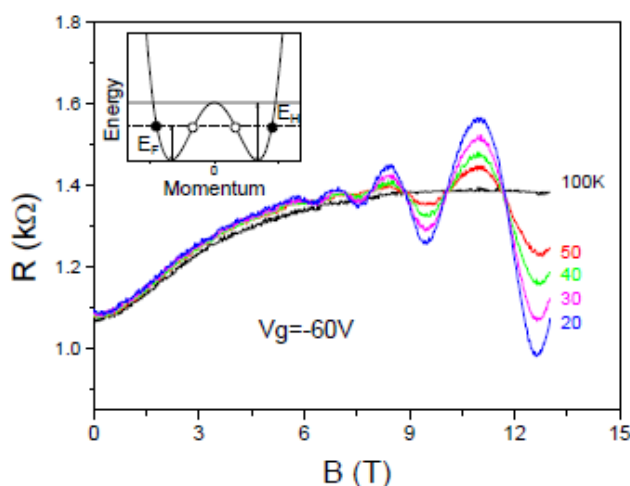
³Institut für Festkörperphysik, Universität Hannover, Appelstrasse, 2, Hannover, 30167 Germany

эл. почта: galja_vasileva@mail.ru

Обнаружено положительное магнетосопротивление в однослойном и двухслойном графене при больших напряжениях на затворе. Образцы изготавливались методом механического отшелушивания. Измерения проводились в магнитных полях, направленных перпендикулярно к образцу. Зависимости сопротивления от магнитного поля для однослойного и двухслойного графена имеют различную природу. В однослойном графене вдали от точки Дирака сопротивление как функция магнитного поля хорошо аппроксимируется корневой зависимостью [1]. Это согласуется с недавно разработанной теорией высокотемпературного магнетосопротивления графена при рассеянии на дефектах с короткодействующим потенциалом [2]. Для двухслойного графена измеренное магнетосопротивление вдали от точки Дирака описывается формулой Друде для двух типов носителей. Это объясняется тем, что в двухслойном графене при приложении напряжения на затвор

возникает щель между валентной зоной и зоной проводимости, при этом края зон вблизи щели имеют форму так называемой мексиканской шляпы (вставка к рис. 1). Когда уровень Ферми лежит ниже верхушки мексиканской шляпы, поверхность Ферми имеет форму кольца, при этом носители, расположенные на внутреннем и внешнем радиусе кольца, имеют разный знак заряда, что является причиной появления положительного магнетосопротивления.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и программы РАН.



Литература

- [1] Г.Ю. Васильева, П.С. Алексеев, Ю.Л. Иванов, и др., Письма в ЖЭТФ, т. **96**, в.7, 519–522 (2012).
 [2] P.S. Alekseev, I.V. Gornyi, A.P. Dmitriev, V.Yu. Kachorovskii, (послана в печать).

Гибридные гетероструктуры на основе графена

И.В. Антонова, В.Я. Принц

Институт физики полупроводников им.А.В.Ржанова СО РАН, Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)555-06-99, факс: (383)332-27-71, эл. почта: antonova@isp.nsc.ru

Создание гетероструктур на основе графена — это важный шаг к реальному использованию графена для широкого спектра применений. В докладе будут рассмотрены методы создания и результаты исследования гибридных гетероструктур и сверхрешеток графен – органический монослой, позволяющих модулировать запрещенную зону графена, проводимость и подвижность [1–4]. Предложены новые подходы для создания функционализированного графена (графана и фторографана). Для полученных материалов показана возможность их использования для электронных приложений благодаря сочетанию высокой проводимости функционализированных слоев, высокой подвижности и возможности модулировать ток в структуре на 3–4 порядка напряжением на затворе.

Как известно, графен и мультиграфеновые пленки, помещенные на подложку SiO₂/Si имеют низкую подвижность носителей (2000–4000 см²/Вс) из-за сильного рассеивания на неоднородно распределенных зарядах в диэлектрике. Разработана оригинальная технология создания высокорезистивных подложек с графеном на поверхности, носители в котором имеют подвижность до 30 000 см²/Вс [4]. Пленки функционализированного мультиграфена (до 5 нм толщиной) являлись в данном случае высокорезистивной подложкой. Резкий рост сопротивления подложки обеспечивается интеркаляцией органических монослоев, взаимодействие с которыми при последующем отжиге приводило к сильным изменениям свойств пленок. Восстановление проводимости верхнего слоя позволяло получать графен с высокой подвижностью носителей. Разработанный подход открывает новые интересные возможности для трехмерного дизайна, а именно, для придания существенно разных свойств разным монослоям в единой структуре и, в частности, позволяет создавать проводящие монослои на атомарно гладкой поверхности высокорезистивных (барьерных) слоев. Использование гибридных подложек позволяет получить еще более высокие значения подвижности носителей в графене и мультиграфене.

Литература

- [1] I.V. Antonova, I.A. Kotin, R.A. Soots, V.A. Volodin, V.Ya. Prinz *Nanotechnology* **23**, 315601 (2012).
- [2] I.V. Antonova, I.A. Kotin, R.A. Soots, V.Ya. Prinz, *Fullerenes, Nanotubes, and Carbon Nanostructures* **20**, 543 (2012).
- [3] И.А. Котин, И.В. Антонова, Р.А. Соотс, В.А. Володин, В.Я. Принц, *Российские нанотехнологии*, в печати.
- [5] N.A. Nebogatikova, I.V. Antonova, V.A. Volodin, V.Ya. Prinz. *Physica E*, in press.
- [4] I.V. Antonova, A.I. Komonov, I.A. Kotin, V.A. Seleznev, R.A. Soots, V.Ya. Prinz, *J. Physics D: Applied Physics.*, in press.

Квантовый храповик в графене

С.А. Тарасенко¹, С. Drexler², Р. Olbrich², S.D. Ganichev²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Terahertz Center, University of Regensburg, Regensburg, 93040, Germany

тел: (812)292-71-55, факс: (812)297-10-17, эл. почта: tarasenko@coherent.ioffe.ru

Обнаружен и исследован эффект магнитного электронного храповика в графене. Показано, что графеновые структуры в магнитном поле, параллельном плоскости слоя, обладают выпрямляющими свойствами: возбуждение дираковских фермионов переменным электрическим полем приводит к появлению постоянного тока.

Генерируемый ток пропорционален квадрату амплитуды переменного электрического поля E , линеен по магнитному полю B и меняет направление на противоположное при смене полярности магнитного поля. Ток может быть индуцирован как линейно, так и циркулярно поляризованным электрическим полем [1]. При возбуждении структуры линейно поляризованным полем величина и направление тока зависят от угла между векторами E и B (рис. 1). Ток, индуцированный вращающимся электрическим полем σ^+ или σ^- , содержит вклад, чувствительный к направлению вращения. Развита микроскопическая теория эффекта, основанная на смешивании орбитальных состояний π и σ зон графена в продольном магнитном поле и асимметричном рассеянии электронов на дефектах структуры. Теория объясняет наблюдаемые в эксперименте зависимости тока от амплитуды электрического поля, величины магнитного поля и их относительной ориентации. Продемонстрировано, что ток возникает только в системах с сильной структурной асимметрией, обусловленной атомами, адсорбированными на поверхности графена, или влиянием подложки. Обнаружение эффекта магнитного электронного храповика свидетельствует о важности двумерных диамагнитных эффектов в самых тонких системах, известных

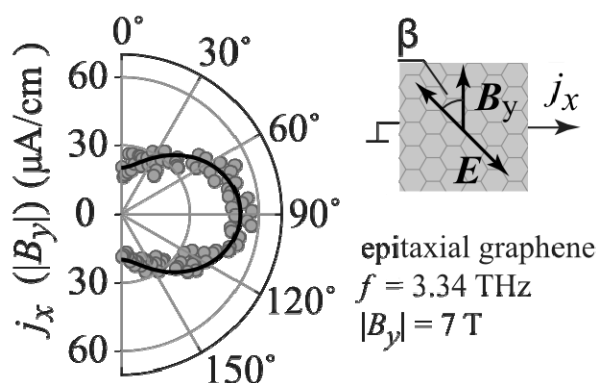


Рис. 1. Зависимость тока j_x от угла β , символы — эксперимент, сплошная кривая — теория.

в природе, и наличии значительной структурной асимметрии в исследованных образцах.

Эксперименты выполнены на однослойных графеновых образцах, эпитаксиально выращенных на полупроводящих подложках 4H-SiC(0001) [2] или синтезированных методом CVD на поверхности Si/SiO₂. В качестве источника переменного электрического поля использован терагерцовый лазер с оптической накачкой. Постоянный электрический ток регистрировался в отсутствие внешнего смещения между контактами.

Литература

- [1] С. Drexler, S.A. Tarasenko, P. Olbrich et al., Nature Nanotechnol. **8**, 104 (2013)
- [2] S. Lara-Avila, K. Moth-Poulsen, R. Yakimova et al., Adv. Mater. **23**, 878 (2011)

Поведение графена при комнатных температурах

Л.А. Фальковский

Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, пр. Семенова 1а, Черноголовка, 142432, Россия

тел: (495)702-93-17, факс: (495)702-93-17, эл. почта: falk@itp.ac.ru

В чистом графене, строго говоря, уровень Ферми при нуле температур должен проходить через дираковскую точку. Однако, графен, с которым работают экспериментаторы, обычно содержит $n_0 = 10^{10} - 10^{12} \text{ см}^{-2}$ носителей с энергией Ферми порядка 150 К, что объясняется присутствием допантов. Это означает, что при температурах выше азотной химпотенциал графена должен заметно меняться с температурой и это изменение будет заметно на экспериментах с магнитным полем. При фиксированной посредством допинга концентрации носителей

$$n_0 = \frac{2}{\pi(\hbar v)^2} \int_0^{\infty} |f(\varepsilon - \mu) - f(\varepsilon + \mu)| \varepsilon d\varepsilon$$

где $v = 10^6 \text{ м/сек}$ — постоянная в спектре графена, f — функция распределения Ферми,

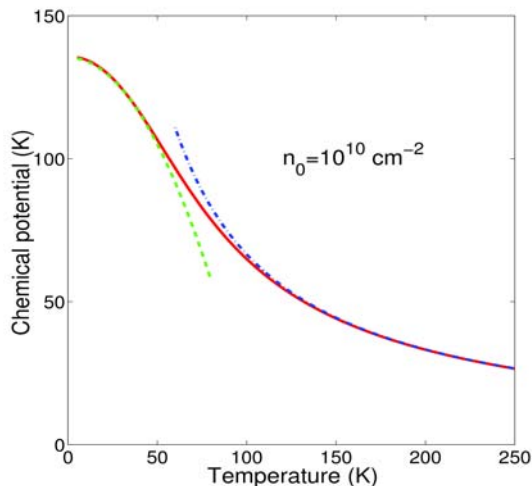


Рис. 1. Изменение химпотенциала с температурой; пунктирными кривыми показаны асимптотики при низких и высоких температурах.

Видим, что при высоких температурах химпотенциал стремится к своему значению $\mu=0$ в идеально чистом графене независимо от рода носителей. Эта зависимость показана на рисунке для графена с концентрацией носителей $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Приведенные результаты справедливы для квазиклассического случая, когда под уровнем Ферми находится много уровней Ландау. Квантование приводит к де-Гааз-ван-Альфеновским осцилляциям химического потенциала. Вычисление показывает, что в отличие от трехмерного металла эти осцилляции велики — амплитуда осцилляций не содержит малого дополнительного множителя, представляющего отношение циклотронного расщепления к химпотенциалу.

а два члена в этой формуле соответствуют электронам в зоне проводимости при $\mu > 0$ и дыркам в валентной зоне, $\mu < 0$. При низких температурах, $T \ll |\mu|$, электроны и дырки не коррелируют, и любой из членов в приведенной формуле дает естественный для металлического состояния результат $\mu = \varepsilon_F - (\pi T)^2 / 6\varepsilon_F$.

При высоких температурах возбуждения появляются согласовано в обеих зонах, и мы получаем

$$|\mu| = \frac{\pi}{4 \ln 2} \frac{n_0 (\hbar v)^2}{T},$$

где n_0 — концентрация носителей при нуле температур, определяющая энергию Ферми дырок или электронов

$$\varepsilon_F = \mp \hbar v \sqrt{\pi n_0}.$$

Эффект Ааронова-Бома на графеновых структурах с единичными нанодоотверстиями

Ю.И. Латышев, А.П. Орлов, В.А. Волков

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва 125009, Моховая 11-7

тел: (905)7849133, факс: (495) 6293678, эл. почта: yurilatyshev@yahoo.com

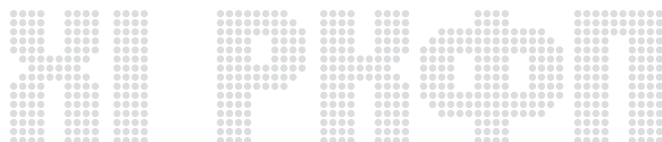
Проведен цикл исследований обнаруженных ранее периодических по полю квантовых магнито-осцилляций сопротивления на перфорированных образцах графена и тонкого графита [1, 2]. Нанодоотверстия (антидоты) получались тремя независимыми способами: (1) облучением тяжелыми ионами (колоннообразные дефекты), (2) с помощью стандартных галлиевых фокусированных ионных пучков, (3) с помощью гелиевого ионного микроскопа. Эксперименты проводились, главным образом, на структурах с единичными нанодоотверстиями. Диаметр полученных нанодоотверстий варьировался в пределах 20–40 нм. Во всех случаях наблюдались периодические по полю осцилляции магнетосопротивления с периодом по потоку, близким кванту потока hc/e на площадь антидота. Происхождение осцилляций связывается с эффектом Ааронова-Бома на краевых состояниях таммовского типа, локализованных вокруг нанодоотверстия [3]. Из сравнения геометрического размера антидота и эффективного размера, определяющего период осцилляций, получена оценка глубины проникновения краевых состояний, составившая около 2 нм. Из температурной зависимости осцилляций определена характерная энергия краевых состояний и скорость краевых дираковских фермионов $v_0 = 5 \cdot 10^6$ см/с, в 20 раз меньше скорости обычных дираковских фермионов. Полученные результаты согласуются с теорией краевых состояний [4].

Работа поддержана грантами РФФИ 11-02-01379-а, 11-02-01290-а и программами РАН.

Литература

- [1] Yu.I. Latyshev, A.Yu. Latyshev, A.P. Orlov, A.A. Schekin, V.A. Bykov, P. Monceau, C. van der Beek, M. Konczykowski, I. Monnet, JETP Lett., **90**, 480 (2009).
- [2] Yu.I. Latyshev, A.P. Orlov, E.G. Shustin, N.V. Isaev, W. Escoffier, P. Monceau, C.J. van der Beek, M. Konczykowski, I. Monnet, Journ. of Phys.: Conf. Series., **248**, 012001 (2010).
- [3] Yuri Latyshev, Andrey Orlov, Vladimir Volkov, Pierre Monceau, “Quantum interference effects in nano-perforated graphene and thin graphite”, 20th International Conference on High Magnetic Fields in Semiconductor Physics (HMF-20), July 22–27 2012, Chamonix Mont-Blanc, France, Book of Abstracts, p. 32.
- [4] V.A. Volkov and I.V. Zagorodnev, Journ. of Phys.: Conf. Series., **193**, 012133 (2009).

СТЕНДОВЫЕ СЕССИИ



Оптические переходы дырок в одноосно сжатом германии

Я.Е. Покровский, Н.А. Хвальковский

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Моховая 11 стр. 7, Москва, 125009 Россия

тел: (495)629-33-61, факс: (495)629-36-78, эл. почта: nikr@cplire.ru

Исследовано излучение дырок в германии, легированном Ga в концентрации 10^{14} см⁻³. Образцы сжимались в направлениях [001] и [111] давлением P до 12 кбар. Дырки возбуждались импульсами электрического поля напряженностью E до 3 кВ/см. Излучение анализировалось фурье-спектрометром. При P = 0 и E = 10 В/см в спектре излучения примеси Ga проявлялись полосы с энергиями 6.74 (G), 8.44 (D) и 9.19 (C) мэВ. При сжатии Ge вдоль оси [111] полосы сначала смещались в область больших энергий и при P = 3 кбар полоса G проявлялась при 7.4 мэВ. В [1] предполагалось, что при указанном давлении P эта полоса возникает при переходах дырок из резонансного состояния, связанного с подзоной тяжелых дырок, в возбужденное локальное состояние легких дырок. При возрастании P эта полоса должна была бы смещаться в область больших энергий по мере увеличения расщепления подзон. Однако мы установили, что при P > 3 кбар полоса смещалась в область меньших энергий и при P = 12 кбар соответствовала энергии 6.5 мэВ. Эта полоса оставалась узкой при возрастании P, в то время как полосы D и C уширялись и переходы становились резонансными. При сжатии кристаллов в направлении [001] эволюция спектров аналогична, но уже при P > 3 кбар все переходы становились резонансными. Структура спектров излучения, поглощения и фотопроводимости была аналогична. Резонансные состояния, связанные с подзоной тяжелых дырок, обнаружены не были. Зависимости интегральной мощности W излучения от E и P исследованы при экранировании источника и приемников от воздействия фона комнатной температуры. Излучение возникало при E (1–3) В/см и при E < 40 В/см регистрировалось болометром. При увеличении E до 10 В/см W возрастала более чем на порядок величины. Однако ответ фотосопротивления из Ge(Ga) с границей чувствительности 11 мэВ сильно уменьшался при возрастании P. Так, при сжатии вдоль оси [001] и P = 12 кбар излучение проявлялось лишь при E > 70 В/см [2]. Отсюда следует, что при сильном сжатии кристаллов W определяется переходами из подзоны тяжелых дырок. При E > 1 кВ/см мощность излучения возрастала сверхлинейно ($W \sim E^{1.5}$) и не зависела от величины отщепления подзоны тяжелых дырок давлением P [3]. Отсюда следует, что в сильном электрическом поле W не определяется переходами тяжелых дырок. Структура спектров излучения в сильном электрическом поле также не зависит от величины сжатия. Действительно, спектры при E = 3 кВ/см и P = 0–12 кбар практически одинаковы и простираются до энергии ~140 мэВ. При этом основной вклад в излучение дают переходы дырок при их рассеянии на оптических LO фононах. При таких больших энергиях вклад в излучение легких и тяжелых дырок вряд ли можно различить.

Литература

- [1] А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, и др., ЖЭТФ **142**, 1204 (2012)
- [2] Я.Е. Покровский, Н.А. Хвальковский, ФТП **44**, 1332 (2010)
- [3] Я.Е. Покровский, Н.А. Хвальковский, X Российская Конференция по Физике Полупроводников, 19–23 сентября 2011 г. Тезисы, с. 180.

Переход металл-диэлектрик и магнитосопротивление в сульфидах $V_xMn_{1-x}S$

Л.И. Рябинкина, О.Б. Романова, Н.И. Киселев

Институт физики им. Л.В. Киренского, Академгородок 50, стр. 38, г. Красноярск, 660036, Россия

тел: 7(3912) 90-71-08, факс: 7(3912) 43-89-23, эл. почта: rob@iph.krasn.ru

Сообщаются результаты исследования структурных, электрических и магнитоэлектрических свойств катион-замещенных сульфидов $V_xMn_{1-x}S$ ($X=0,45$), созданных на основе антиферромагнитного полупроводника α -MnS. Исследования проведены в интервале температур 77–300 К и магнитных полей до 21 кЭ с целью выявления возможности реализации перехода металл-диэлектрик (ПМД) и колоссального магнитосопротивления (КМС) в новых сульфидных соединениях и изучения влияния магнитного поля на их электронную структуру [1]. Образцы синтезированы по керамической технологии ампульным методом из чистых элементов V, Mn и S и согласно данным рентгеноструктурного анализа, представляли собой твердые растворы с ГЦК решеткой α -MnS (структура NaCl).

Образец $V_{0,45}Mn_{0,55}S$ является антиферромагнетиком ($T_N = 130$ К) и имеет полупроводниковый тип проводимости с энергией активации $\Delta E=0,02$ эВ. В области ~ 180 К наблюдается переход от полупроводникового типа проводимости к полуметаллическому, который сопровождается изменением магнитных свойств и структуры. Анализ магнитных свойств позволил предположить, что в области перехода полупроводник-полуметалл в твердом растворе $V_{0,45}Mn_{0,55}S$ происходит делокализация носителей тока с образованием малых областей с ферромагнитным упорядочением (ферронов), что согласуется с нейтронографическими измерениями [2].

В результате исследования магниторезистивных свойств в сульфиде $V_{0,45}Mn_{0,55}S$ обнаружено магнитосопротивление ($\delta_H=(\rho_H - \rho_0)/\rho_H$), температурный ход, величина и знак которого зависят от магнитного поля. В поле $H=5$ кЭ эффект магнитосопротивления δ_H положителен во всей области температур. С возрастанием величины поля наблюдается смена знака магнитосопротивления δ_H на отрицательный в области 100–180 К, причем наибольшего значения δ_H достигает в поле $H=10$ кЭ ($\delta_H = -5\%$), уменьшаясь с увеличением поля ($\delta_H = -2,5\%$ в поле $H=21$ кЭ). Ниже 100 К и выше 200 К эффект КМС имеет положительное значение для всех полей.

Расчеты магнитной фазовой диаграммы и данные измерений намагниченности позволяют сделать предположение, что одним из возможных механизмов обнаруженного эффекта КМС в магнитных полупроводниках $V_xMn_{1-x}S$ может быть магнитное и электронное расслоение фаз [3], а именно, образование системы, в которой сосуществуют антиферромагнитные полупроводниковые и ферромагнитные металлические области (ферроны).

Работа поддержана грантом РФФИ-БРФФИ № 12-02-90004.

Литература

- [1] Л.И. Рябинкина, О.Б. Романова, С.С. Аплеснин, Известия РАН сер. физ. **72**, 1115 (2008).
- [2] P. Burllet Le titre de docteur' es-sciences physiques, Universite de Grenoble, 1968, p. 94.
- [3] Э.Л. Нагаев Физика магнитных полупроводников, Наука, М. 1979, с. 432.

Пикосекундное интенсивное стимулированное излучение GaAs

Н.Н. Агеева, И.Л. Броневой, Д.Н. Забегаев, **А.Н. Кривонос**

ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

тел: (495)629-34-04, факс: (495)629-36-78, эл. почта: kan@cplire.ru

При накачке инверсной населенности мощным пикосекундным импульсом света в GaAs возникает интенсивное стимулированное краевое излучение. Используя спектрофотометрический лазерный комплекс, в котором в качестве измерительного устройства применялась пикосекундная электронно-оптическая камера PS-1/S1 (производства ИОФ им. А.М. Прохорова РАН), проведены прямые измерения изменения интенсивности излучения со временем [1]. В подтверждение представления, созданного ранее на основании косвенных признаков, обнаружено следующее.

Излучение возникало, и его интенсивность возрастала с пикосекундной задержкой относительно фронта импульса накачки, рис. 1. Задержка соответствовала её оценке, сделанной в предположении, что излучение является стимулированным.

Релаксация излучения была экспоненциальной. Характерное время релаксации интегрального по спектру излучения $\tau_{\Sigma} = 12$ пс совпадало с расчетным характерным временем релаксации плотности электронно-дырочной плазмы (ЭДП) $\tau_r \approx (2/3)\tau_T$. В качестве τ_T использовалось время остывания ЭДП при наличии стимулированного излучения, рассчитанное в [2]. Таким образом, релаксация излучения так же, как и создаваемая излучением, изучавшаяся в [3] релаксация плотности ЭДП, определяется остыванием ЭДП.

Характерное время релаксации различных спектральных компонент излучения, задержка их разгорания, длительность импульса отдельной спектральной компоненты излучения являются немонотонными функциями энергии фотона излучения.

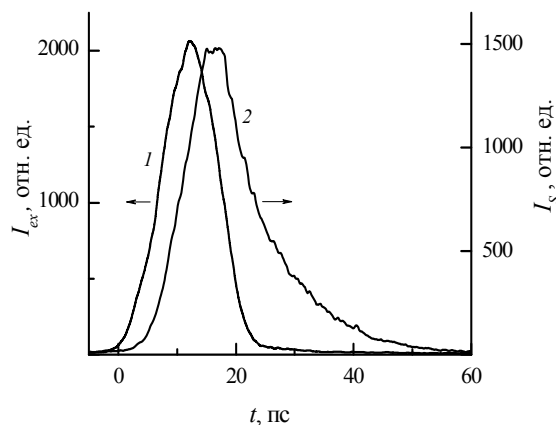


Рис. 1. Зависимости от времени: интенсивности импульса накачки I_{ex} (1); интенсивности I_s спектральной компоненты ($\lambda_s = 884$ нм) стимулированного излучения (2). Отн. ед., в которых были измерены I_{ex} и I_s , различны.

Литература

- [1] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневой и др. ЖЭТФ, **143**, вып. 4, 634 (2013).
- [2] Ю.Д. Калафати, В.А. Кокин. ЖЭТФ, **99**, 1793 (1991).
- [3] И.Л. Броневой, А.Н. Кривонос. ФТП, **32**, 542 (1998).

Зависимости интенсивности люминесценции в области края фундаментального поглощения от интенсивности ее возбуждения в монокристаллическом кремнии и некоторых других непрямозонных полупроводниках

А.М. Емельянов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

эл. почта: *Emelyanov@mail.ioffe.ru*

Исследования люминесценции монокристаллического кремния (с-Si) и других непрямозонных полупроводников (например, SiGe, GaP, SiC) в области края фундаментального поглощения (краевой люминесценции) показали (см. [1]), что доминирующим механизмом краевой излучательной рекомбинации в них при комнатной температуре является рекомбинация свободных экситонов. В работе [2] на примере с-Si доказано, что наблюдавшиеся в некоторых из указанных полупроводников при достаточно высоких концентрациях свободных носителей заряда и высоком уровне инжекции (когда концентрация неосновных носителей заряда значительно превышает концентрацию ионизированной легирующей примеси) практически линейные участки зависимостей интенсивности краевой люминесценции от интенсивности ее возбуждения обычно обусловлены практически линейными участками зависимостей концентрации свободных экситонов от концентрации свободных носителей заряда.

Однако, ранее применявшиеся расчеты концентраций свободных экситонов при высоком уровне инжекции в зависимости от концентрации свободных носителей заряда или от суммарной концентрации свободных носителей и экситонов приводят к зависимостям, значительно отличным от линейных [3].

В настоящей работе впервые получено объяснение противоречия теории [3] с результатами экспериментальных исследований и выводами работы [2]. Ошибочность теоретических представлений авторов работы [3], как и многих других исследователей, заключается в том, что при описании скорости распада экситонов учитывалась только термическая ионизация экситонов. В настоящей работе впервые показано, что при достаточно высоких концентрациях свободных носителей заряда доминирующим механизмом распада экситонов становится их ударная ионизация свободными носителями заряда за счет теплового движения. Этот эффект и является причиной наличия вышеуказанных практически линейных участков. Ударная ионизация экситонов обуславливает и значительно меньшие, чем полученные в [3] без ее учета, концентрации свободных экситонов.

Работа показала ошибочность многих исследований, в которых при высоком уровне инжекции использовалось классическое описание ($R=Bn^2$) скорости (R) краевой излучательной рекомбинации с коэффициентом излучательной рекомбинации (B), поскольку при достаточно высоких концентрациях свободных электронов (n) такое описание по вышеуказанным причинам не корректно.

Литература

[1] А.М. Емельянов, ФТП **44**, 1170 (2010).

[2] А.М. Емельянов, ФТП **47**, 112 (2013).

[3] D.E. Kane, R.M. Swanson, J. Appl. Phys. **73**, 1193(1993).

Магнитоэлектрические свойства твердых растворов $Gd_xMn_{1-x}S$

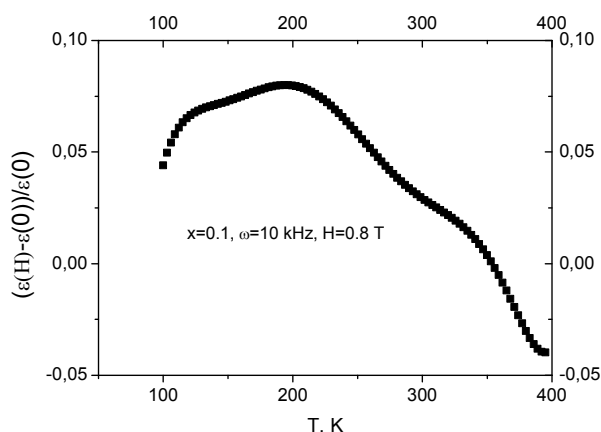
С.С. Аплеснин, М.Н. Ситников

Сибирский государственный аэрокосмический университет им. М.Ф. Решетнева,
ул. Красноярский раб., 31, Красноярск, 660014

тел: (391)291-90-28, факс: (391)291-90-19, эл. почта: apl@iph.krasn.ru

Магнитные полупроводники на основе сульфида марганца являются потенциальными объектами для применения материалов в спинтронике. В полупроводниках $Co_xMn_{1-x}S$ [1] обнаружен магнитоэлектрический эффект в парамагнитном состоянии ниже комнатной температуры. Цель данных исследований определить механизм взаимодействия в электрической и магнитной подсистем в отсутствие спинового порядка и установить область параметров с максимальной магнитоэлектрической связью.

Для четырех составов $Gd_xMn_{1-x}S$ ($x=0.05, 0.1, 0.15, 0.2$) проведены измерения диэлектрической проницаемости, тангенса угла потерь в интервале частот $100 \text{ Hz} < \omega < 10^5 \text{ Hz}$ в области температур $80 \text{ K} < T < 500 \text{ K}$ без магнитного поля и в магнитном поле $H=0.8 \text{ Тл}$. Диэлектрическая проницаемость увеличивается с ростом магнитного поля при $T > 90 \text{ K}$ и для состава с $X=0.1$ магнитоёмкость представлена на рисунке.



Магнитоёмкость $\delta_C = \frac{\epsilon(H) - \epsilon(0)}{\epsilon(0)}$ становится положительной для $X=0.2$ в интервале температур $90 \text{ K} < T < 500 \text{ K}$. Мнимая часть диэлектрической проницаемости обнаруживает максимум в области температур $140 \text{ K} < T < 170 \text{ K}$, температура которого сдвигается в сторону низких температур во внешнем магнитном поле. Изменение оптической проводимости в магнитном поле составляет 50%–80%. Установлена корреляция между максимумами в температурной зависимости магнитоёмкости и коэффициентом теплового расширения [2].

Температуры, при которых исчезает магнитоёмкостный эффект и наблюдается максимум в теплоёмкости [2], имеют близкие значения. Экспериментальные данные объясняются в модели орбитально-зарядового упорядочения электронов.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 12-02-00125_a; РФФИ № 13-02-98015 p_сибирь_a; РФФИ-БРФФИ № 12-02-0004_Бел_a.

Литература

- [1] S.S. Aplesnin, L.I. Ryabinkina, O.B. Romanova, A.M. Har'kov, M.V. Gorev, A.D. Balaev, E.V. Eremin, A.F. Bovina, *Solid State Communications* **150**, 564 (2010).
- [2] S.S. Aplesnin, O.B. Romanova, M.V. Gorev, D.A. Velikanov, A.G. Gamzatov and A.M. Aliev. *J. Phys.: Condens. Matter* **25**, 025802 (2013).

Низкотемпературное магнитное упорядочение в Si:P, обусловленное обменным взаимодействием

П.В. Семенихин¹, А.И. Вейнгер¹, А.Г. Забродский¹, Т.В. Тиснек¹, С.И. Голощапов¹, Н.В. Абросимов²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург 194021, Россия

²Institute of Crystal Growth, 12489 Berlin, Germany

тел: (812)2927152, факс: (812)2921017, эл. почта: petr3295@gmail.com

В работах [1–3] нами было изучено поведение примесных спинов в Ge:As в изоляторном состоянии вблизи фазового перехода изолятор – металл (ИМ) с помощью метода электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Вблизи критической для перехода ИМ концентрации примеси в компенсированном Ge:As при понижении температуры были обнаружены особенности поведения температурных зависимостей магнитной восприимчивости χ_p , которые указывают на проявление при определенных условиях антиферромагнитного и ферромагнитного упорядочения в системе спинов. Представляло интерес выяснить, появляются ли оба этих типа упорядочения в других полупроводниках с водородоподобными примесями, в частности в Si:P.

В настоящей работе в интервале температур 2–300 К исследованы свойства спиновой системы двух серий образцов, полученных из некомпенсированного Si:P с концентрацией примеси $1.3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (серия 1) и $3.3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (серия 2) при критической концентрации для перехода ИМ концентрации фосфора $n_C = 3.5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [4]. Изменение концентрации примесных электронов проводилось с помощью облучения образцов протонами и создания компенсирующих дефектов радиационной природы.

Магнитная восприимчивость исследованных образцов по аналогии с системой Ge:As [1–3] при достаточно высоких температурах изменяется по закону Кюри ($\chi \propto 1/T$), т.е. полупроводник является кюриевским парамагнетиком. С понижением температуры рост χ замедляется, как и в случае изученной нами ранее системы Ge:As. Мы полагаем, что это свидетельствует о связывании спинов в антиферромагнитные пары, с превращением полупроводника в антиферромагнитное спиновое стекло. По мере приближения к критической для перехода ИМ концентрации температура Нееля смещается в область высоких температур: от $T \approx 10 \text{ К}$ в некомпенсированном образце серии 1 до $T \approx 100 \text{ К}$ в образце из серии 2.

Пока нам не удалось наблюдать фазовый переход к ферромагнитному упорядочению, который четко наблюдается в Ge:As при самых низких температурах, возможно, из-за того, что не удалось достичь необходимой дозы облучения, чтобы получить заметную компенсацию, либо по причине недостаточно низкой температуры. В самом деле, подобный переход описан в литературе [5] для слабо компенсированного Si:P при температурах порядка 1 К.

Работа поддержана РФФИ (грант 13-02-00360а), Миннауки (грант Президента РФ НШ-3306.2010.2), Президиумом и Отделением физических наук РАН и Research Executive Agency ЕС (Programme “People”, Proposal 295180).

[1] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, С.И. Голощапов. ФТП, **41**, (2007) .812.

[2] A.G. Zabrodskii, A.I. Veinger, T.V. Tisnek, S.I. Goloshchapov. Appl. Magn. Res. **35**, 439, (2009).

[3] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.Л. Макарова, Т.В. Тиснек, С.И. Голощапов, П.В. Семенихин. ЖЭТФ **143**, вып.5, (2013).

[4] N.F. Mott & M.Kavech Phil. Mag. B **47**, 577, (1983).

[5] H. Kamimura. In book “Crystallin Semiconducting Materials and Devices”. Eds by P.N. Butcher, N.H. March and M. Tosi, (Plenum, 1986) p.305. 1988, с.7.

Пластическая релаксация двухслойных систем $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Ge}_y\text{Si}_{1-y}$ -буфер/Si(001)

Ю.Б. Болховитянов, А.С. Дерябин, А.К. Гутаковский, Л.В. Соколов

Институт физики полупроводников, проспект академика Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)33-33-286, факс: (333)33-33-502, эл. почта: sokolov@isp.nsc.ru

На основе данных высокоразрешающей электронной микроскопии изучена пластическая релаксация двухслойных напряженных гетеросистем типа $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Ge}_y\text{Si}_{1-y}$ -буфер/Si(001). Обнаружено, что буферные слои $\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.7}$ (толщина 30 нм) и $\text{Ge}_{0.5}\text{Si}_{0.5}$ (10 нм), захороненные между подложкой Si(001) и пластически релаксированным слоем Ge толщиной 0.5 мкм, оставались в метастабильном (напряженном) состоянии в процессе роста гетероструктуры (температура 500 °С) несмотря на то, что их толщина в несколько раз превышала критическую для введения дислокаций несоответствия. В границе раздела Ge/GeSi буфер наблюдалась упорядоченная сетка краевых дислокаций несоответствия (ДН), сформированных по механизму индуцированного зарождения [1]. Среднее расстояние между дислокациями составляло ~ 10 нм (близкое к равновесному

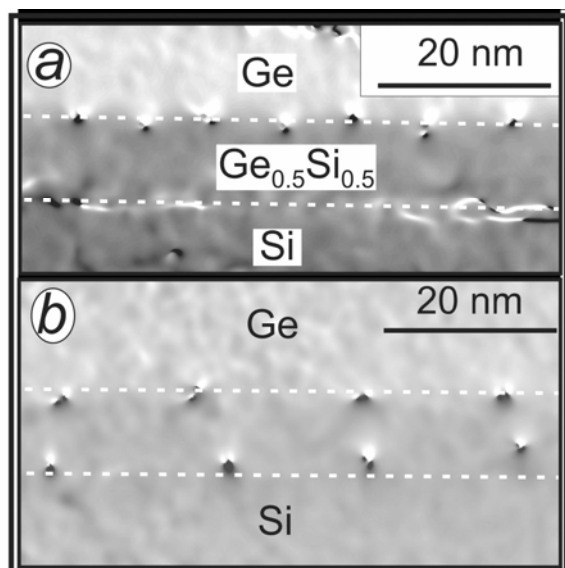


Рис.1. Электронно-микроскопическое изображение поперечного среза гетеросистемы $\text{Ge}_{0.5}\text{Si}_{0.5}/\text{Si}(001)$. Расположение краевых дислокаций: а — до отжига, б — после отжига.

для ненапряженной системы Ge/Si) (рис. 1 а). После 30 мин отжига образцов при температуре 700 °С буферный слой $\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.7}$ по-прежнему оставался в метастабильном состоянии, а краевые ДН находились только в границе раздела Ge/GeSi-буфер с тем же периодом следования ~ 10 нм. В то же время буферный слой $\text{Ge}_{0.5}\text{Si}_{0.5}$ пластически релаксировал практически на 100% в результате перехода половины краевых ДН из границы раздела Ge/GeSi-буфер в границу GeSi-буфер/Si(001) (рис.1б). Предполагается, что захват дислокаций на границе раздела Ge/GeSi-буфер обусловлен энергетическим барьером между буферным слоем и основной пленкой. Высота такого барьера зависит от разницы составов основной пленки Ge ($x=1$) и буферного слоя $\text{Ge}_y\text{Si}_{1-y}$, возрастая с увеличением этой разницы.

Литература

- [1] Yu.B. Bolkhovityanov, A.S. Deryabin, A.K. Gutakovskii, and L.V. Sokolov, Mechanism of induced nucleation of misfit dislocations in the Ge-on-Si(001) system and its role in formation of the core structure of edge misfit dislocations, *Acta Materialia* **61** (2013) 617–621.

Аномальный термоэлектрический эффект в n-Ge обусловленный термоупруго-деформационным механизмом

А.М. Мусаев

Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН,
ул. М. Ярагского, 94, Махачкала, 367003, Россия

тел: 8(722)62-45-92, факс: 8(722)62-45-92, эл. почта: akhmed-musaev@andex.ru

Необычным явлением в полупроводниках при больших градиентах температуры, когда $\Delta T/\Delta L > 10^3$ К/см, является эффект Бенедикса [1]. Термоэдс Бенедикса в n-Ge растет с ростом перепада температуры и имеет знак, обратный знаку термоэдс Зеебека. По теории Тауца [2], физический механизм данного эффекта заключается в диффузии неосновных носителей заряда в низкотемпературную область образца, при условии $L_a \ll L_t \ll L_r$, где L_a — длина спада равновесной концентрации дырок; L_t — длина изменения температуры; L_r — диффузионная длина. В работе [3], где теоретически и экспериментально исследовано пространственное распределение термоэлектрического потенциала сделано заключение, что экспериментальные результаты являются следствием достаточно сложного распределения потенциалов в области не только большого градиента температуры, но и в прилегающих к нему областей образца и не могут быть объяснены в рамках теории Тауца [2] и возможно обусловлены разогревом электронов тепловым потоком. Однако вычисленные значения не совсем соотносятся с результатом эксперимента.

В данной работе излагаются результаты экспериментального и теоретического исследования механизма возникновения аномального термоэдс. Исследования проводились на образцах n-Ge с концентрацией примесей $N_D - N_A = 5.0 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, кристаллографически ориентированных вдоль направлений типа $[-100]$. Градиент температуры $\Delta T/\Delta L = 2.0 \cdot 10^3$ К/см задавался в диапазоне температур 320÷420 К.

В работе предложен новый физический механизм, заключающийся в термоупруго-деформационной трансформации зонных энергетических уровней кристалла при больших градиентах температуры, которые приводят к перераспределению носителей заряда в образце и к возникновению аномального термоэдс. Показано, что термоупругие напряжения обусловлены как увеличением коэффициента линейного расширения Ge с температурой, так и нелинейным распределением температуры вдоль образца, связанное с уменьшением коэффициента теплопроводности при росте температуры. Термоупругая деформация приводит к трансформации зонных энергетических уровней кристалла.

Установлено, что аномальное термоэлектрическое напряжение состоит из двух частей: термодиффузионной, которая связана с диффузией носителей заряда в температурном поле, и термоупруго-деформационной обусловленной неоднородной трансформацией энергетических зон.

Литература

- [1] Л.И. Анатычук, Л.П. Булат, кн. Полупроводники в экстремальных температурных условиях, Наука, Санкт-Петербург 2001.
- [2] Я. Тауц, кн. Фото- и термоэлектрические явления в полупроводниках, ИЛ, М. 1962.
- [3] Л.И. Анатычук, Л.П. Булат, Е.Н. Комолов, ФТП, **16**, 1711(1982).

Природа красной люминесценции в кристаллах $ZnTe_{1-x}Se_x:O$

В.И. Козловский, Ю.В. Коростелин, **Я.К. Скасырский**

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т 53, Москва 119991, Россия
 тел: (495)851-07-93, факс: (495)851-07-93, эл. почта: yans@okb.lpi.troitsk.ru

Сцинтилляторы на основе кристаллов $ZnSe_{1-x}Te_x$ с концентрацией Te $x \approx 0.01$ представляют интерес для создания высокоэффективных датчиков рентгеновского излучения с использованием линейки Si-фотодетекторов [1]. В ряде работ предполагается, что центрами красного (640 нм) излучения кристаллов ZnSe с примесью Te, выращенных из расплава, являются сложные комплексы, включающие атом Te, вакансию Zn и межузельный Zn [1]. С другой стороны, исследования эпитаксиальных гетероструктур с квантовыми точками ZnTe/ZnSe показали, что при достаточно больших размерах квантовых точек структуры излучают также в красной области спектра [2]. Основываясь на этих данных мы пытаемся доказать, что красная люминесценция в кристаллах $ZnSe_{1-x}Te_x$ связана с излучательной рекомбинацией пространственно разделенных пар электрон-дырка, в которых дырка захвачена крупным кластером ZnTe, а электрон находится в ZnSe вблизи гетерограницы с этим кластером. Данный механизм рекомбинации должен проявляться также в кристаллах $ZnTe_{1-x}Se_x$ с концентрацией $x \approx 0.01$.

В работе проводится сравнительный анализ спектров излучения кристаллов твердых растворов $ZnSe_{1-x}Te_x$ при различных концентрациях: как вблизи ZnSe, так и вблизи ZnTe. Наноструктурированные кристаллы выращивались из паровой фазы. В твердых растворах

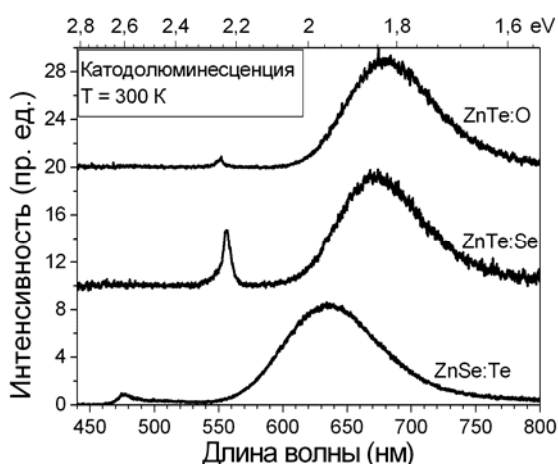


Рис. 1. Спектры излучения кристаллов ZnSeTe.

вблизи ZnTe обнаружена интенсивная люминесценция, максимум которой находился вблизи 670 нм при малом содержании Te и смещался в коротковолновую сторону по мере увеличения концентрации Te. Однако эту люминесценцию пока не удалось однозначно приписать рекомбинации носителей на гетерогранице ZnSe/ZnTe в связи с тем, что в этой же области спектра в кристаллах твердого раствора ZnSeTe вблизи ZnTe наблюдалась интенсивная люминесценция, связанная с изоэлектронной примесью кислорода [3]. В будущей работе планируется провести существенную очистку кристаллов от неконтролируемой примеси O и исследовать квантовые точки ZnSe в эпитаксиальных слоях ZnTe.

Литература

- [1] V.D. Ryzhikov, V.I. Silin, N.G. Starzhinsky, Nuclear Tracks and Radiation Measurements **21**, 53 (1993).
- [2] M.C. Kuo, C.S. Yang, P.Y. Tseng, J. Lee, J.L. Shen, W.C. Chou, Y.T. Shih, C.T. Ku, M.C. Lee, W.K. Chen. J. Crystal Growth **242**, 533, (2002).
- [3] M.J. Seong, H. Alawadhi, I. Miotkowski, A.K. Ramdas, Phys. Rev. B **62**, 1866 (2000).

Влияние отжига на зарядовое состояние примеси Fe в лазерных кристаллах CdTe:Fe

В.И. Козловский, Ю.В. Коростелин, Я.К. Скасырский

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т 53, Москва 119991, Россия
тел: (495)851-07-93, факс: (495)851-07-93, эл. почта: yukor@x4u.lebedev.ru

Кристалл CdTe:Fe⁺² является перспективной активной средой для широко перестраиваемых твердотельных лазеров среднего инфракрасного диапазона (5–7 мкм) [1]. Ионы Fe⁺², расположенные в узлах Cd, имеют полосы поглощения в диапазоне 3–5 мкм. Оказалось, что зарядовое состояние ионов существенно зависит от наличия и концентрации донорных и акцепторных уровней в кристалле, образованных примесью или собственными точечными дефектами нестехиометрии. В данной работе исследовались кристаллы, выращенные из паровой фазы методом физического транспорта, которые отличаются достаточно высокой чистотой относительно нежелательных примесей [2]. Однако для кристаллов CdTe существует проблема получения стехиометрического состава. В связи с этим были проведены исследования влияния на зарядовое состояние иона Fe различных послеростовых отжига, эффективно воздействующих на концентрацию дефектов нестехиометрии. Концентрация ионов Fe⁺² контролировалась по интенсивности присущих этим ионам линий поглощения в спектрах пропускания кристаллов.

Было установлено, что основным дефектом нестехиометрии является межузельный Cd, проявляющийся как донор. Отжиг кристаллов в парах Cd приводит к существенному

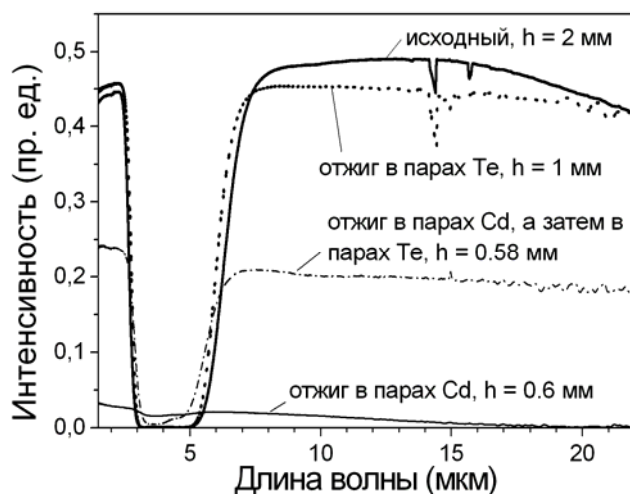


Рис. 1. Спектры пропускания кристаллов CdTe:Fe.

уменьшению поглощения в линиях, соответствующих ионам Fe⁺², переводя их в состояние Fe⁺¹. Кроме того существенно увеличивается поглощение инфракрасного излучения на свободных электронах и включениях Cd. Последующий отжиг в парах Te практически восстанавливает концентрацию ионов Fe⁺². Исследования показали, что отжиг в парах Te улучшает качество кристалла при использовании его в лазерах среднего ИК-диапазона.

Работа выполнена при поддержке МОН РФ (соглашение 8519).

Литература

- [1] В.И. Козловский, Ю.В. Коростелин, В.В. Миславский, Ю.П. Подмарьков, Я.К. Скасырский, М.П. Фролов, Труды 55-й научной конф. МФТИ, 19–25 ноября 2012 г., МФТИ, с. 16–17.
- [2] V.I. Kozlovsky, V.A. Akimov, M.P. Frolov, Yu.V. Korostelin, A.I. Landman, Yu.P. Podmar'kov, Ya.K. Skasyrsky, A.A. Voronov, physica status solidi b **247**, 1553 (2010).

Транспорт горячих электронов в $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ и $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$

А.В. Дмитриев, Н.А. Масюков

Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, 119991, Россия

тел: (495) 939-59-05, факс: (495) 932-92-17, эл. почта: dmitriev@lt.phys.msu.su

Исследование электрофизических свойств бинарных сплавов на основе нитрида индия: $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ и $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ с решеткой типа вюрцита, стало особенно актуально после того, как в работах [1, 2] было предложено новое значение ширины запрещенной зоны 0.7 эВ, а не 2 эВ, как считалось ранее. В обзорах [3, 4] подробно изложены современные экспериментальные данные, которые лежат в основе этого предположения. Меньшая величина запрещенной зоны открывает перспективы широкого применения сплавов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ нитрида индия и более широкозонного нитрида галлия в оптоэлектронике, в частности, в качестве высокоэффективных источников освещения [5]. Соответственно, возрастает интерес к исследованию электронных свойств полупроводников-нитридов и, в частности, к изучению их транспортных свойств в сильных электрических полях.

В данной работе теоретически исследован нелинейный электронный транспорт в сильных электрических полях в массивных образцах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ и $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ n-типа с учётом всех важнейших механизмов рассеяния электронов: столкновений с заряженными примесями, акустическими и оптическими фононами. Для вычислений была применён численный итерационный метод решения кинетического уравнения Больцмана, предложенный и развитый авторами в работах [6, 7].

В литературе встречаются различные наборы физических параметров исследуемых материалов. Расчёты для чистого InN были проведены для четырех таких наборов в условиях, соответствующих условиям эксперимента [8], и результаты были сопоставлены с данными, полученными в этом эксперименте. Одинаково хорошее согласие было получено для двух наборов параметров, в одном из которых, более позднем, $\epsilon_g=0.7$ эВ, а в другом, более раннем — 2 эВ.

С использованием более современного набора параметров, обеспечивающего очень хорошее соответствие результатов вычислений и эксперимента, были рассчитаны полевые зависимости дрейфовой скорости электронов в двух семействах бинарных сплавов: $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ и $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$, в широком диапазоне температуры решётки и концентрации свободных электронов. В отличие от предыдущих работ, была исследована область низких электронных концентраций, а также изучено влияние уровня компенсации, что позволило чётко выяснить относительную роль отдельных механизмов рассеяния в различных условиях. Найдены дифференциальные подвижности электронов в слабых и сильных полях.

Литература

- [1] V.Yu. Davydov, A.A. Klochikhin et al., *phys. stat. sol. (b)* **229**, R1 (2002).
- [2] V.Yu. Davydov, A.A. Klochikhin et al., *phys. stat. sol. (b)* **230**, R4 (2002).
- [3] В.Ю. Давыдов, А.А. Клочихин, *ФТП* **38**, 897 (2004).
- [4] W. Walukiewicz, J.W. Ager III, K.M.Yu et. al., *J. Phys. D* **39**, R83 (2006).
- [5] C.J. Humphreys, *MRS BULL* **33**, 459 (2008).
- [6] Н.А. Масюков, А.В. Дмитриев, *ВМУ (Серия 3)* в. **4**, 63 (2009).
- [7] Н.А. Масюков, А.В. Дмитриев, *Фундам. и прикладн. матем.* **15**, 77 (2009).
- [8] D. Zanato, N. Balkan, B.K. Ridley et al., *Semicond. Sci. Technol.* **19**, 1024 (2004).

Вычисление термоэлектрических характеристик PbTe с использованием трёхзонной модели электронного энергетического спектра

А.В. Дмитриев, Е.С. Ткачёва

Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва, 119991, Россия

тел: (495) 939-59-05, факс: (495) 932-92-17, эл. почта: Dmitriev@lt.phys.msu.su

Термоэлектрические преобразователи энергии в настоящее время привлекают большое внимание в связи с их высокой надёжностью и возможностью миниатюризации без потери эффективности. Одними из важнейших современных термоэлектрических материалов являются PbTe и сплавы на его основе.

В настоящей работе рассчитаны зависимости термоэлектрических коэффициентов теллурида свинца n- и p-типа от температуры и уровня легирования при учёте всех основных механизмов рассеяния носителей заряда в этом материале: на оптических и акустических фононах и на заряженных примесях.

В расчётах использована трёхзонная изотропная модель электронного энергетического спектра, включающая лёгкие электроны и дырки в L-экстремумах и тяжелые дырки в Σ -экстремумах. Принята во внимание непараболичность законов дисперсии электронов и дырок. Учёт всех трёх ближайших к уровню Ферми разрешённых зон позволил впервые единым образом провести вычисления термоэлектрических коэффициентов PbTe в широком диапазоне температур и уровней легирования.

Расчёт проведён на основании решения уравнения Больцмана. Рассеяние на фононах учитывается в квазиупругом приближении [1], поскольку рассматриваются высокие температуры: $T > \hbar\omega_D$. Совокупные кинетические коэффициенты всех трёх зон находятся по известным формулам [2, 3].

В результате расчётов получены температурные зависимости проводимости, коэффициента Зеебека, теплопроводности и термоэлектрической эффективности в диапазоне температуры от 300 до 900 К. Концентрация электронов и дырок при вычислениях изменялась в пределах от 10^{17} до 10^{19} см⁻³.

В материале n-типа наивысшая термоэлектрическая эффективность $ZT \approx 0.56$ достигается при $n = 1 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Максимальное значение термоэлектрической эффективности в p-типе выше: $ZT \approx 0.71$ при $p = 2 \cdot 10^{19}$ см⁻³. Оно соответствует ситуации, когда уровень Ферми расположен вблизи максимума Σ -зоны, где значительная асимметрия плотности состояний и её быстрые изменения приводят к заметному возрастанию эффективности. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [4–7].

Литература

- [1] G.D. Mahan, J.O. Sofo, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, **93**, 7436 (1996).
- [2] И.А. Смирнов, В.И. Тамарченко. Электронная теплопроводность в металлах и полупроводниках, Наука, Л., 1974.
- [3] Б.М. Могилевский, А.Ф. Чудновский. Теплопроводность полупроводников, Наука, М., 1972.
- [4] J. Androulakis, I. Todorov, D.-Y. Chung et al. Phys. Rev. B, **82**, 115209 (2010).
- [5] А.В. Дмитриев, И.П. Звягин, УФН, **180**, 821 (2010).
- [6] H. Ohita, Mater. Today, **10**, 44 (2007).

Коэффициент поглощения оптического германия и кремния с блочной структурой

Н.И. Астафьев, И.М. Несмелова

ОАО «НПО «Гос. институт прикладной оптики», ул. Н. Липатова, 2, г. Казань, 420075, Россия

тел. (843) 234-35-72, факс: (843) 234-18-03, эл.почта: eugenekazan@gmail.com

Монокристаллы германия и кремния по многим показателям являются предпочтительными материалами для оптики среднего (ИК) диапазона. При их выращивании вследствие «эффекта грани» возникают макродефекты в виде каналов, блоков. В монокристаллах большого диаметра (>200 мм) эти блоки могут занимать 1/3 части диаметра. Величина удельного сопротивления, принимаемая на практике за критерий оптического качества кристаллов, в основной и блочной части может существенно различаться [1]. Возрастающая потребность в ИК-приборах, в особенности с большим входным зрачком, ставит вопрос об изучении коэффициента поглощения в блочных кристаллах в ряд актуальных.

Из оптического германия n-типа нами были вырезаны образцы из смежных участков кристалл-блок и измерены их удельное сопротивление и эффект Холла в температурном интервале (320–80) К. По полученным данным вычислены коэффициенты поглощения фотонов с длиной волны 10 мкм.

Для всех образцов наклон холловских кривых вблизи комнатной температуры характеризовался энергией (0,24–0,26) эВ, практически совпадающей с энергией ионизации трёхкратно заряженных атомов меди. Подвижность электронов изменялась с температурой слабее, чем при рассеянии на акустических фононах. С понижением температуры образцы из блочной части показали снижение подвижности $\sim T^{3/2}$, характерное для рассеяния на ионизованных примесях. При этом удельное сопротивление обоих типов образцов до (нижней рабочей температуры оптики) (220–230) К было практически одинаковым. Рассчитанные величины коэффициента поглощения в основной и блочной части кристалла для этой температуры равны соответственно 0, 16 см⁻¹ и 0, 62 см⁻¹.

Полученные результаты могут быть связаны с повышенной концентрацией легирующей и фоновой примеси меди в блоке, обусловленной большим коэффициентом распределения примеси в периферийной части фронта кристаллизации при выращивании [2]. Результаты дают также основание ожидать, что освещённость в краевой зоне изображения, сформированного оптическим элементом из блочного кристалла, будет ослаблена.

Литература

- [1] А.А. Веселкова., М.И. Осовский. и др. Кремний и германий. Вып. 1. Сб. статей под ред. Э.С. Фалькевича и Д.И. Левинсона, Металлургия, М. 1969, 118 с.
- [2] М.Г. Мильвидский. Полупроводниковые материалы в современной электронике. М.: Наука. Главная редакция физ.-мат. литературы. 1986. 144 с.

О глубоком донорном уровне в InAs, GaAs, CdSnAs₂ и CdGeAs₂ по данным об электронном транспорте при всестороннем давлении

С.Ф. Габибов, М.И. Даунов, И.К. Камилов, А.С. Ковалев, А.Ю. Моллаев

Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра Российской академии наук, ул. М.Ярагского, 94, 367003, Россия

тел.: 8-8722-51-80-21, факс: 8-8722-51-80-21, эл. почта: a.mollaev@mail.ru

В обзоре [1] обсуждается влияние радиационных дефектов на энергетический спектр электронов в полупроводниковых соединениях типа II-IV-V₂ и в их бинарных аналогах III-V и сделан вывод о том, что «преимущественный электронный тип проводимости облученных арсенидов объясняется влиянием дефектов в подрешетке аниона». Следует отметить, что и в необлученных арсенидах тройных и бинарных специально нелегированных соединений II-IV-V₂ и III-V электронный тип проводимости обусловлен, как правило, нестехиометрией состава — вакансиями в подрешетке аниона, так как мышьяк является легко летучим компонентом [2].

На основе обобщения и количественного анализа барических зависимостей кинетических коэффициентов исследован примесный электронный спектр специально нелегированных объемных кристаллов *n*-типа InAs, GaAs, CdSnAs₂ и CdGeAs₂. В *n*-GaAs с ростом всестороннего давления от атмосферного удельное сопротивление возрастает при давлениях выше $P=2$ ГПа вследствие разнодолинного Г-Х перехода. При давлениях $P>8$ ГПа наименьшей долиной является Х-долина зоны проводимости, которая с ростом P приближается к глубокому донорному уровню и вследствие этого наблюдается убывание удельного сопротивления ρ . В интервале $8 \leq P \leq 18$ ГПа $\rho(P)$ убывает в 5.3 раза. Проведено сопоставление полученных результатов с данными о влиянии радиационного облучения на примесный электронный спектр вышеперечисленных полупроводников. Выяснено, что собственному дефекту вакансии мышьяка соответствует глубокий донорный уровень. Определено положение этих уровней относительно края зоны проводимости и коэффициенты давления энергетических зазоров между ними. Получено: *n*-InAs — $\varepsilon_{dr}=(0.35-0.11P)$ эВ; *n*-CdSnAs₂ — $\varepsilon_{dr}=(0.3-0.097P)$ эВ; *n*-CdGeAs₂ — $\varepsilon_{dr}=(-0.05-0.093P)$ эВ; *n*-GaAs ($P>8$ ГПа) — $\varepsilon_{dr}=(-0.3+0.014P)$ эВ*.

ε_{dr} — энергия глубокого резонансного донорного уровня относительно края зоны проводимости (энергия отсчитывается вверх от края зоны проводимости), P — ГПа. Величина ε_{dr} при атмосферном давлении определена для значения параметра спинового вырождения $\beta=1$.

*- Относительно края Х – долины зоны проводимости.

Литература

[1] Брудный В.Н., Известия ВУЗов, Физика **8**, 84 (1986).

[2] Под ред. Н.А. Горюновой, Ю.А. Валова. Полупроводники A²B⁴C⁵₂. М.«Советское радио». 1974, с.376.

Спектры фотовозбуждения InN

Б.А. Андреев¹, П.А. Бушуйкин^{1,2}, А.Н. Яблонский¹

¹Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 607680, Россия

²Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, 603950, г. Нижний Новгород, Россия

тел: (831)417-94-81, факс: (831)417-94-64, эл. почта: boris@ipmras.ru

Интерес к оптическим и фотоэлектрическим свойствам нитрида индия связан с тем обстоятельством, что ширина запрещенной зоны InN составляет ~ 0.64 эВ при комнатной температуре и межзонные переходы попадают в область длин волн $\lambda < 1.9$ мкм, оптимальную для оптических линий связи и дополняющую рабочий диапазон кремниевых фотовольтаических и фоточувствительных устройств. Определенные успехи в реализации излучающих структур InN: наблюдение стимулированного излучения при оптической накачке [1] и электролюминесценции в диодной структуре n-InN/p-GaN [2] контрастируют с минимальным числом исследований фотоэлектрических свойств [3, 4]. Цель работы — изучение спектров фотовозбуждения и определение области фоточувствительности InN.

В работе исследовались эпитаксиальные слои InN n-типа проводимости ($n \geq 7 \cdot 10$ см⁻³). Латеральная фотопроводимость InN регистрировалась в интервале температур 4.2 ÷ 294.

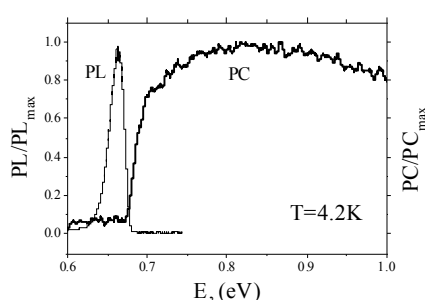


Рис. 1. Спектры фотопроводимости (PC) и люминесценции (PL) InN. T=4.2 К.

Спектры фотопроводимости сравнивались со спектрами поглощения и фотолюминесценции. Наблюдается спектр фотопроводимости в диапазоне до 1.9 эВ с красной границей фоточувствительности вблизи 0.6 эВ при комнатной температуре. Спектры фотовозбуждения (см. рис. 1) согласуется с существующими представлениями [5] о нитриде индия как о прямозонном материале с шириной запрещенной зоны $E_g = 0,67$ эВ при T=4.2 К. Результаты измерений демонстрируют возможность применения эпитаксиальных слоев нитрида индия в качестве фотоэлектрических преобразо-

вателей области длин волн $0.62 < \lambda < 1.9$ мкм.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

Литература

- [1] M.-S. Hu APL **90**, 123109 (2007).
- [2] G.-G. Wu APL **100**, 103504 (2012).
- [3] P.A. Anderson et al Conference on Optoelectronic and Microelectronic Materials and Devices, Brisbane 8-10 December 2004, Proceedings p.373 (2005).
- [4] T.V. Shubina et al, Phys. Rev. B **79**, 153105 (2009)
- [5] J. Wu, J. Apl. Phys. **106**, 011101 (2009)

Высокоомные подложки 6H-SiC для роста графена и III-N

А.А. Лебедев¹, С.П. Лебедев¹, Д.П. Литвин^{1,2}, А.В. Васильев², Ю.Н. Макаров²,
В.Н. Петров¹, А.Н. Титков¹, Р.Г. Шифман³

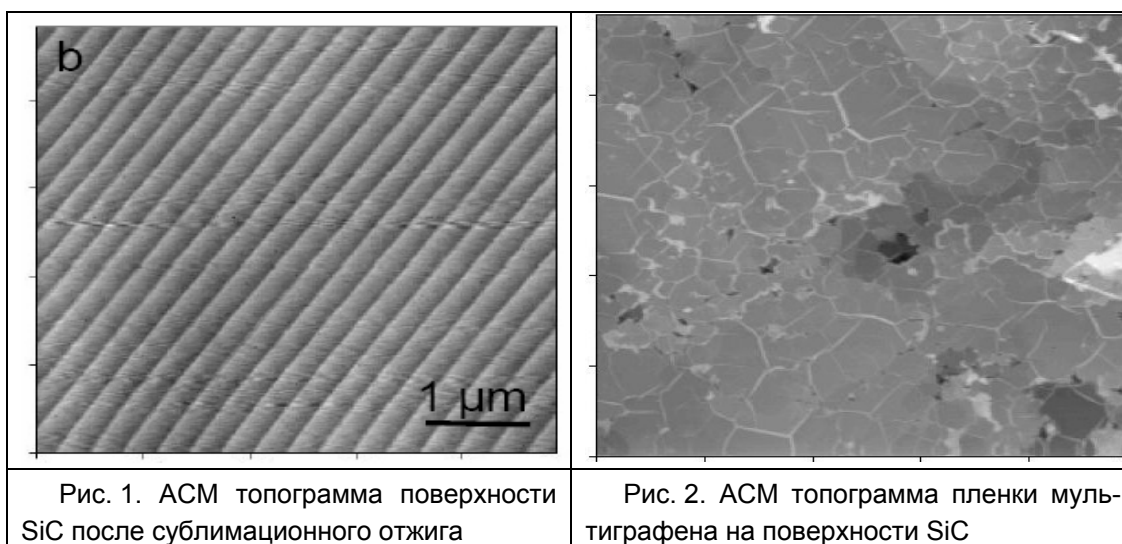
¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург 194021, Россия

²ГК «Нитридные кристаллы», 194156 СПб, пр. Энгельса, д. 27 Россия

³ЗАО «Светлана-Электронприбор», 194156, г СПб, пр. Энгельса, д. 27, Россия

тел: (812)292 71 25, факс: (812) 297-1017, эл. почта: shura.lebe@mail.ioffe.ru

Разработана технология, и начато промышленное производство высокоомных ($\rho \sim 10^5$ Ом x см) подложек карбида кремния, политипа 6H. Были выращены кристаллы полиизолирующего SiC двух типов: легированные ванадием и без дополнительного легирования. Для получения п/и материала был разработан процесс синтеза чистого источника SiC из элементарных Si и C. Плотность микропор, дислокаций и дислокационная структура, исследовалась на подложках после травления в расплаве KOH (490 C, 20 мин). Плотность различного типа дислокаций и дефектов составляет: микропоры менее 10 см^{-2} ; винтовые дислокации и краевые дислокации $(2-8) \cdot 10^3 \text{ см}^{-2}$. Полуширины рентгеновских кривых качания (FWHM) находились в диапазоне 30–70 arcsec.



Согласно полученным экспериментальным данным можно сделать вывод, что данные подложки по своему качеству пока несколько уступают подложкам фирмы CREE. В то же время было показано, что они уже могут быть использованы как для роста пленок графена (рис. 1, 2) [1], так и для гетероэпитаксии слоёв III-N [2].

Литература

- [1] Н.В. Агринская, В.А. Березовец, В.И. Козуб, И.С. Котоусова, А.А. Лебедев, С.П. Лебедев, А.А. Ситникова, ФТП, **47**, 2 (2013) 267-272
- [2] С.Ю. Курин, А.А. Антипов, И.С. Бараш, А.Д. Робенков, Х. Хелава, Ю.Н. Макаров // XI Всероссийская научно-техническая конференция «Пульсар-2012» - «Твердотельная электроника. Сложные функциональные блоки РЭА»: Тез. докл. / 17–19 октября, 2012, Дубна, Россия.

Электрические свойства и фотолюминесценция монокристаллов CdTe:Bi и CdTe:Bi:Cl

Ю.В. Клевков, С.А. Колосов, В.С. Кривобок

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т., 53, Москва, 119991, Россия

тел: (499)132-65-82, факс: (499)135-03-07, эл. почта: kolosov@sci.lebedev.ru

Изучение поведения Bi в решетке CdTe представляет интерес по двум причинам. Во-первых, легирование CdTe Bi позволяет заметно повысить фоточувствительность CdTe [1]. Во-вторых, уже при концентрациях Bi $\sim 10^{17}$ ат/см³ достигается высокое удельное сопротивление, необходимое для γ -детекторов. Согласно расчетам из первых принципов [2], в зависимости от положения уровня Ферми, атомы Bi могут замещать атомы как кадмиевой, так и теллуровой подрешетки, образуя, соответственно, акцепторный Bi_{Te} и донорный Bi_{Cd} центры. Кроме того, согласно расчетам, донор Bi_{Cd} способен связывать дополнительный электрон, переходя в DX-состояние, сопровождающееся дисторсией Яна-Теллера. Поэтому Bi_{Cd} может проявлять свойства и обычного донора, и глубокого DX-центра, поведение которого аналогично акцептору. Таким образом, высокое удельное сопротивление достигается, по-видимому, благодаря самокомпенсации вследствие амфотерного поведения Bi в решетке CdTe.

В работе исследовались низкотемпературная фотолюминесценция (НФЛ), фотопроводимость и температурные зависимости удельного сопротивления монокристаллов CdTe:Bi с содержанием Bi $\sim 10^{18}$ см⁻³ и монокристаллов CdTe двойного легирования Bi с концентрацией $\sim 10^{18}$ см⁻³ и Cl $\sim 10^{17}$ см⁻³, выращенных из расплава вертикальным методом Бриджмена. Образцы CdTe:Bi были p-типа, сильно компенсированными, а их удельное сопротивление при 300 К, в зависимости от степени легирования, варьировалось от $\sim 10^5$ до $\sim 10^9$ Ом·см. Образцы CdTe:Bi:Cl имели n-тип проводимости и удельное сопротивление $\sim 1 \div 2$ Ом·см. Проводимость низкоомных образцов CdTe:Bi определялась двумя центрами 0.29 и 0.4 эВ. При низких температурах в этих образцах наблюдался эффект незатухающей фотопроводимости, исчезающий при нагревании до 120 К. Проводимость высокоомных образцов определялась одним центром с энергией активации 0.72 эВ. Проводимость CdTe:Bi:Cl обусловлена ионизацией атомов Cl.

К особенностям исследованных образцов можно отнести тот факт, что на спектрах НФЛ помимо линий электронно-примесных комплексов фоновых примесей, D-A переходов с их участием и линии A-центра, регистрировалась линия A⁰X с энергией 1.5905 эВ, не типичной для водородоподобных акцепторов, и линия 1.56 эВ. Исследование температурной зависимости ФЛ позволило интерпретировать линию 1.56 эВ как DA-переход с участием акцептора с аномально низкой для CdTe энергией ионизации 36 мэВ и мелких доноров. Исследование данного акцептора методами резонансной спектроскопии позволило сделать предположение о неводородоподобном характере данного акцептора с типом симметрии ниже T_d. Линия 1.5905 эВ возможно относится к экситону, связанному на данном акцепторе.

Литература

- [1] E. Saucedo, O. Martinez, C.M. Ruiz, O. Vigil-Galan, I. Benito, L. Fornaro, N.V. Sochinskii, and E. Dieguez. *J. Cryst. Growth* **291**, 416 (2006).
- [2] M.-H. Du. *Phys. Rev. B* **78**, 172105 (2008).

Влияние ультразвука на люминесцентные свойства монокристаллов ZnSe

Е.М. Зобов, М.Е. Зобов, С.П. Крамынин

Институт физики Дагестанского научного центра РАН, 367003, Махачкала,
ул. М. Ярагского, 94

e-mail: marat_zobov@mail.ru

Влияние ультразвука (УЗ) на свойства полупроводников интенсивно исследуются на протяжении многих лет. Основная цель этих исследований — изучение возможности целенаправленного преобразования энергетического спектра глубоких центров, контролирующих генерационно-рекомбинационные процессы. Нами проведены исследования люминесцентных свойств кристаллов, ZnSe обработанных УЗ. Обработка УЗ осуществлялась по методике, разработанной Наими Е.К. Исследования показали, что УЗ обработка приводит: а) к росту интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) всех обработанных кристаллах (рис. 1); б) в ряде кристаллов ZnSe рост интенсивности ФЛ сопровождается трансформацией спектров излучения; в) к концентрационному перераспределению электронных ловушек, что сопровождается изменением интенсивности полос термостимулированной люминесценции.

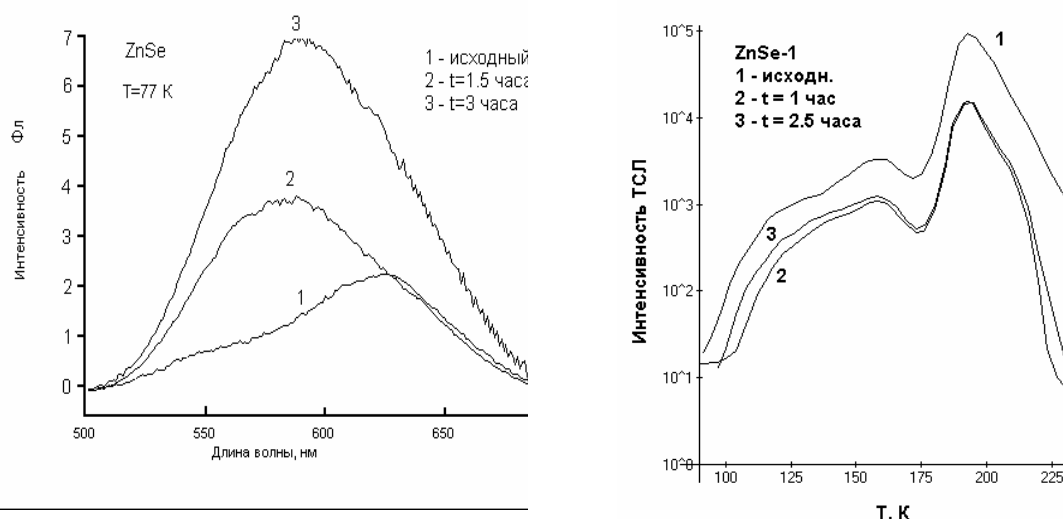


Рис. 1 Спектры фото и термолюминесценции кристаллов ZnSe в зависимости от времени обработки УЗ

Интерпретация полученных результатов выполнена в предположении о перераспределении концентрации имеющихся в кристаллах ZnSe центров излучательной рекомбинации и электронных ловушек при изменении полей напряжений дислокаций в результате УЗ воздействия.

Управление интенсивностью отраженного и прошедшего света в магнитных полупроводниках

А.В. Телегин¹, Ю.П. Сухоруков¹, С.В. Наумов¹, С.В. Телегин¹, Н.Г. Бебенин¹,
В.А. Федоров², Т.К. Менщикова²

¹Институт физики металлов УрО РАН, С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, РФ

²Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Ленинский просп., 31, Москва 119991, РФ

тел: (343)3783743, факс: (343)3745244, эл. почта: suhorukov@imp.uran.ru

Одновременное управление магнитным полем отражением и пропусканием электромагнитного излучения (эффекты магнитоотражения (МО) и магнитопротекания (МП) света) является актуальной задачей физики магнитных явлений. Ранее такая возможность была продемонстрирована для манганитов, обладающих колоссальным магнитосопротивлением [1]. В то же время такие исследования в классических магнитных полупроводниках не проводились.

В работе изучены влияние магнитного поля на интенсивность отраженного и прошедшего ИК-излучения в кристаллах хромхалькогенидных шпинелей $Hg_{1-x}Cd_xCr_2Se_4$ ($0 \leq x \leq 1$) в сравнении с данными для манганитов [2 и ссылки в них]. Обнаружены эффекты гигантского МП (до 200%) и МО (до 1,5%) разного знака, максимальные вблизи температуры магнитного фазового перехода образцов.

Установлено, что эффекты МП и МО сравнимы по величине, но имеют противоположные знаки, чем для манганитов [2,3]. Показано, что легирование ионами Cd приводит к перестройке электронной структуры шпинели и резкому изменению спектральных и температурных зависимостей эффектов. Экспериментальные результаты интерпретируются в рамках модели, учитывающей сложную зонную структуру шпинелей [3].

Полученные результаты являются важными как для изучения природы магнитоотражения и магнитопротекания света в магниторезистивных

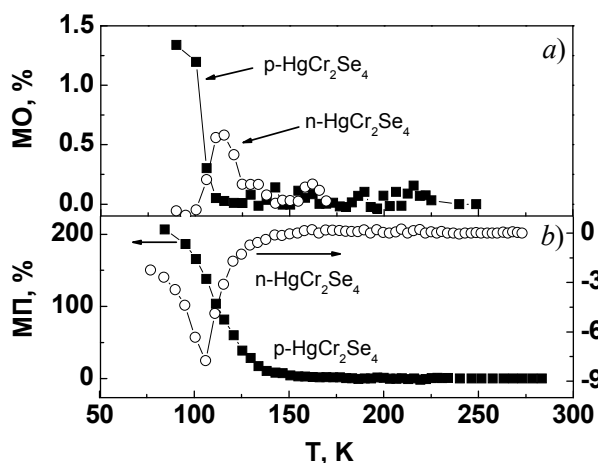


Рис. 1. Температурные зависимости: а) магнитоотражения (МО) и б) магнитопротекания (МП) света в шпинелях.

магнетиках, так и для практического применения обнаруженных эффектов.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ № 13-02-00007, 12-02-31505-мол-а и программы Президиума РАН № 12-П-2-1034.

Литература

- [1] Ю.П. Сухоруков, А.В. Телегин и др., Патент на полезную модель № 2439637, Бюллетень № 1 (2012).
[2] Ю.П. Сухоруков, А.В. Телегин и др. ЖЭТФ, **140**, 141 (2012), ЖЭТФ, **139**, 90 (2011).
[3] М.И. Ауслендер, Н.Г. Бебенин и др. ЖЭТФ, **95**(1) 247 (1989).

Моделирование рассеяния электронов в кристаллической решетке методом Монте-Карло

Нгуен-Чыонг Хиеу Тхань

Волгоградский государственный технический университет, пр. Ленина, 28, Волгоград, 400005, Россия

тел: +7(909)388-53-39, эл. почта: ntthieu@hctmus.edu.vn

Метод Монте-Карло (МК) широко используется для моделирования транспорта электронного пучка через конденсированное вещество и играет важную роль в современных электронно-эмиссионных методах диагностики поверхности, таких как Оже-электронная спектроскопия, рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия, микротомография обратно рассеянных электронов и т.д. Предварительная оценка надежности предлагаемой модели МК может быть осуществлена путем расчета коэффициента обратного рассеяния и сравнения полученных результатов с экспериментальными данными и другими реализациями МК.

При построении траектории электронов в веществе, дискретный подход с учетом каждого акта упругого и неупругого рассеяния требует не только мощного компьютера, но и огромного времени расчета. Применение приближения непрерывного замедления (ПНЗ) в МК существенно уменьшает время вычисления. В последнее время алгоритм ПНЗ, в котором потери энергии электронов рассматриваются как непрерывный процесс, широко используется в МК вместо дискретного подхода и применяется как метод тестирования алгоритмов МК (PENELOPE [1], GEANT4 [2]). Метод МК в ПНЗ требует знания только двух характеристик рассеяния: сечения упругого рассеяния и тормозной способности, т.е. средней потери энергии электрона на единице пути.

Надежность МК симуляции сильно зависит от точности сечения упругого рассеяния. При движении в твердых телах электрон рассеивается на основном атомном потенциале, отличающемся от потенциала свободного атома [3, 4] вследствие образования валентной зоны и зоны проводимости при конденсации отдельных атомов в кристаллическое твердое тело. В предыдущей работе [5], мы предложили простую модель к вычислению сечения при упругом рассеянии электронов в кристаллической решетке с энергией в области от 50 эВ до 30 кэВ. Вычисленные по нашей модели [5] сечения упругого рассеяния электронов используется в настоящей работе для моделирования транспорта электронного пучка через конденсированное вещество методом МК в ПНЗ. Предлагаемая настоящая модель работает в области энергий электронов от 50 эВ до 30 кэВ.

Литература

- [1] F. Salvat, J.M. Fernández-Varea, J. Sempau, <http://www.oecd-nea.org/dbprog/courses/penelope-2011.pdf> (2011).
- [2] E. Kieft, E.J. Bosch, Phys. D: Appl. Phys. **41**, 215310 (2008).
- [3] Н. Мотт, Г. Месси, в кн. Теория атомных столкновений; под ред. Я.И. Френкеля, Иностранная Литература, М. 1965, с. 752.
- [4] P.J. Bunyan, J.L. Schonfelder, Proc. Phys. Soc. **85**, 455 (1965).
- [5] В.А. Смоляр, Нгуен Чыонг Тхань Хиеу, Известия ВолГТУ. Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь», **6**, 11 (2011).

Рентгенофлуоресцентный анализ халькогенидных стекол

А.В. Марченко¹, П.П. Серегин¹, Е.И. Теруков²

¹Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена, наб. р. Мойки, дом 49, 191186, Санкт-Петербург, Россия

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
тел: +7-921-3-100-200, эл. почта: ppseregin@mail.ru

Халькогенидные стеклообразные полупроводники и аморфные пленки на их основе принадлежат к группе химических соединений переменного состава. Отсутствие дальнего порядка в стеклах и пленках делает невозможным использовать в качестве контроля за химическим составом стекол неразрушающего метода — рентгенофазового анализа, тогда как присутствие в наиболее важных с практической точки зрения сплавах мышьяка приводит к существенным трудностям при определении их состава классическими методами химического анализа. Все это стимулирует развитие новых методов. Одним из таких методов является метод рентгенофлуоресцентного. Однако к началу наших исследований практически отсутствовали работы, относящиеся к применению рентгенофлуоресцентной спектроскопии для определения количественного состава халькогенидных стекол и пленок.

В настоящей работе приведены экспериментальные результаты по определению количественного состава стеклообразных сплавов и пленок систем As_xS_{1-x} , As_xSe_{1-x} , Ge_xS_{1-x} , Ge_xSe_{1-x} и $As_x(Ge_ySe_{1-y})_{1-x}$, являющихся наиболее типичными представителями халькогенидных полупроводников, методом рентгенофлуоресцентной спектроскопии. Поскольку отношения интенсивностей K_α -линий мышьяка, селена, серы и германия для исследованных образцов зависят от многих факторов (выходов флуоресценции, сечений поглощения как первичного, так и флуоресцентного излучений всеми атомами), практически невозможно для проведения количественного анализа непосредственное использование теоретических соотношений для соотношения интенсивностей линий в рентгенофлуоресцентных спектрах. Поэтому для определения количественного состава бинарных сплавов и пленок использовался метод стандарта: измерялись рентгенофлуоресцентные спектры стандартов — стекол $As_{0.4}S_{0.6}$, $Ge_{0.3333}S_{0.6667}$, $As_{0.4}Se_{0.6}$, $Ge_{0.3333}Se_{0.6667}$ и соответствующих пленок, для них определялись площади под $K_{\alpha 1,2}$ -линиями мышьяка, селена, серы и германия, определялись их атомные доли и строились калибровочные зависимости, которые аппроксимировались полиномами второй степени — эти полиномы и их графики служат градуировочными соотношениями для определения состава мишеней по полученному из спектров значению x_{PFA} . Для определения количественного содержания мышьяка, германия и селена в стеклообразных сплавах $Ge_tAs_sSe_{1-t-s}$ методом рентгенофлуоресцентного анализа также реализован метод стандарта - измерялись рентгенофлуоресцентные спектры стандартного сплава $Ge_{0.2}As_{0.4}Se_{0.4}$, из них определялись атомные доли мышьяка, германия и селена, а затем строились зависимости $x_{PFA} = f(x)$ и $y_{PFA} = f(y)$ для системы $As_x(Ge_ySe_{1-y})_{1-x}$. Указанные зависимости позволяют определить состав стекол и пленок с точностью ± 0.0005 для x и y . Некоторый разброс данных объясняется большей погрешностью в определении x по составу исходной шихты (не лучше, чем ± 0.0005) по сравнению с погрешностью в определении x_{PFA} (не хуже, чем ± 0.0002). Максимальная погрешность в определении x по калибровочным соотношениям не превышает ± 0.0005 .

Влияние хемосорбированных на поверхности нанопленок иттербия молекул на свойства границ раздела нанопленка – кремний

Д.В. Бутурович, М.В. Кузьмин, М.А. Митцев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
тел: (812) 292-7148, факс: (812) 297-1017, эл. почта: m.kuzmin@mail.ioffe.ru

В представляемой работе впервые экспериментально показано, что некоторые молекулы, хемосорбированные на поверхности нанопленок толщиной до 6 нм, оказывают дальнедействующее влияние на свойства границ раздела, образованных противоположной поверхностью таких пленок и поверхностью трехмерного кремниевого образца. В работе исследовались нанопленки иттербия. В качестве подложек использовались монокристаллические образцы кремния с ориентацией поверхности (111) и атомной структурой (7×7). Пленки иттербия наносились на кремний при комнатной температуре. В качестве адсорбированных молекул использовались кислород и монооксид

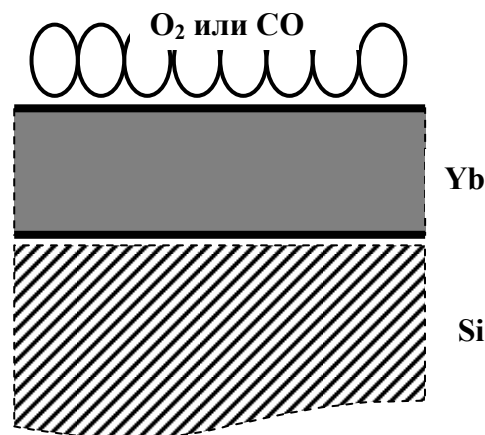


Рис. 1.

углерода. Исследования проводились с помощью фотоэлектронной спектроскопии (ФЭС) высокого разрешения с использованием синхротронного излучения, электронной Оже-спектроскопии (ЭОС), дифракции медленных электронов, термодесорбционной спектроскопии и метода измерения контактной разности потенциалов (КРП).

Было установлено, что при хемосорбции молекул кислорода и монооксида углерода на нанопленках иттербия (схема опытов показана на рис. 1) образование силицидов на границе раздела нанопленка — кремниевая подложка не происходит. Это наблюдается во всей области температур, в которой десорбция молекул еще не происходит (300–900 К). В отсутствие же адсорбированных молекул формирование силицида Yb начинается при 500–600 К.

Экспериментальные данные, полученные с помощью ФЭС, ЭОС и КРП, позволили установить, что блокирование силицидообразования является следствием того, что при хемосорбции молекул на нанопленках иттербия происходит коренная перестройка электронной структуры этих пленок. Эта перестройка выражается, прежде всего, в том, что 5d-уровень иттербия опускается ниже уровня Ферми, в результате чего становится возможным переход 4f → 5d. Следствием указанных процессов является переход иттербия из двухвалентного состояния, в котором он находился до адсорбции молекул, в трехвалентное. Существенно, что влияние хемосорбированных молекул является дальнедействующим; оно затрагивает большое количество слоев пленок иттербия. По проведенным оценкам, указанное дальнедействие составляет 10 и более моноатомных слоев.

Стимулированный хемосорбированными молекулами переход иттербия из двухвалентного состояния в трехвалентное сопровождается упрочнением связи между атомами в нанопленке. Это приводит, в конечном счете, к тому, что образование силицида, в котором валентность иттербия меньше трех, становится энергетически невыгодным.

Пространственное упорядочение нанокристаллов Ge при эпитаксии на гетерофазных подложках

В.А. Зиновьев, А.В. Двуреченский, П.А. Кучинская, В.А. Армбристер

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)333-26-24, факс: (383)333-24-66, эл. почта: zinoviev@isp.nsc.ru

Группы туннельно-связанных нанокристаллов (квантовых точек) упорядоченных в пространстве считаются перспективными объектами для создания на их основе приборов нового поколения, использующих квантово-размерные эффекты [1]. В данной работе исследуется пространственная организация нанокристаллов Ge при эпитаксии на гетерофазных подложках, представляющих собой подложки Si(100) с предварительно созданными на них затравками в виде напряжённых SiGe нанодисков. Обнаружено, что на поверхности формировались группы из близкорасположенных островков Ge в форме *hut*-кластеров. (рис. 1), обладающих преимущественной ориентацией: как абсолютной (по отношению к кристаллографическим направлениям типа $\langle 100 \rangle$), так и относительно друг друга. Для выяснения механизма зарождения и роста нанокристаллов в группе с упорядоченным их расположением были проведёны расчёты распределения плотности энергии упругой деформации вдоль поверхности напряжённого SiGe диска, встроенного в Si. Расчёты показали, что вблизи периметра круговой затравки имеется 4 локальных минимума плотности упругой энергии, расположенных по направлениям типа $\langle 100 \rangle$ относительно центра затравки. Установлено, что наличие локальных минимумов энергии обусловлено анизотропией упругих свойств Si и Ge. Исследования методом сканирующей электронной микроскопии (СТМ) начальных стадий роста нанокристаллов в зависимости от количества осаждённого Ge показали, что именно над этими минимумами упругой энергии происходит зарождение островков. Мы предполагаем, что минимум упругой энергии соответствует минимуму химического потенциала на поверхности затравки. Это объясняет корреляцию между распределением упругой энергии и местами зарождения островков Ge: атомам энергетически выгодно мигрировать в область локального минимума химического

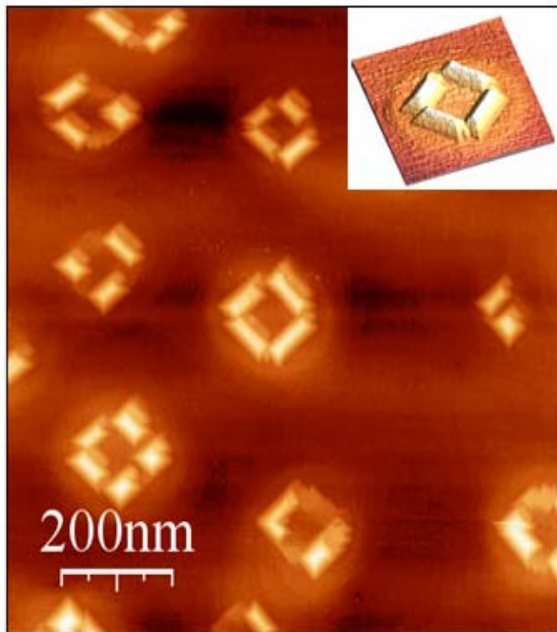


Рис. 1. СТМ-изображение участка поверхности с группами пространственно упорядоченных нанокристаллов Ge. **Вставка:** трёхмерный вид упорядоченной структуры состоящей из 4 нанокристаллов.

потенциала, что повышает вероятность зарождения островка над этим минимумом. Работа поддержана РФФИ (гранты 12-02-90036, 12-02-31077).

Установлено, что наличие локальных минимумов энергии обусловлено анизотропией упругих свойств Si и Ge. Исследования методом сканирующей электронной микроскопии (СТМ) начальных стадий роста нанокристаллов в зависимости от количества осаждённого Ge показали, что именно над этими минимумами упругой энергии происходит зарождение островков. Мы предполагаем, что минимум упругой энергии соответствует минимуму химического потенциала на поверхности затравки. Это объясняет корреляцию между распределением упругой энергии и местами зарождения островков Ge: атомам энергетически выгодно мигрировать в область локального минимума химического

Литература

[1] S. Kiravittaya, A. Rastelli, O. G Schmidt Rep. Prog. Phys. **72**, 046502 (2009).

Формирование наногетероструктур в системах $A^{III}B^V-A_2^{III}B_3^{VI}$ обработкой поверхности $A^{III}B^V$ в парах халькогена

Н.Н. Безрядин¹, Г.И. Котов¹, С.В. Кузубов², Ю.Н. Власов¹

¹ФГБОУ ВПО Воронежский государственный университет инженерных технологий 1, пр. Революции, 19, Воронеж, 394036, Россия

²ФГБОУ ВПО Воронежский институт ГПС МЧС России 231, ул. Краснознаменная, 12, Воронеж, 394052, Россия

тел:(473)255-42-67, факс:(473)255-42-67, эл. почта: kuzub@land.ru, phys@vsuet.ru

Атомно-гладкие, химически чистые поверхности полупроводников и резкие границы раздела необходимы для создания искусственных полупроводниковых микроструктур, в которых реализуются электронные явления в сверхтонких (квантоворазмерных) слоях и областях пространственного заряда гетероструктур.

В данной работе, с целью установления закономерностей образования новой фазы на поверхности GaAs, InAs и GaP в процессе взаимодействия с селеном проводятся исследования кинетики образования слоёв из селенидов галлия и индия на поверхностях подложек соответственно из GaAs, GaP и InAs в процессе термической обработки их в парах селена. Методами электронной микроскопии, рентгеноспектрального микроанализа изучены структурно-фазовые превращения поверхностей GaAs(100) и GaAs(111), InAs(100) и InAs(111), GaP(100) и GaP(111), обработанных в парах селена в диапазоне температур и времен процесса, соответствующих начальной стадии реакции гетероэпитаксиального замещения (ГВЗ). Установлено, что в процессе ГВЗ в парах халькогенов на поверхности подложек $A^{III}B^V$ в зависимости от технологических режимов вместо аморфного слоя собственных оксидов образуется тонкий (3–10 нм) монокристаллический псевдоморфный к подложке слой халькогенида $A^{III}_2B^{VI}_3$.

Показано, что в процессе обработки в Se_2 происходит образование слоя Ga_2Se_3 и наблюдается стабилизация реконструкции GaAs(100)(2x2) и GaP(100)(2x2) псевдоморфным слоем Ga_2Se_3 , а также реконструкции GaAs(111)($\sqrt{3} \times \sqrt{3}$)-R30⁰, GaP(111)($\sqrt{3} \times \sqrt{3}$)-R30⁰ и InAs(111)($\sqrt{3} \times \sqrt{3}$)-R30⁰ псевдоморфными слоями Ga_2Se_3 , Ga_2Se_3 и In_2Se_3 , соответственно [1, 2].

Впервые идентифицирована фаза In_2Se_3 в наноразмерном плёночном состоянии со структурой сфалерита и кубические фазы с упорядоченными вакансиями катиона Ga_2Se_3 и In_2Se_3 псевдоморфные к GaAs и InAs, соответственно.

Методами РЭМ и АСМ показано, что обработка подложки GaAs в парах селена и последующее удаление образованного слоя Ga_2Se_3 повышает степень атомной гладкости поверхности подложки. Это объясняется в рамках ранее установленного механизма протекания ГВЗ в системе $A^{III}B^V$ -халькоген.

Электронные процессы в изготовленных полупроводниковых гетероструктурах с наноразмерными плёнками Ga_2Se_3 , In_2Se_3 исследованы методами фото-ЭДС, фото-ВАХ, фото-CV, а также ВАХ, CV, НСГУ [3].

Литература

- [1] Н.Н. Безрядин, Г.И. Котов, С.В. Кузубов и др., Кристаллография, т. **55**, №5, с. 896–899 (2010).
- [2] Н.Н. Безрядин, Г.И. Котов, С.В. Кузубов и др. Кристаллография, т. **56**.- № 3,- с. 565–569 (2011)
- [3] Н.Н. Безрядин, Г.И. Котов, И.Н. Арсентьев и др. ФТП, т. **46**, выпуск 6, –с. 756–760 (2012)

Стимулированное излучение на двух частотах при оптической накачке двухслойных гетероструктур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Ю.Н. Ноздрин¹, А.В. Окомельков¹, В.С. Варавин², С.А. Дворецкий², М.В. Якушев²

¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, ГСП-105, Россия

²Институт физики полупроводников СО РАН, просп. Лаврентьева, д.13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (831) 417-94-73, факс: (831) 417-94-64, эл. почта: okom@ipm.sci-nnov.ru

Приводятся результаты по наблюдению двухчастотного стимулированного излучения из гетероструктуры на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ) при оптической накачке при температурах $T = 77-150$ К. Спектральные линии излучения наблюдались на длинах волн $\lambda_1 \sim 2$ мкм и $\lambda_2 \sim 3$ мкм при различной температуре.

Измерения были проведены при различных температурах на структурах, имеющих несколько слоев КРТ с разным составом (распределение состава по толщине в слоях КРТ гетероструктуры M070212 представлено на рис. 1). Образцы имели размер 2 x 4 мм или 3 x 4 мм.

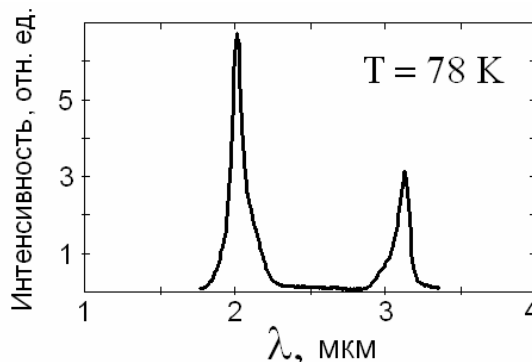
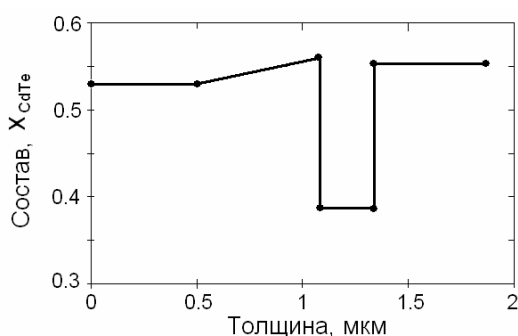


Рис. 1. Распределение состава по толщине. Рис. 2. Спектр стимулированного излучения.

Накачка образцов осуществлялась со стороны слоя КРТ, по нормали к его поверхности. Для накачки нами использовался Nd:YAG лазер ($\lambda = 1.06$ мкм) с длительностью импульсов около 200 нс. Интенсивность засветки образца импульсами накачки могла меняться, и составляла $3-30$ кВт/см². Образцы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ закреплялись внутри криостата со стабилизированной температурой (в диапазоне от 77 К до 300 К) и оптическим входом.

На рис. 2 показан спектр излучения образца при температуре $T = 78$ К. При интенсивностях накачки выше порогового значения наблюдалось резкое уменьшение ширины спектральных линий по сравнению с линиями спонтанного излучения. При этом резко возрастала интенсивность излучаемого образцом сигнала. Спектральные линии в областях длин волн 2 и 3 мкм соответствуют излучению из разных пространственных областей образца (по толщине). Линия на длине волны 3 мкм соответствует излучению из узкой ямы (толщиной около 0,25 мкм) с $x \approx 0,39$. Линия на длине волны 2 мкм соответствует излучению из приповерхностного слоя, где $x \approx 0,55$. Относительная ширина этих линий по уровню интенсивности сигнала 0.5 от максимального значения составляет 3-4 процента, что связано с неоднородным уширением спектральной линии в образцах КРТ.

Универсальный характер модели решёточного газа в анализе различных процессов на поверхности полупроводников

А.А. Лямкина, В.Г. Мансуров, С.П. Мощенко, Ю.Г. Галицын

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, пр. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)330-69-45, факс: (383)330-69-45, эл. почта: lyamkina@isp.nsc.ru

Использование модели решёточного газа (РГ) обычно предполагает, что на одну ячейку решёточного газа приходится один атом. В реальности для заполнения одной ячейки РГ, совпадающей с элементарной ячейкой, зачастую требуется несколько атомов. К примеру, в гомоэпитаксии GaAs(001) элементарная ячейка реконструированной поверхности $\beta(2 \times 4)$ состоит из 16 атомов. Кроме того, между однотипными ячейками РГ существует латеральное отталкивание, однако, для объяснения явлений конденсации обычно вводят некоторый потенциал притяжения, не поясняя его происхождение.

В нашей работе, используя статистический подход, мы показали, что учёт одного промежуточного состояния РГ приводит к описанию заполнения поверхности более универсальной трёхпараметрической изотермой. При этом многочастичное взаимодействие элементарных ячеек приводит к эффективному потенциалу притяжения. Данный подход позволяет описать различные процессы на поверхности полупроводников. Так трёхпараметрические изотермы были использованы нами при описании реконструкционных переходов $\beta(2 \times 4) \rightarrow \alpha(2 \times 4)$ [1] и $c(4 \times 4) \rightarrow \gamma(2 \times 4)$ [2] на поверхности (001)GaAs. В работе [3] мы рассмотрели гомоэпитаксию GaAs как двумерный фазовый переход 1 рода и получили уравнение состояния растущей поверхности. Построенная теория позволила адекватно описать экспериментальные данные по дифракции быстрых электронов во время роста. Наконец, используя статистический подход, мы описали скачок плотности в ансамбле квантовых точек (КТ) [4]. При этом ячейкой РГ является уже квантовая точка, и происходит ФП от решеточного газа с малой плотностью к конденсированному состоянию с высокой плотностью КТ.

Таким образом, предложенная расширенная модель РГ позволяет описать различные процессы на поверхности полупроводников. При этом фазовые переходы в решёточном газе в зависимости от параметров взаимодействия могут быть как симметричными или асимметричными, так и разрывными или непрерывными.

Литература

- [1] Ю.Г. Галицын, Д.В. Дмитриев, В.Г. Мансуров, С.П. Мощенко, А.И. Торопов, Письма ЖЭТФ **81**, 766 (2005).
- [2] Ю.Г. Галицын, Д.В. Дмитриев, В.Г. Мансуров, С. П. Мощенко, А.И. Торопов, Письма ЖЭТФ **84**, 596 (2006).
- [3] Ю.Г. Галицын, Д.В. Дмитриев, В.Г. Мансуров, С.П. Мощенко, А.И. Торопов, Письма ЖЭТФ **86**, 553 (2007).
- [4] Yu.G. Galitsyn, A.A. Lyamkina, S.P. Moshchenko, T.S. Shamirzaev, A.I. Toropov. Self-assembled Quantum Dots: from Stranski-Krastanov to Droplet Epitaxy, Chapter in “Self-Assembly of Nanostructures”, The INFN Lectures, Vol. III, Series: Lecture Notes in Nanoscale Science and Technology, Vol. 12, Bellucci, Stefano (Ed.) 2012, pp. 127–200.

Влияния ультрафиолетового облучения и температуры на проводимость тонких In_2O_3 пленок, полученных автоволновым окислением

И.А. Тамбасов, В.Г. Мягков, А.А. Иваненко

Институт физики СО РАН, Академгородок, 50, Красноярск, 660036, Россия

тел: (391)243-26-35, факс: (391)243-89-23, эл. почта: *tambasov_igor@mail.ru*

Благодаря своим свойствам пропускать видимый свет и проводить электрический ток, пленки In_2O_3 используются в газовой сенсорике, тонкопленочных прозрачных транзисторах, плоских дисплеях, электрохромных устройствах, солнечных элементах и т.д. [1]. В настоящее время развиваются низкотемпературные и простые методы получения In_2O_3 пленок [2].

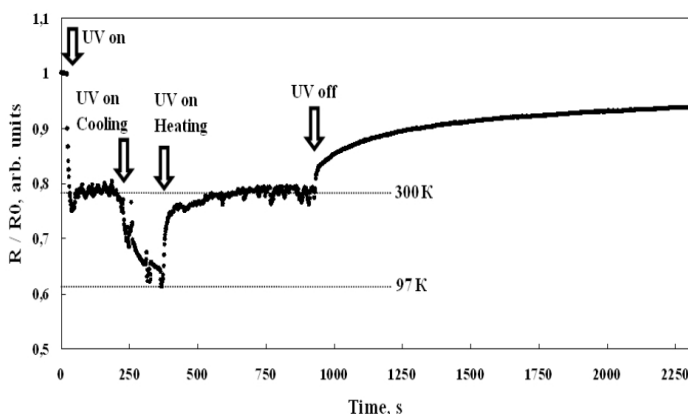


Рис. 1. Изменение сопротивления пленок оксида индия при УФ облучении и охлаждении.

(254–435 нм) и температуры на сопротивление пленок оксида индия (рис. 1), полученных автоволновым окислением. Показано, что при облучении УФ светом происходит резкое уменьшение электрического сопротивления (~23 %) пленок оксида индия при комнатной температуре. При уменьшении температуры во время облучения уменьшается электрическое сопротивление (~40 %). После прекращения облучения электрическое сопротивление пленки релаксирует с двумя скоростями ~15 Ом/сек первые 30 секунд и ~7 Ом/сек в последующее время.

Установлено, что коэффициент пропускания в диапазоне длин волн 5–20 мкм уменьшается после облучения светом. На длине волны 6.3 мкм изменение составляло 3,1 % при комнатной температуре. После прекращения облучения наблюдалась релаксация коэффициента пропускания со скоростью ~ 0.006 % /сек.

Показано, что релаксация электрического сопротивления и коэффициента пропускания пленок оксида индия имеют одинаковый характер, что подтверждает предположение о генерации дополнительных носителей заряда за счет механизма фотовосстановления.

Литература

- [1] C.G. Granqvist. Sol. Energy Mater. Sol. Cells, **91**, 1529 (2007).
- [2] M.G. Kim, M.G. Kanatzidis, A. Facchetti, T.J. Marks. Nat. Mater., **10**, 382 (2011).
- [3] И.А. Тамбасов, В.Г. Мягков, А.А. Иваненко, И.В. Немцев, Л.Е. Быкова, Г.Н. Бондаренко, Ю.Л. Михлин, И.А. Максимов, В.В. Иванов, С.В. Балашов, Д.С. Карпенко. ФТП, **47**, 546 (2013).

Процессы формирования GaAs наноструктур: Монте-Карло моделирование

М.В. Князева^{1,2}, И.Г. Неизвестный¹, Н.Л. Шварц^{1,2}

¹ИФП СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

²НГТУ, пр. К.Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия

тел: (383) 333-14-75, факс: (383) 333-27-71, эл. почта: nataly.shwartz@gmail.com

С помощью решеточной Монте-Карло модели реализован рост нитевидных нанокристаллов (ННК) по механизму пар-жидкость-кристалл на поверхности GaAs(111)В, активированной золотом и рост GaAs компактных трехмерных островков и нанокольцев в процессе капельной эпитаксии (КЭ) на поверхности GaAs(111)А. Продемонстрирована зависимость морфологии растущих наноструктур от параметров роста. Получены убывающая

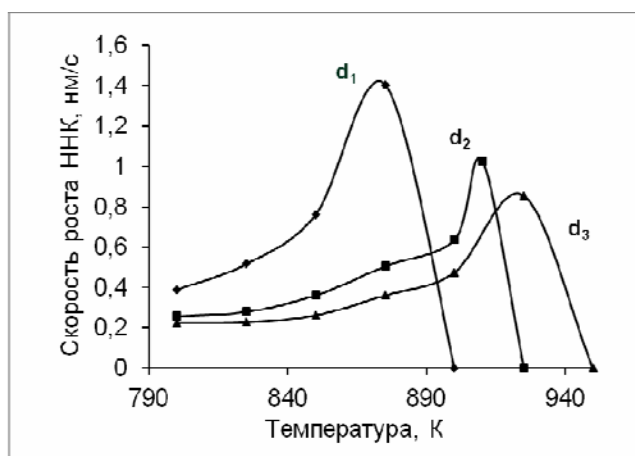


Рис. 1. Зависимость скорости роста GaAs ННК от температуры подложки ($d_1 < d_2 < d_3$); $F_{Ga} = 0.5$ МС/с.

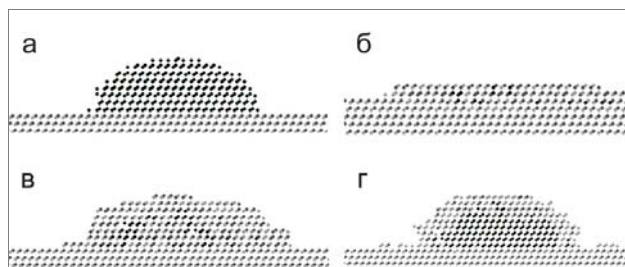


Рис. 2. Фрагменты сечения модельной поверхности (КЭ) до осаждения As_2 (а) и после осаждения: б) $T = 620$ К, $F_{As_2} = 0.1$ МС/с, в) $T = 620$ К, $F_{As_2} = 10$ МС/с, г) $T = 420$ К, $F_{As_2} = 10$ МС/с (черным цветом указан Ga в жидкой фазе, светло серым — атомы As, темно-серым — атомы Ga).

зависимость скорости роста ННК от диаметра капли катализатора, и увеличение скорости роста с уменьшением плотности ННК на поверхности, что характерно для диффузионного механизма роста. Показано, что максимально допустимая температура роста ННК уменьшается с уменьшением диаметра капли катализатора d (рис. 1). Продемонстрирована нелинейная зависимость скорости роста ННК от осажденной дозы галлия.

При моделировании КЭ на поверхность GaAs с каплями жидкого галлия осаждался поток молекулярного мышьяка As_2 . В зависимости от температуры подложки и интенсивности потока мышьяка формировались разные структуры: плоские островки, нанокольца, компактные островки GaAs и капли Ga покрытые оболочкой GaAs. Модельные результаты качественно согласуются с экспериментом [1].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 11-02-00045-а), МИП №47 и программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 24.

Литература

[1] K. Watanabe, N. Koguchi, Y. Goton, Jpn. J. Appl. Phys. **39**, No 2A, L79 (2000).

Фотоэлектрические преобразователи на основе Si различной ориентации с наноразмерными плёнками Ga₂Se₃

Н.Н. Безрядин¹, Г.И. Котов¹, Ю.Н. Сыноров¹, С.В. Кузубов², Ю.Н. Власов¹,
А.В. Буданов¹, Г.А. Панин¹

¹ФГБОУ ВПО Воронежский государственный университет инженерных технологий 1,
пр. Революции, 19, Воронеж, 394036, Россия

²ФГБОУ ВПО Воронежский институт ГПС МЧС России 231, ул. Краснознамённая, 12,
Воронеж, 394052, Россия

тел.: (473)255-42-67, факс: (473)255-42-67, эл. почта: kuzub@land.ru, phys@vsuet.ru

Известно, что широкозонный полупроводник со стехиометрическими вакансиями Ga₂Se₃ по параметру кристаллической решётки практически полностью соответствует решётке кремния (0,542 нм и 0,543 нм соответственно). Этот факт предопределяет принципиальную возможность формирования гетерограницы Ga₂Se₃-Si более совершенной, чем известные гетерограницы кремния с аморфными диэлектрическими плёнками [1]. Плёнки селенида галлия формировались по методике, описанной в работе [2]. Структура плёнок Ga₂Se₃, исследованных в просвечивающем электронном микроскопе H-800 в режиме микродифракции, соответствует кубической пространственной группе F43m. Установлено также, что после обработки поверхности Si(100) в потоке атомов Ga (или в парах селена) в эпитаксиальных слоях Ga₂Se₃(100) наблюдается упорядочение стехиометрических вакансий галлия. Кроме этого показано, что в процессе напыления слоёв селенида галлия в изучаемых условиях стабилизируется реконструированная по типу (1×2) поверхность кремния

В данной работе исследуются фотоэлектрические характеристики гетероструктур Ga₂Se₃-Si с полупрозрачными контактами из Au. В спектральной зависимости фототока гетероструктур, сформированных на подложках из Si(211), в отличие от характеристик структур на Si(001) и Si(111), наблюдается сдвиг края спектра в сторону больших длин волн на ~ 180 нм. На наш взгляд это обусловлено фотоэмиссией из контакта (Au) в область пространственного заряда Si подложки. Такая возможность обеспечивается снижением плотности поверхностных электронных состояний (ПЭС) на гетерогранице Ga₂Se₃-Si(211). С целью проверки этого предположения проведены исследования электронных состояний во всех типах сформированных гетероструктур методами C-V характеристик и НСГУ [3]. Установлено, что в структурах на Si(211) действительно снижается плотность ПЭС до значений ~ 5·10¹⁰ эВ⁻¹см⁻². Это снижение связывается с особенностями структуры гетерограницы на Si(211) на основе данных просвечивающей электронной микроскопии. Исследованные в работе свойства гетерограницы Ga₂Se₃-Si(211) с учётом предложенной ранее технологии [2] формирования плёнок GaAs на Si позволяет рассматривать возможность изготовления гетерофотоэлемента типа GaAs-Ga₂Se₃-Si(211) с туннельно-прозрачными плёнками Ga₂Se₃ в качестве переходной области между Si и GaAs.

Литература

- [1] Н.Н. Безрядин, А.С. Дронов, Т.А. Кузьменко и др. Микроэлектроника, т. 27, № 5, с.565–569 (1998).
- [2] Б.И. Сысоев, Н.Н. Безрядин, Ю.В. Сыноров и др. Неорган. Мат., т. 27, №3, с. 470–473 (1991).
- [3] Н.Н. Безрядин, Г.И. Котов, А.В. Каданцев и др. ПТЭ, номер 3, с. 119–122 (2010).

Стимулированное формирование люминесцирующих нанокристаллов Si в гетероструктурах Si/SiO₂ под действием быстрых тяжелых ионов

Г.А. Качурин¹, С.Г. Черкова^{1,2}, В.А. Володин^{1,2}, В.А. Скуратов³, А.Г. Черков^{1,2},
Г.Н. Камаев^{1,2}, А.Х. Антоненко^{1,2}

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

²Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

³Объединенный институт ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри, 6, Дубна, 141980, Россия

тел: (383)333-24-70, факс: (383)333-27-71, эл. почта: cherkova@isp.nsc.ru

Благодаря квантово-размерным ограничениям нанокристаллы Si (нк-Si) способны интенсивно люминесцировать в видимой и инфракрасной областях, что открывает возможность создания на базе Si устройств оптической и электронной обработки информации. Обычно нк-Si получают за счет их самоорганизации при распаде SiO_x с избытком Si. Однако в этом случае разброс нк-Si по размерам довольно велик и трудно проконтролировать независимо их размеры и концентрации. Сейчас эту проблему пытаются решить отжигом наноразмерных гетероструктур Si/SiO₂, где размеры нк-Si задаются толщиной слоев Si. К сожалению, с уменьшением толщин кристаллизация Si затрудняется. Нами исследована возможность стимулирования кристаллизации облучением быстрыми тяжелыми ионами. Их торможение в мишени происходит в основном за счет ионизационных потерь. В результате образуются треки диаметром в несколько нм, внутри которых в течение 10⁻¹¹–10⁻¹⁰ с уровни ионизации могут достигать 10²² см⁻³, а температуры 5000 К. Таким образом, активными факторами могут быть нагрев, ионизация (разрыв межатомных связей) или «кулоновский взрыв» — мгновенное расталкивание положительно заряженных атомов.

Нами использовались 4–7 пар плазменно-осажденных слоев Si/SiO₂ с толщинами Si 4–8 нм и окисла ~10 нм. Облучения ионами Хе с энергией 167 МэВ проводились на циклотроне ИЦ-100 ЛЯР ОИЯИ дозами 10¹¹–3·10¹⁴ см⁻². Потери на ионизацию в слоях были ~14.5 кэВ/нм. Пост-имплантационные отжиги проводили в атмосфере N₂ в течение 30 мин. Свойства слоев контролировались с помощью спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ), рамановского рассеяния и высокоразрешающей электронной микроскопии на микроскопе JEM-4000 EX. Проведенные исследования показали, что облучение приводит к частичному размытию границ слоев Si и SiO₂. В результате происходит перемешивание фаз с попаданием Si в окисел. В спектрах ФЛ наблюдалось появление полосы с максимумом вблизи 500 нм, интенсивность которой росла вплоть до дозы 5·10¹³ см⁻². Источниками ФЛ считаются формирующиеся нанокластеры Si. Данные рамановского рассеяния свидетельствуют о потере некоторой доли атомов мишени, причем эти потери также растут с дозой. После отжига 1100 °С ФЛ усиливалась и максимум смещался к λ~800 нм, характерному значению для нк-Si. Интенсивность полосы росла с дозой ионов. Электронная микроскопия подтвердила образование нк-Si в отожженных образцах. Обсуждается вклад каждого из возможных факторов в стимуляцию формирования нк-Si, сделан вывод, что совокупность полученных результатов наилучшим образом согласуется с моделью термических пиков.

Влияние поверхностного рассеяния электронов на поглощение электромагнитного излучения мелкой металлической частицей

И.А. Кузнецова, М.Е. Лебедев

Ярославский Государственный Университет им. П.Г. Демидова, ул. Советская, 14, Ярославль, 150000, Российская Федерация

эл. почта: mihaleb@ya.ru

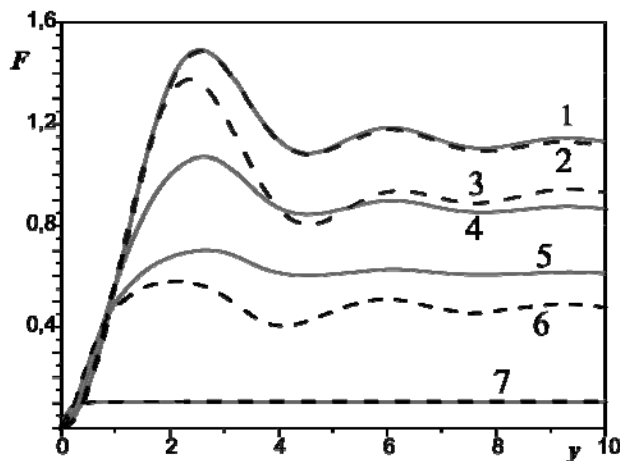
Рассматривается магнитное дипольное поглощение электромагнитного излучения мелкой металлической частицей сферической формы. Если радиус частицы a сравним с длиной свободного пробега электронов λ или меньше ее, взаимодействие электронов проводимости с поверхностью частицы начинает оказывать значительное влияние на ее оптические характеристики: появляется нетривиальная зависимость сечения поглощения от отношения a/λ . В этом случае теория Ми взаимодействия электромагнитного излучения со сферической частицей оказывается неприменимой, и задачу необходимо решать в рамках кинетического подхода [1].

Для нахождения неравновесной функции распределения решается уравнение Больцмана в приближении времени релаксации и в линейном по внешнему магнитному полю приближении. В качестве кинетического граничного условия для функции распределения используется модель Соффера, учитывающая, в отличие от модели Фукса, зависимость коэффициента зеркальности q от дефектов поверхности (параметра шероховатости H) и угла падения θ электронов между вектором скорости электрона и нормалью к внутренней поверхности частицы: $q(H, \theta)$. По найденной функции распределения определяется вихревой ток и рассчитывается сечение поглощения.

В работе показано существенное влияние свойств поверхности образца (характера обработки поверхности) на поглощение излучения в дальнем ИК диапазоне.

С уменьшением размера частицы и ростом параметра шероховатости поверхности H максимальное значение сечения поглощения увеличивается.

На рисунке представлены спектры поглощения для моделей граничных условий Соффера и Фукса. Видно, что для модели Соффера спектральные зависимости имеют более выраженный осциллирующий характер. При частоте поля, равной частоте столкновений электронов с поверхностью, возникает резонансно-подобное возрастание поглощения.



Зависимость безразмерного сечения поглощения F от безразмерной частоты поля y для граничных условий Соффера (пунктирные кривые 2, 3, 6, 8 — $H = 1, 0.25, 0.1, 0$ соответственно) и Фукса (сплошные 1, 4, 5, 7 — $q = 0, 0.25, 0.5, 1$)

Литература

[1] А.Г. Лескис, В.Е. Пастернак, А.А. Юшканов. ЖЭТФ **83**, 310 (1982).

Время жизни носителей заряда в твёрдом растворе $Pb_{1-x}Sn_xTe$, легированном индием, в области состава $x \approx 0,3 \div 0,33$

Д.В. Ищенко, А.Э. Климов, В.Н. Шумский

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)330-66-31, факс: (383)330-27-71, эл. почта: miracle4348@gmail.com

Как известно, при легировании индием узкозонного полупроводника $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с $x=0,24-0,28$ наблюдается так называемый переход «металл-диэлектрик» при температуре ниже 20 К. При этом вольтамперные характеристики определяется током, ограниченным пространственным зарядом в присутствии ловушек для носителей заряда [1]. При увеличении содержания олова в растворе происходит уменьшение ширины запрещенной зоны [2] и, как следствие — сдвиг красной границы фоточувствительности в ИК область (для состава $x = 0,32$ ширина зоны, согласно [2], равна 0,016 эВ, а $\lambda_{кр.} \approx 77$ мкм). Впервые получены эпитаксиальные пленки $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$

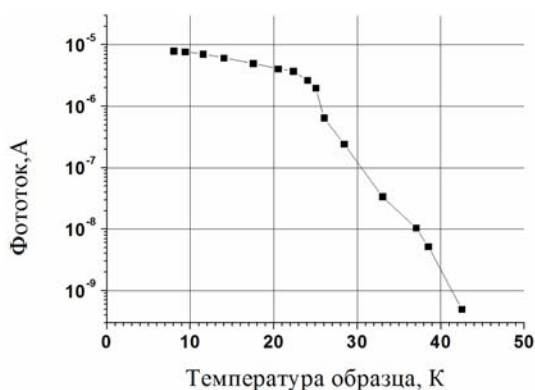


Рис. 1. Зависимость фототока от рабочей температуры образца $SnTe:In$ с $x=0,32$ при освещении светодиодом AlGaAs.

состава $x > 0,3$, в которых наблюдается переход «металл-диэлектрик» [3] и измерены их характеристики. На рис. 1. показана зависимость фототока от температуры, из которого видно, что он уменьшается при с ростом температуры, но заметен вплоть до $T=43-45$ К. Такой спад связан с уменьшением времени жизни неравновесных носителей заряда. Ранее [4] были проведены расчеты времени жизни носителей заряда для $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$ ($x = 0,24$) и показано, что преобладающим механизмом рекомбинации является излучательная рекомбинация.

В работе приведены расчёты по определению преобладающих механизмов рекомбинации и времени жизни носителей заряда, экспериментальные данные по релаксационным зависимостям фотосигнала для образцов состава $x \approx 0,3 \div 0,33$ и обсуждаются полученные результаты.

Литература

- [1] А.Н. Акимов, В.Г. Ерков, А.Э. Климов, Е.Л. Молодцова, С.П. Супрун, В.Н. Шумский. ФТП. 2005. Т. 39. В. 5. С. 563–568.
- [2] Anderson W.W. IEEE Journal of Quantum Electronics – 1977. – Vol. QE-13, No. 7. – P. 532–543.
- [3] А.Н. Акимов, Д.В. Ищенко, А.Э. Климов, И.Г. Неизвестный, Н.С. Падин, В.Н. Шерстякова, В.Н. Шумский. Микроэлектроника. 2013. Т. 42. № 2. С. 83–87.
- [4] А.Э. Климов, В.Н. Шумский, ФТП. 2008. Т. 42. В. 2. С. 147–152.

Влияние пассивации на туннельный транспорт через массивы нанокристаллов сульфида кадмия

К.А. Свит, Л.Л. Свешникова, С.А. Тийс, Д.Ю. Протасов, К.С. Журавлев

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

тел: (383)330-44-75, факс: (383)333-27-71, эл. почта: svit@nanotech.nsk.ru

Квантовые точки полупроводников типа A_2B_6 являются перспективными материалами для создания фотоэлектронных устройств: лазеров, сенсоров, солнечных батарей. Особое интерес представляет исследование массивов или кластеров нанокристаллов (НК) в связи с влиянием организации НК на их электронные свойства.

НК сульфида кадмия, исследованные в данной работе, были получены методом Ленгмюра-Блоджетт. По данной методике были подготовлены структуры с массивами НК CdS, отожженными двумя различными способами: в атмосфере аммиака и в вакууме. В качестве подложки использовался высоко-ориентированный пиролитический графит (ВОПГ). Для изучения массивов НК использовались методики сканирующей туннельной микроскопии и туннельной спектроскопии (СТМ и СТС, соответственно). СТС измерения проводились при комнатной температуре.

По СТС спектрам было установлено влияние атмосферы отжига на туннельный транспорт через массивы НК CdS, проявляющееся в смещении ВАХ НК, отожженных в вакууме, в сторону положительных смещений. Данный сдвиг связан с зарядкой поверхностных состояний НК. Результаты стационарной фотолуминесценции (ФЛ), полученные ранее [1], также указывают на присутствие поверхностных состояний в случае отжига в вакууме, что проявляется в подавлении пика ФЛ связанного с НК. С помощью модели [2] было установлено, что при отжиге в аммиаке происходит пассивация НК монослоем данного газа (диэлектрическая проницаемость окружающей среды $\epsilon_{out}=16.5$). Выводы делались на основе сходимости положений энергетических уровней в НК, полученных из данных ФЛ, СТС и квантомеханического расчета. При отжиге в вакууме сходимость наступала при $\epsilon_{out}=7.5$, что может быть интерпретировано как влияние соседних НК и подложки.

В ходе СТС измерений для НК, расположенных на краях массивов, была также обнаружена особенность в виде сужения зазора нулевой проводимости до значений меньше ширины запрещенной зоны объемного сульфида кадмия. Эта особенность может быть связана с состояниями в запрещенной зоне индуцированными интерфейсом НК/ВОПГ состояниями в запрещенной зоне. Данные состояния имеют экспоненциальный характер и спадают при удалении от границы раздела фаз. Зависимость ширины зазора нулевой проводимости от расстояния до края кластера показала, что зазор увеличивается при удалении вглубь кластера. Средняя длина спада состояний порядка нескольких десятков нанометров, что не укладывается в рамки теории, предсказывающей спад на длинах порядка нескольких ангстрем.

Литература

- [1] Е.А. Багаев, К.С. Журавлев, Л.Л. Свешникова, Д.В. Щеглов, ФТП **42**, 718 (2008).
- [2] L. Jdira, P. Liljeroth, E. Stoffels, D. Vanmaekelbergh, S. Speller, Rhys. Rev. B **73**, 115305 (2006)

Стохастический резонанс в плёнках VO_2 вблизи фазового перехода металл-полупроводник

В.Ш. Алиев, С.Г. Бортников

ИФП СО РАН, Пр.Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)330-85-91, факс: (383)330-90-29, эл. почта: aliev@isp.nsc.ru

Известно, что стохастический резонанс свойственен нелинейным системам и заключается в том, что внешнее слабое периодическое воздействие на нелинейную систему может быть усилено добавлением в систему шума определённой интенсивности. В настоящем докладе представлены результаты исследования стохастического резонанса в новой и интересной нелинейной системе состоящей из микроструктуры с плёнкой VO_2 и последовательно включенного резистора. Нелинейность такой системы обеспечивалась фазовым переходом металл-полупроводник (МП), который происходил при достижении электрического поля в VO_2 плёнке критической величины. При фазовом переходе МП происходило резкое, на 3 порядка, изменение электрического сопротивления микроструктуры, а ВАХ микроструктуры имела S-образный вид. Механизм инициирования электрическим полем фазового перехода в плёнке VO_2 в настоящее время неизвестен. Предполагается, что электрическое поле, достигнув критической величины, приводит к электронной ударной ионизации в плёнке и лавинообразному увеличению концентрации свободных носителей (электронов и дырок) и, как следствие, к переходу Мотта МП, а затем из-за высокого тока, проходящего через плёнку, плёнка разогревается до температуры структурного перехода Пайерлса (около 68 С). Исследования стохастического резонанса были проведены на VO_2 плёнках, выращенных на $\text{Si}(100)/\text{SiO}_2$ и сапфировых подложках. На электрическую схему, состоящую из VO_2 микроструктуры и последовательно включённого резистора, подавалось напряжение: $U_{вх}(t) = U_0 + U_c(t) + U_w(t)$, где: U_0 — постоянное напряжение, задающее рабочую точку на ВАХ микроструктуры; $U_c(t)$ — напряжение сигнала, представляющие собой импульсы прямоугольной формы длительностью 1 мс, следующие с частотой 100 Гц; $U_w(t)$ — напряжение источника белого шума в полосе 10 Гц–600 кГц; t — время. Выходной сигнал $U_{вых}(t)$ снимался с последовательно включенного резистора. Исследовалась корреляция между $U_c(t)$ и $U_{вых}(t)$ в зависимости от интенсивности источника шума. Установлено, что корреляционная функция имеет характерный для стохастического резонанса максимум при плотности мощности шума, соответствующей частоте Крамерса. В условиях стохастического резонанса происходит перескок из полупроводникового в металлическое состояние. Была измерена зависимость частоты перескоков от интенсивности шума при разных амплитудах входного сигнала. Установлено, что в процессе перехода нелинейной системы в режим стохастического резонанса наблюдается самопроизвольная подстройка рабочей точки на ВАХ VO_2 микроструктуры за счёт её теплового разогрева. Сопоставлены экспериментальные результаты, полученные для плёнок выращенных на Si/SiO_2 и сапфировых подложках.

Начальная стадия роста пленок $\text{Si}_x\text{Sn}_y\text{Ge}_{1-x-y}$ на $\text{Si}(100)$

А.И. Никифоров¹, В.И. Машанов¹, В.А. Тимофеев¹, О.П. Пчеляков¹, Н.-Н. Cheng²

¹ИФП СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

²National Taiwan University, Taipei, 106, Taiwan, Republic of China

тел: +7 383 330 4820, факс: +7 383 330 7745, эл. почта: nikif@isp.nsc.ru

Гетеросистема Si-Ge-Sn представляет интерес для создания светоизлучающих устройств для опто- и нанoeлектроники, поскольку имеются теоретические предсказания и экспериментальные данные о том, что твердые растворы SiSnGe могут быть прямозонным полупроводником [1–3].

Были измерены толщины, при которой наблюдается переход от двумерного роста к трехмерному (2D-3D) в зависимости от температуры подложки в процессе роста слоев твердых растворов $\text{Si}_x\text{Sn}_y\text{Ge}_{1-x-y}$. Она имеет немонотонный характер с максимумом (рис. 1). Такое поведение связано с изменением механизма послойного роста за счет зарождения и срастания двумерных островков при температурах роста ниже максимума. Уменьшения максимума для слоев SiSnGe по сравнению с ростом Ge вызвано наличием на поверхности роста Sn, выступающего в роли сурфактанта.

Температурная зависимость 2D-3D для пленок GeSn имеет также немонотонный характер (рис. 2). Эту немонотонную зависимость толщины смачивающего слоя является следствием изменения соотношения параметров поверхностной диффузии Sn и Ge. Кроме того с ростом температуры происходит увеличение эффекта сегрегации олова, что

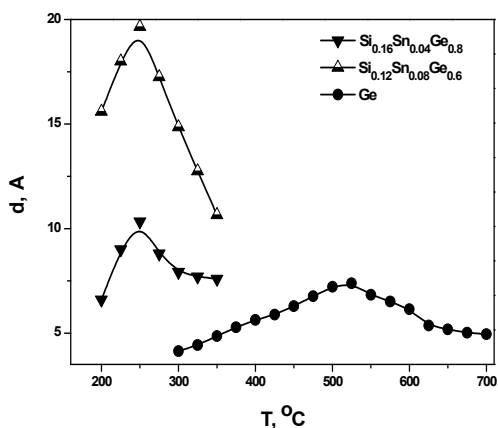


Рис. 1. Зависимости толщины 2D-3D перехода для пленок GeSiSn с содержанием Ge: 100, 80 и 60%, от температуры роста.

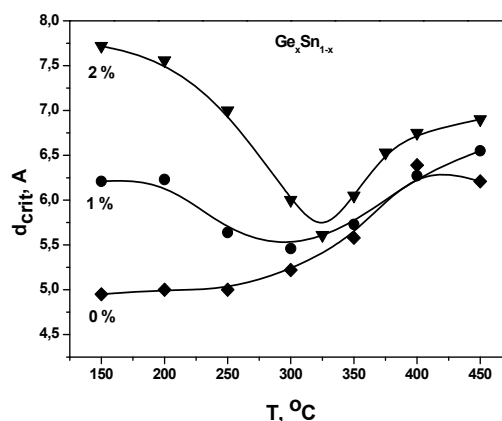


Рис. 2. Зависимость толщины 2D-3D перехода для пленок GeSn с содержанием Sn: 2, 1 и 0 %, от температуры роста.

также оказывает влияние на начальную стадию эпитаксиального роста.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (Проекты 11-02-92004, 12-02-00427, 12-02-31051)

Литература:

- [1] V.R. D'Costa, Y.-Y. Fang, J. Tolle, J. Kouvetakis, J. Menendez, Phys. Rev. Lett., **102**, (2009), 107403.
- [2] R. Soref, J. Kouvetakis, J. Menendez, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **958**, (2007), 0958-L01-08.
- [3] V.I. Mashanov, V.V. Ulyanov, V.A. Timofeev, A.I. Nikiforov, O.P. Pchelyakov, I.-S. Yu, H. Cheng, Nano. Res. Lett. **6**, (2011), 85.

Изучение слоистой доменной структуры микрокристаллического кремния методом малоуглового рассеяния рентгеновских лучей

М.Е. Бойко¹, М.Д. Шарков¹, А.В. Боббель¹, А.М. Бойко¹, Н.С. Белякова², С.Г. Конников¹
¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²СПбГПУ, Политехническая ул., 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

тел: (812)292-79-85, факс: (812)297-10-17, эл. почта: mischar@mail.ioffe.ru

Микрокристаллический кремний (μ -Si) — это особая форма Si, обладающая зернистой структурой слоистого смектического типа и выращиваемая для применения в солнечной энергетике. Для трех образцов μ -Si в целях детального анализа их доменной структуры были проведены измерения данных малоуглового рассеяния рентгеновских лучей (МУРР) [1].

Результаты

1. Данные МУРР, полученные для образца #1 в просвечивающем режиме, свидетельствуют о присутствии в нем низкоразмерных компонент и квази-периодической структуры с характерным размером около 100 нм, параллельной поверхности образца. В то же время спектр МУРР образца #1, полученный в режиме отражения (рис. 1), показывает, что в образце может присутствовать мелкодисперсный порошок из зерен диаметром около 3 нм. Эти данные могут отвечать аморфной фазе возле поверхности образца.

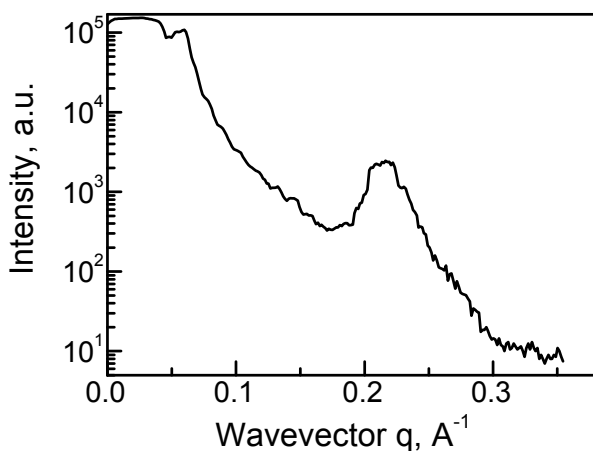


Рис. 1. Спектр МУРР μ -Si #1, режим отражения.

2. На спектрах МУРР от μ -Si образцов #2 и #3, измеренных в режиме отражения, присутствует ряд пиков, что говорит о периодичности структуры образцов вдоль нормали к поверхности. Для образца #2 величина периода оказалась около 230 нм, что соответствует, по-видимому, толщине слоя (длине зерен) в смектической матрице μ -Si. Пики, которые отвечали бы толщине поверхностного слоя, на картине МУРР от образца μ -Si не обнаружены.

3. Для образца μ -Si #3 период, соответствующий последовательности брэгговских пиков, оказался всего лишь около 23 нм, что в данном случае соответствовало толщине пленки.

Литература

[1] Small-Angle X-Ray Scattering, ed. by O. Glatter and O. Kratky, Academic Press, London, 1982, 516 p.

Изготовление специализированных АСМ-зондов методом фокусированных ионных пучков для нанодиагностики полупроводниковых структур

А.С. Коломийцев, В.А. Смирнов, А.В. Внукова

ФГАОУ ВПО Южный федеральный университет, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347928, Россия

тел: (8634)37-16-11, факс: (8634)37-16-11, эл. почта: askolomiytsev@sfnu.ru

В настоящее время одним из наиболее перспективных методов исследования локальных электрических, химических и механических свойств поверхности полупроводниковых наноструктур является атомно-силовая микроскопия (АСМ) [1]. Основное влияние на точность определения параметров наноструктур методом АСМ оказывают форма, радиус закругления острия и электрические параметры зондового датчика, представляющего собой закрепленную на основании кремниевую балку с острием на конце. Коммерчески доступные зонды АСМ имеют ограниченную номенклатуру параметров, что зачастую приводит к возникновению артефактов на изображении и снижению точности определения параметров исследуемых структур. Метод фокусированных ионных пучков (ФИП) в настоящее время широко применяется для наноразмерного профилирования твердых тел ионно-лучевым травлением и ионно-стимулированным осаждением материалов из газовой фазы [2]. Метод ФИП позволяет формировать структуры острия АСМ-зонда с нанометровым разрешением, высокой воспроизводимостью параметров в широком диапазоне форм и размеров.

В данной работе экспериментальные исследования по изготовлению специализированных АСМ-зондов методом ФИП производились на электронно-ионном микроскопе NovaNanoLab 600 (FEI Company). На первом этапе работы АСМ-зонды с изношенным острием подвергались локальному травлению методом ФИП, в результате чего формировались новые острия с радиусом закругления от 5 до 10 нм и аспектным соотношением от 30:1 до 50:1. Исследования параметров тестовой решетки TGZ 3 и поверхности ИМС с субмикронной топологической нормой с использованием изготовленных зондов показали соответствие измеренных и паспортных значений параметров, тогда как результаты измерений с использованием стандартных зондов показали меньшую точность и большую дисперсию. На втором этапе работы на проводящие балки производилось осаждение высокоаспектных наноструйных структур из углерода и вольфрама высотой 4 мкм, радиусом 50 нм и углом конусности 1° методом локального осаждения ФИП. Сформированные таким образом проводящие зонды показали преимущества над стандартными проводящими зондами при исследовании электрических параметров полупроводниковых структур.

Таким образом, в работе были исследованы АСМ-зонды, изготовленные методом локального травления и осаждения ФИП. Показаны преимущества применения таких зондов над стандартными при исследовании параметров субмикронных полупроводниковых наноструктур и объектов микроэлектроники.

Литература

- [1] В.К. Неволин, Зондовые нанотехнологии в электронике, М.: Техносфера. – 2006. – 160 с.
- [2] О.А. Ageev, A.S. Kolomiytsev, B.G. Konoplev, Semiconductors vol. 45, № 13 (2011), pp. 89–92.

Термодинамические аспекты образования двумерной кристаллической фазы AlN на поверхности (0001)Al₂O₃ в условиях МЛЭ

В.Г. Мансуров, Т.В. Малин, К.С. Журавлев, Ю.Г. Галицын

ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)330-69-45, факс: (383)330-69-45, эл. почта: mansurov@isp.nsc.ru

В технологии эпитаксиального роста тонких пленок AlN-нитридов на поверхности сапфира критически важными являются самые начальные этапы формирования кристалла на чужеродной подложке: нитридизация сапфира и зародышеобразование нитридов. В данной работе исследуется формирование AlN на (0001)Al₂O₃ в процессе молекулярно лучевой эпитаксии с использованием аммиака.

Наряду с химическими реакциями взаимодействия Al₂O₃, Al и NH₃, происходящими на поверхности, образование новой **упорядоченной** фазы AlN по сути дела представляет собой фазовый переход (ФП) на поверхности Al₂O₃ от решеточного газа появившихся элементарных ячеек AlN к плотной двумерной (2D) **кристаллической** фазе, или, возможно, 3D островкам.

Образование и накопление кристаллической фазы AlN исследовалось методом дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Измерялась эволюция интенсивности рефлексов фазы AlN в двух симметричных азимутах [10-10] и [11-20]. Интенсивность дифракционного рефлекса связана с параметром порядка в кристаллической фазе, и практически не чувствует аморфную (неупорядоченную) фазу AlN. Полученные экспериментальные данные показывают, что образование AlN происходит путем непрерывного двумерного фазового перехода 2-ого рода при T>T_{кр}.

Такие фазовые переходы на поверхности принято описывать в рамках модели решеточного газа. Обычно считается, что на одну поверхностную решеточную ячейку приходится 1 атом. Однако в реальности одна решеточная ячейка может включать несколько атомов. Кроме того, конденсация ячеек решеточного газа в плотную фазу происходит за счет потенциала притяжения, однако однотипные ячейки решеточного газа при прямом взаимодействии отталкиваются. Поэтому требуется учесть эффективное притяжение, возникающее за счет непрямого многочастичного взаимодействия решеточных ячеек. Описание этих процессов требует использования расширенной модели решеточного газа с включением ряда промежуточных решеточных газов [1, 2], частично заполняющих основную решеточную ячейку.

В работе показано, что трехпараметрическая изотерма хорошо описывает ФП при температурах выше 990°C при следующих параметрах латерального взаимодействия V=0.1 эВ (энергетические затраты при создании промежуточного решеточного газа), U=0.7 эВ (энергия стабилизации при образовании основной ячейки AlN) и E₁=1.5 эВ (прямое латеральное отталкивание решеточных ячеек).

Работа поддержана РФФИ (грант 13-02-00985).

Литература

- [1] Ю.Г. Галицын, А.А. Лямкина, С.П. Мощенко, Д.В. Дмитриев, А.И. Торопов, Ю.И. Михайлов, E. Placidi. Доклады АН ВШ РФ **2**, 27 (2012).
- [2] Yu.G. Galitsyn, et al. in book Self-assembly of Nanostructures, Editor S. Belucci. Springer, NY, p.127.

Эпитаксия Ge на поверхности Si, структурированной с помощью ионного облучения

Ж.В. Смагина¹, А.В. Двуреченский¹, А.В. Ненашев¹, П.Л. Новиков¹, В.А. Армбристер¹, П.А. Кучинская¹, В.А. Зиновьев¹, В.А. Селезнев¹, А.В. Мудрый²

¹Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

²Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, Минск, Республика Беларусь

тел: (383)333-26-24, факс: (383)333-27-71, эл. почта: smagina@isp.nsc.ru

Актуальной проблемой гетероструктур с квантовыми точками является уменьшение дисперсии дискретного энергетического спектра носителей заряда, связанного с дисперсией по размерам квантовых точек (КТ). Этого можно достичь путем повышения однородности размеров КТ, упорядоченного расположения их в плоскости роста, а также коррелированного роста нанокристаллов в многослойных структурах. Одним из способов достижения однородности по размерам и упорядоченного расположения КТ является предварительное создание «мест зарождения» за счет низкоэнергетического ионного облучения поверхности через маску, сформированную литографическими методами. Нами разработан метод создания структурированной поверхности с помощью наноимпринт-или электронно-лучевой литографии и последующей ионной имплантации. Для переноса наноразмерного рельефа на поверхность Si использовался эффект преимущественного окисления разупорядоченного (аморфного) кремния, по сравнению с кристаллическим кремнием (закрытым маской). Установлено, что вариация параметров имплантации и последующего удаления нарушенного слоя позволяет формировать рельеф поверхности различной глубины и формы.

Эксперименты по молекулярно-лучевой эпитаксии Ge на поверхности Si, облученной через маску, показали, что места преимущественного зарождения трёхмерных островков зависят от температуры подложки во время облучения. На подложках, полученных в условиях «горячего» облучения (температура подложки 400 °С), наноостровки растут преимущественно в закрытых маской местах, в которых ионное облучение не происходило. В случае «холодного» облучения (комнатная температура подложки) островки растут преимущественно в областях, подвергнутых ионному облучению. Такое различие в росте, по-видимому, связано с пространственным перераспределением дефектов при горячем облучении. Основываясь на предыдущих исследованиях авторов работы, можно предположить, что дефекты, создающие упругие напряжения в системе и играющие основную роль в зарождении нанокристаллов, распределяются по-разному в случаях «горячего» и «холодного» облучения.

Методом молекулярной динамики изучен микроскопический механизм атомной диффузии на структурированной поверхности (для случаев массивов «ямок» и «траншей»). Рассчитана энергетическая поверхность структур с «ямками» и «траншеями», определены значения энергии в минимумах и седловых точках. Предложен способ учета деформационных эффектов при моделировании эпитаксиального роста методом Монте-Карло. Проведены вычислительные эксперименты, демонстрирующие зарождение трёхмерных островков при росте германия на гладкой и структурированной поверхностях кремния. Обнаружено, что интенсивность фотолюминесценции структур с упорядоченно расположенными в плоскости роста островками в три раза больше, чем в структурах, содержащих хаотически расположенные островки.

Фоточувствительность пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$ с содержанием олова вблизи инверсии зон

А.Э. Климов^{1,2}, И.Г. Неизвестный¹, Н.С. Пашин¹, В.Н. Шерстякова¹, В.Н. Шумский¹

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

²Новосибирский государственный технический университет, пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073, Россия.

тел: (383)330-66-31, факс: (383)330-27-71, эл. почта: sher@isp.nsc.ru

Фотопроводимость легированных индием узкозонных полупроводников $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с $x=0,24-0,28$ в ТГц-области обычно исследуется в условиях фоновой засветки (например, [1]). Представляется не менее интересным исследование фоточувствительности $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$ при полной экранировке фона, что позволяет определить пороговые характеристики. Методом молекулярно-лучевой эпитаксии были изготовлены пленки $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$ с содержанием олова вблизи инверсии зон $x = 0,3-0,32$, в которых при гелиевых температурах наблюдался переход в «диэлектрическое состояние» [2]. Полная экранировка достигалась тем, что в измерительной камере, погруженной

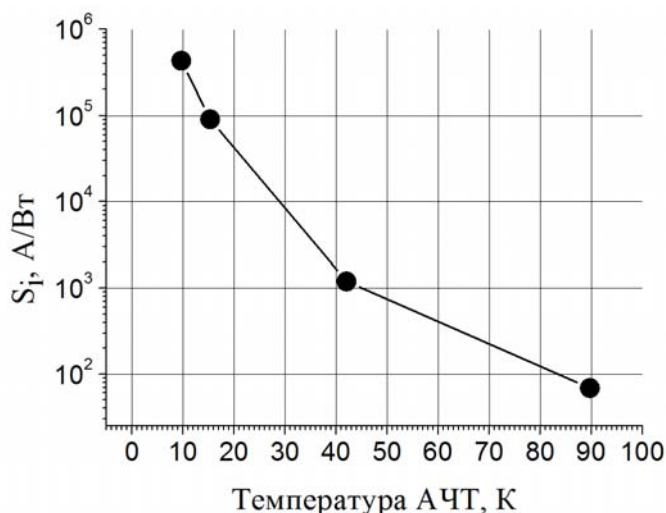


Рис. 1. Зависимость S_i от температуры АЧТ для напряжения смещения 141,3 мВ.

в гелий, помещались образец, излучатель — модель абсолютно черного тела (АЧТ) с регулируемой температурой, модулятор и полосовые фильтры. На рис. 1 приведена зависимость отношения фототока к падающей на него мощности S_i от температуры АЧТ. Как видно из рисунка, S_i растет с уменьшением $T_{АЧТ}$, достигая значения около 10^6 А/Вт при $T_{АЧТ}=10$ К.

Измерены шумы на частотах до 1000 Гц, амплитуды фототока в этой же полосе частот и фототок для нескольких значений длин волн в ИК и терагерцовом диапазоне. Определены значения

обнаружительной способности и мощности эквивалентной шуму, которые оказались на уровне лучших фотоприемников этих диапазонов. Показано, что чувствительность измеренных образцов простирается до 300–400 мкм. Рассмотрены возможные механизмы фоточувствительности.

Литература

- [1] А.В. Галеева, Л.И. Рябова, А.В. Никорич, С.Д. Ганичев, С.Н. Данилов, В.В. Бельков, Д.Р. Хохлов, Письма в ЖЭТФ, **91**, 37 (2010).
- [2] А.Н. Акимов, Д.В. Ищенко, А.Э. Климов, И.Г. Неизвестный, Н.С. Пашин, В.Н. Шерстякова, В.Н. Шумский. Микроэлектроника, **42**, 83 (2013)

Микроструктура поверхности пиролитических пленок CdS

Т.В. Самофалова, В.Н. Семенов, А.В. Наумов, А.Н. Харин, А.М. Ховив

Воронежский государственный университет, Университетская пл., 1, Воронеж, 394006, Россия

тел: (473)220-86-10, факс: (473)220-87-97, эл. почта: TSamofalova@bk.ru

В работе представлены результаты исследования микроструктуры поверхности пленок CdS толщиной 500–600 нм, синтезированных на ситалле методом пиролиза аэрозоля растворов координационных соединений $[\text{Cd}(\text{N}_2\text{H}_4\text{CS})_2(\text{CH}_3\text{COO})_2]$ в диапазоне температур 623–773 К ($T_{\text{п}}$). Исследования были проведены методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) (SOLVER P47). Закономерности формирования фаз в процессе синтеза пленок сульфида кадмия в указанном диапазоне температур описано нами ранее в [1].

Рост пленок при температуре 623 К (рис. 1а) сопровождается развитием рельефа в виде блоков — латеральных элементов первого уровня, в пределах которых выделяются сонаправленные протяженные неровности — элементы второго уровня. Форма блоков произвольная, средний размер 100 нм. Элементы второго уровня имеют длину около 100 нм, ширину 30–50 нм.

При повышении $T_{\text{п}}$ до 773 К (рис. 1в) развитие рельефа поверхности пленок происходит без образования латеральных элементов первого уровня. Элементы второго уровня приобретают форму упорядоченных вытянутых зерен со средним размером в ширину 20–30 нм, в длину 100–150 нм. При этом происходит формирование более гладких пленок с плотной упаковкой зерен в приповерхностных слоях. Эволюция характеристик морфологии поверхности при увеличении $T_{\text{п}}$ в указанном диапазоне: перепад высот в пределах сканируемого участка поверхности уменьшается со 150 до 100 нм, высота наибольшего количества зерен в пределах сканируемого участка составляет 45–50 нм и 20 нм (рис. 1б, г), значение шероховатости уменьшается с 30 до 15 нм.

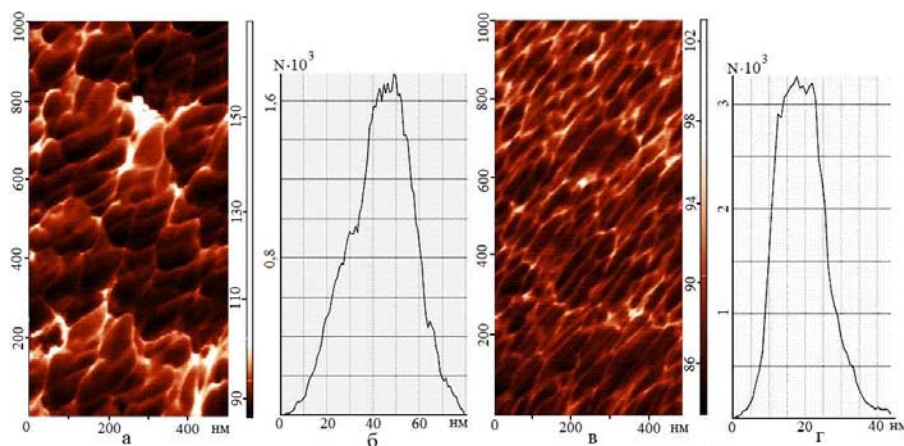


Рис. 1. АСМ-сканы поверхности (а, в) и гистограммы плотности распределения значений высоты (б, г) пленок CdS, синтезированных при 623 (а, б) и 773 К (в, г).

Работа выполнена в рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (соглашение от 31.08.2012 № 14.В37.21.0821).

Литература

[1] А.В. Наумов, Т.В. Самофалова, В.Н. Семенов, И.В. Нечаев, ЖНХ **46**, 666 (2011).

Исследование электрических параметров локально осажденных методом фокусированных ионных пучков наноразмерных структур платины

А.Л. Громов, О.И. Ильин, А.С. Коломийцев, С.А. Лисицын

Южный федеральный университет, пер. Некрасовский, 44, Таганрог, 347928, Россия

тел: (8634)37-16-11, факс: (8634)37-16-11, эл. почта: lisitsynsa@sfnu.ru

В настоящее время тенденция к миниатюризации является актуальной и востребованной задачей для развития нанoeлектроники [1]. Одним из возможных путей решения данной задачи является применение метода фокусированных ионных пучков (ФИП), которое позволит производить операции сверхлокального ионно-лучевого травления и ионно-стимулированного осаждения материалов из газовой фазы с контролируемым разрешением. Сформированные методом ФИП наноразмерные структуры обладают уникальными электрическими свойствами, требующими детального изучения [2].

Целью данной работы является проведение экспериментальных исследований по определению электрических параметров локально осажденных структур платины с различной толщиной.

Экспериментальные исследования по формированию структур проводились на модуле FIB CVD комплекса НАНОФАБ НТК-9 (ЗАО НТ-МДТ, Россия), анализ экспериментальных данных проводился на СЗМ Solver P-47 PRO (ЗАО НТ-МДТ, Россия) в режиме отображения сопротивления растекания.

Для формирования наноструктур платины была разработана методика, согласно которой в программе управления модулем FIB CVD формировался растровый графический шаблон в виде матрицы состоящей из 24 квадратных элементов размерами 2x2 мкм. Число проходов ионного пучка пошагово изменялось от структуры к структуре от 10 до 8000. Ток ионного пучка по шаблону составил 7,9 нА. Общее время воздействия ионного пучка 5 минут.

Анализ АСМ-изображений показывает, что высота сформированных при токе ионного пучка 7,9 нА структур платины составляла от 1 нм до 24 нм. Сформированная матрица структур исследовалась методом АСМ в режиме отображения сопротивления растекания при напряжении на зонде 5 В.

Анализ полученных результатов показывает, что с увеличением толщины осажденного слоя Pt сопротивление структур падает вплоть до толщины 4,5 нм. При больших толщинах зависимость насыщается, и ток растекания далее не возрастает, что может свидетельствовать о наличии эффектов размерного квантового проводимости, проявляемых при толщинах менее 4,5 нм. Данный размерный эффект может быть использован при создании элементов нанoeлектроники на основе квазиодномерных проводников, сформированных методом ФИП.

Полученные в данной работе результаты могут быть использованы при разработке технологических процессов формирования элементной базы нанoeлектроники и наносистемной техники.

Литература

- [1] Лучинин В.В., в кн. Нанотехнология: физика, процессы, диагностика, приборы, под ред. Ю.М. Таирова и В.В. Лучинина, Физматлит, М. 2006, с. 552.
- [2] Giannuzzi L.A., Stevie F.A., Introduction to focused ion beams: instrumentation, theory, techniques and practice, Springer, NY. 2006, p. 357.

Сегрегация примесей в напряженных эпитаксиальных SiGe гетероструктурах и их селективное легирование

М.Н. Дроздов¹, А.В. Антонов¹, К.Е. Спириин¹, А.В. Новиков^{1,2}, **Д.В. Юрасов¹**

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

²Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, г. Нижний Новгород, 603950, Россия.

тел: (831) 4385037, факс: (831) 4 609111, эл. почта: Inquisitor@ipm.sci-nnov.ru

Для создания многих устройств современной кремниевой микроэлектроники, таких как быстродействующие транзисторы, резонансно-туннельные диоды и т.д., необходимо развитие методов контролируемого легирования кремния и гетероструктур на его основе при их эпитаксиальном росте. Хорошо известно [1], что для Si и SiGe структур существует проблема их селективного легирования примесями n-типа, т.к. для всех основных доноров ярко выражен эффект сегрегации. Для развития методов селективного легирования SiGe структур необходимо установление зависимостей сегрегационных свойств примесей от условий роста и параметров структур. В настоящей работе на примере сурьмы были исследованы зависимость сегрегации донорной примеси в SiGe структурах от их параметров при различных режимах роста.

Структуры были выращены методом МПЭ, их характеристика осуществлялась с помощью ВИМС, ПЭМ, измерений эффекта Холла и вольт-фарадных характеристик. Было исследовано влияние компонентного состава и знака деформации на сегрегацию Sb в напряженных SiGe структурах при различных температурах роста. Также были изучены электрические характеристики легированных слоев. Сжатые в плоскости роста слои формировались путем осаждения $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ слоев на Si(001) подложку либо на $\text{Si}_y\text{Ge}_{1-y}$ релаксированные буферные слои с меньшей долей Ge (т.е. $x > y$), а растянутые — с помощью осаждения на $\text{Si}_y\text{Ge}_{1-y}$ буферы с большей долей Ge ($x < y$). Выявлено, что условия роста и параметры структуры оказывают взаимосвязанное воздействие на сегрегацию Sb: степень влияния состава и упругих напряжений SiGe слоев на сегрегацию Sb зависит от температуры роста.

Полученные зависимости сегрегационных свойств Sb были использованы для адаптации к SiGe гетроструктурам ранее развитого метода селективного легирования кремния [2] и формирования с его помощью SiGe/Si структур с двумерным электронным газом. Измерения транспортных свойств Si:Sb структур, содержащих δ -легированные слои, при 4.2К в зависимости от магнитного поля свидетельствовали о проявлении эффектов слабой локализации в подобных δ -слоях при металлическом характере проводимости.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11_02_00700_a), Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 27 и Стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам (№ СП-5485.2013.5). Исследования проведены с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН.

Литература

- [1] H.-J. Gossmann and E.F. Schubert, Crit. Rev. Sol. St. Mater. Sci. **18**, 1 (1993).
[2] D.V. Yurasov et.al., J. Appl. Phys. **109**, 113533 (2011).

Получение сверхтонких слоёв твёрдых растворов GaAsSb и GaPSb за счёт твердофазных реакций замещения

В.И. Васильев, А.С. Власов, Г.С. Гагис, В.И. Кучинский, Е.П. Марухина, В.П. Хвостиков
ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
тел: (911)755-29-98, факс: (812)292-79-38, эл. почта: galina.gagis@gmail.com

Предложена методика формирования слоёв тройных твёрдых растворов GaAsSb и GaPSb на пластинах GaSb за счёт реакций твердофазного замещения атомов Sb атомами As или P, поступающими в виде паров. Технология процессов описана в [1]. Источником паров фосфора и мышьяка в данной работе являлись растворы GaP-Ga, GaP-Sn, GaAs-Ga, GaAs-Sn, ZnSnP₂-Sn, ZnSnAs₂-Sn, нагретые до температур 520–600 °С.

Свойства полученных слоёв изучались посредством вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС), рамановского рассеяния и фотолюминесценции (ФЛ). Состав полученных твёрдых растворов в случае малых их толщин экспоненциально изменяется по толщине вглубь слоя (рис. 1).

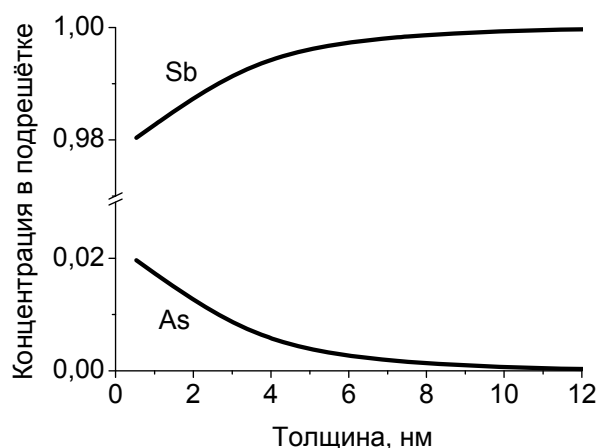


Рис. 1. Измеренное методом ВИМС распределение компонентов по толщине структуры GaAs_xSb_{1-x}/GaSb, полученной посредством обработки GaSb в парах мышьяка.

интенсивности ФЛ в несколько раз, причём, сдвига максимума пика интенсивности ФЛ не происходит.

Если ширина запрещённой зоны сформированного слоя оказывается меньше, чем у GaSb, наблюдается сдвиг пика ФЛ в длинноволновую область, причины обсуждаются в докладе.

Литература

- [1] В.И. Васильев, Г.С. Гагис, В.И. Кучинский, В.П. Хвостиков, Е.П. Марухина, ПЖТФ, 39, 49 (2013).

Поскольку системы тройных твёрдых растворов GaAs_xSb_{1-x} и GaP_xSb_{1-x} характеризуются большим отклонением от идеальности, зависимость ширины запрещённой зоны от состава x имеет прогиб и в некоторой области составов может иметь значение, меньшее, чем ширина запрещённой зоны GaSb.

В случае, когда сформированный тройной твёрдый раствор сопряжён с основным кристаллом GaSb бездефектно, и его ширина запрещённой зоны больше, чем у GaSb, он играет роль широкозонного окна (ШО). Для выполнения условия бездефектного сопряжения, слой должен быть упруго-деформирован, что возможно при малых толщинах (до 20 нм). Эффект ШО проявляется в возрастании

Формирование бездефектных наноразмерных островков кремния на сапфире

Н.О. Кривулин, Д.А. Павлов, А.И. Бобров, А.В. Пирогов

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

Krivulin@phys.unn.ru

Наноструктурирование кремния — один из способов повышения его излучательной рекомбинации. Существует несколько способов формирования нанокристаллов. Один из самых распространенных заключается в формировании наноразмерных кластеров непосредственно в процессе роста слоя. В основе лежит процесс кристаллизации по механизму роста Странского-Крастанова. В настоящее время хорошо изучена методика получения массива квантовых точек (КТ) в гетеросистеме германий-кремний методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Как правило, размеры КТ в таких системах составляют от 10 нм и выше, тогда как их поверхностная плотность находится на уровне 10^9 – 10^{11} см⁻². Ранее нами была показана возможность формирования нанокристаллов кремния на поверхности сапфира методом МЛЭ [1]. При этом максимальная плотность островков достигает 10^{11} см⁻², что сравнимо с результатами, полученными в гетеросистеме германий-кремний.

Результаты исследований методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) высокого разрешения показали, что на начальных стадиях МЛЭ кремния на сапфире формируются отдельно стоящие островки. Расстояние между островками 5–10 нм. Причем, на ПЭМ снимках таких островков не видны дефекты. На более поздних стадиях роста на ПЭМ снимках островков кремния на сапфире проявляются дефекты двойникования, которые формируются в момент коалесценции островков. В то время как дефекты двойникования хорошо видны непосредственно на ПЭМ снимках, дислокации не могут выявляться так легко. Для выявления дислокаций необходимо применять специальные методы анализа ПЭМ снимков. В данной работе для этой цели использовался метод геометрической фазы [2]. Метод оперирует в обратном пространстве и анализирует сдвиг фазы пространственной частоты. Далее через этот сдвиг выражаются искажения решетки.

Анализ ПЭМ снимков высокого разрешения наноразмерных островков кремния на сапфире выявил дислокации только на их границах. В самих же островках дислокации отсутствуют.

Литература

- [1] Д.А. Павлов, П.А. Шиляев, Е.В. Коротков, Н.О. Кривулин. Письма в ЖТФ, **36**(12), 15 (2010).
- [2] M.J. Ntch, J.L. Putaux, J. Thibault. Philosophical Magazine, **86** (29-31), 4641 (2006).

Формирование нанокристаллов двух типов в пленках a-Si:H при отжиге

В.С. Левицкий¹, А.С. Абрамов¹, А.И. Косарев¹, Е.Е. Терукова¹, Д.Л. Орехов¹,
А.В. Бобыль², И.Н. Ясиевич², А.А. Прокофьев², А.Н. Смирнов², В.Ю. Давыдов²

¹ООО «НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике при ФТИ А.Ф. Иоффе», ул. Политехническая, д. 28, С.-Петербург, 194021, Россия

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д.26, С.-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)292-79-11, факс: (812)297-10-17, эл. почта: lev-vladimir@yandex.ru

В последние годы большое внимание уделяется изучению материалов на основе аморфного кремния (a-Si:H), содержащих нанокристаллы (НК) с характерным размером несколько нанометров. Показано, что эти материалы обладают повышенной стабильностью и улучшенными транспортными свойствами. Вместе с тем, несмотря на интенсивные исследования таких материалов, синергия НК и аморфной матрицы пока неясна. В данной работе мы представляем результаты систематического изучения структуры и оптических свойств пленок a-Si:H, содержащих НК, сформированные путем отжига.

В работе исследованы пленки a-Si:H, осажденные методом ПХГФО на подложки из кристаллического кремния. Установлено, что отжиг пленок в атмосфере аргона при $T_0=450$ °С приводит к формированию областей с типичным диаметром 40–50 мкм. В этих областях, согласно данным микро-рамановского рассеяния, содержание водорода значительно уменьшено по сравнению с исходными пленками. При этом рамановский спектр однофононного рассеяния сохраняет черты, характерные для пленок a-Si:H. Спектры микро-ФЛ, полученные при 77 К для тех же областей, демонстрируют существенное ослабление интенсивности полосы с максимумом при 1.4 эВ, свойственной для пленок a-Si:H, и появление новой узкой интенсивной полосы при 1.6 эВ, отсутствующей в спектре исходных пленок a-Si:H. Параметры этой полосы не испытывают существенных изменений с повышением температуры вплоть до комнатной. Также обнаружена вторая узкая полоса ФЛ с максимумом около 1.17 эВ при 77 К, интенсивность которой резко убывает с повышением температуры.

Мы считаем, что эти данные свидетельствуют о формировании двух типов НК в пленках a-Si:H при отжиге. К первому типу относятся НК, покрытые оболочкой из водорода. Моделирование по методу сильной связи, проведенное для таких НК показало, что появление узкой полосы ФЛ с максимумом вблизи 1.6 эВ следует ожидать для ансамбля НК со средним размером 3 нм. Параметры этой полосы ФЛ не должны существенно меняться с температурой. НК без оболочки относятся ко второму типу. Недавно выполненные экспериментальные и теоретические исследования показали, что при 77 К в спектрах ФЛ пленок a-Si:H, содержащих НК сформированные в процессе осаждения, появляется узкая полоса при 1.17 эВ, которая обусловлена излучательной рекомбинацией положительно заряженного триона (один электрон и две дырки, локализованы в одном НК) [1]. В силу низкого энергетического барьера между Si-НК и матрицей эта полоса ФЛ характеризуется уменьшением интенсивности при повышении температуры.

Исследования выполнены в рамках ГК № 16.526.12.6017 и поддержаны грантами РФФИ N 13-02-00017, 13-02-90411.

Литература

[1] А.В. Белолипецкий, О.Б. Гусев, И.Н. Ясиевич и др. (отдельный доклад).

Структурные и оптические свойства твердых растворов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($0 < x < 1$)

В.Ю. Давыдов¹, А.Н. Смирнов¹, А.А. Клочихин¹, А.В. Сахаров¹, Р.Н. Кютт¹,
М.А. Яговкина¹, Е.Е. Заварин¹, В.В. Лундин¹, S. Gwo²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия

²Department of Physics, National Tsing-Hua University, Hsinchu 300, Taiwan, ROC

тел: (812)292-79-11, факс: (812)297-10-17, эл. почта: valery.davydov@mail.ioffe.ru

Твердые растворы InGaN являются одним из основных компонентов оптоэлектронных приборов способных работать в широком спектральном диапазоне (от ближнего ИК до ближнего УФ). Задачи оценки состава и степени структурного совершенства InGaN являются ключевыми для развития высококачественной технологии этих соединений.

Мы представляем результаты комплексных структурных и оптических исследований образцов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, выращенных во всем диапазоне концентраций. Твердые растворы в диапазоне составов $0.01 < x < 0.40$ и $0.45 < x < 0.95$ были выращены методами MOVPE и РА МВЕ соответственно. Все образцы были выращены на подложках Al_2O_3 (0001) с использованием буферного слоя GaN и имели толщину от 200 до 1000 нм. Образцы с высоким содержанием In имели концентрацию свободных электронов в диапазоне от $1 \cdot 10^{18}$ до $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Состав InGaN определялся на основе данных обратного резерфордовского рассеяния дейтронов и рентгеновской дифракции.

Совместные рентгеноструктурные и рамановские исследования позволили оценить влияние деформаций на частоты фононных мод. Как следствие была получена надежная информация о модовом характере и композиционном поведении оптических фононов симметрии $A_1(\text{TO})$, $E_1(\text{TO})$, $E_2(\text{high})$ and $A_1(\text{LO})$ во всем диапазоне составов. Экспериментальные и теоретические исследования динамики кристаллической решетки InGaN выявили, что рамановские спектры очень чувствительны к однородности состава твердых растворов. Показано, что неоднородное уширение фононных линий, зависящее от концентрации, связано с упругим рассеянием фононов на флуктуациях состава твердого раствора и дает важную информацию о характере локального распределения атомов по кристаллическим узлам. Разработана модель, позволяющая оценить тип, размер и число флуктуаций ответственных за упругое рассеяние фононов, а также зависимость этих величин от концентрации компонентов твердого раствора. В результате комплексных исследований установлена связь параметров фононных спектров с составом и структурой твердых растворов InGaN, что может быть использовано для количественной диагностики этих материалов.

Детальные исследования оптического поглощения, фотолюминесценции и резонансного рамановского рассеяния были использованы для уточнения зависимости ширины запрещенной зоны и неоднородности распределения индия (хвостов плотности состояний) от состава твердых растворов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ во всем диапазоне концентраций $0 < x < 1$.

Представлены также результаты исследований структурных и оптических свойств неполярных, анизотропных, In-обогащенных твердых растворов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($0.75 < x < 1$), выращенных на подложках Al_2O_3 (1012) методом РА МВЕ.

Работа поддержана РФФИ (Грант 12-02-00453) и программами РАН N24 и «Физика новых материалов и структур».

Модификация атомной структуры и электронных свойств поверхности полупроводников A^3B^5 сольватированными ионами

М.В. Лебедев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)292-73-44, факс: (812)297-10-17, эл. почта: mleb@triat.ioffe.ru

Предложен и реализован подход к модификации атомной структуры и электронных свойств поверхностей полупроводников A^3B^5 при помощи адсорбции анионов HS^- из растворов электролитов. Расчеты методами теории функционала плотности показывают, что полярные растворители могут существенным образом модифицировать химические свойства и реакционную способность ионов в растворе за счет электростатического взаимодействия и формирования водородных связей [1, 2]. В частности, гидратированные ионы HS^- в водных растворах могут легко принимать и отдавать электроны при протекании химических реакций, в то время как ионы, сольватированные молекулами спиртов, могут только отдавать, но не принимать электроны. Соответственно, механизм взаимодействия сольватированных анионов с поверхностью полупроводника на границе с раствором будет зависеть от растворителя.

При исследовании химического состава и электронной структуры модифицированных поверхностей GaSb(100), InAs(100) и GaP(100) методом фотоэлектронной спектроскопии с использованием синхротронного излучения было установлено, что при адсорбции анионов HS^- из различных растворителей, химический состав модифицированной поверхности будет существенно различаться. В частности, соотношение поверхностных концентраций элементов III и V групп (Ga/Sb, In/As и Ga/P) выше при адсорбции анионов HS^- из водного раствора, чем при адсорбции из спиртового раствора. Кроме того уровень остаточного углеводородного загрязнения на обработанной в спиртовом сульфидном растворе поверхности полупроводника существенно меньше, чем уровень остаточного углеводородного загрязнения на поверхности полупроводника, обработанной в водном сульфидном растворе.

Адсорбция анионов HS^- из различных растворителей приводит к формированию поверхности полупроводника с различной зависящей от растворителя электронной структурой. В частности, скорость безызлучательной рекомбинации на поверхности GaAs(100) после адсорбции анионов HS^- из раствора на основе изопропилового спирта существенно ниже, чем после адсорбции из водного сульфидного раствора [3]. Положение поверхностного уровня Ферми относительно краев зон полупроводника (изгиб зон) и энергия ионизации полупроводника после адсорбции анионов HS^- из различных растворителей также существенно различаются. Данный подход открывает широкие возможности для управления электронными свойствами полупроводниковых поверхностей и интерфейсов, а также для модификации характеристик полупроводниковых приборов.

Литература

- [1] M.V. Lebedev, Chem. Phys. Lett. **419**, 96–100 (2006).
- [2] M.V. Lebedev, Appl. Surf. Sci. **254**, 8016–8022 (2008).
- [3] M.V. Lebedev, K. Ikeda, H. Noguchi, Y. Abe, K. Uosaki, Appl. Surf. Sci. **267**, 185–188 (2013).

Дискретный и непрерывный анализ влияния флуктуаций на рост зародышей при фазовых переходах первого рода

М.В. Назаренко, Н.В. Сибирев, В.Г. Дубровский

Академический университет, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)448-69-80*5699, эл. почта: NazarenkoMV@gmail.com

Фазовые переходы первого рода являются основой большинства технологических процессов. Осаждение тонких пленок, формирование полупроводниковых квантовых точек, рост нитевидных нанокристаллов и других наноструктур — всё это фазовые переходы первого рода. Для описания распределения островков новой фазы по размерам обычно используют кинетическую теорию нуклеации. Непрерывное уравнение Зельдовича на размер островков в этой теории традиционно рассматривается в приближении первого порядка. Однако известно, что при росте тонких плёнок такой подход не допустим, так как данная модель предсказывает постоянное значение шероховатости, в то время как известно, что как в дискретной модели, так и в эксперименте шероховатость плёнки растёт с течением времени [1].

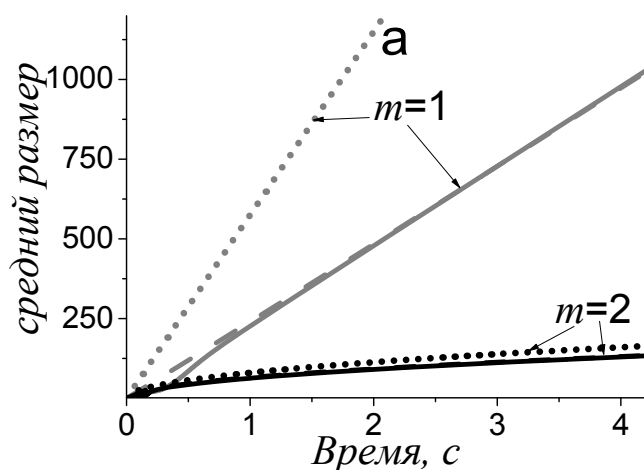


Рис. 1. Зависимости среднего размера от времени в случаях $m=1$ и $m=2$. Пунктиры — аналитическая асимптотика, сплошные линии — численный результат, штрихованная — численные асимптотики.

меру значительно облегчает аналитический анализ распределения по размерам больших островков, но затрудняет исследование малых. Для рассмотрения малых островков необходимо исследовать дискретные управляющие уравнения в терминах i , что требует численных расчётов. Для анализа подобных случаев авторами была создана отдельная программа.

Таким образом, было проведено рассмотрение фазовых переходов первого рода на различных уровнях: от прямого исследования управляющих уравнений до анализа непрерывного уравнения Зельдовича. Полученные результаты позволяют глубже понять фундаментальные основы образования наноструктур различных типов.

Литература

[1] V.G. Dubrovskii, M.V. Nazarenko. J. Chem. Phys. **132**, 114508 (2010).

Данная работа посвящена численному и аналитическому исследованию уравнения Зельдовича с учетом флуктуационного расплывания для систем с разными индексами роста m ($m=1$ рост квантовых точек в диффузионном режиме, $m=2$ рост тонких плёнок). На рис. 1 приведены результаты расчётов с учётом поправки второго порядка. Видно, что в случае $m=2$ можно пользоваться аналитическим решением, а при меньших значениях m требуется учёт более высоких поправок.

Таким образом, даже для сравнительно больших островков использование аналитического приближения зачастую недостаточно. Кроме того, переход к инвариантному размеру

Формирование аккумуляционного слоя и подавление поверхностных состояний *n*-GaN при адсорбции Ва

Г.В. Бенеманская, М.Н. Лапушкин, С.Н. Тимошнев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

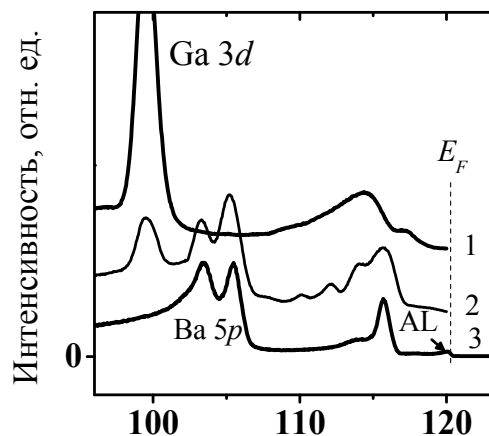
тел: (812)292-73-17, факс: (812)297-10-17, эл. почта: Galina.Benemanskaya@mail.ioffe.ru

Проведены фотоэмиссионные исследования электронной структуры *n*-GaN(0001) и границы раздела Ва/*n*-GaN(0001) в режиме субмонослойных покрытий. Использован метод УФЭС при синхротронном возбуждении с энергиями фотонов 60 эВ ÷ 400 эВ. Изучены спектры фотоэмиссии в области валентной зоны и спектры фотоэмиссии остовных уровней Ga 3*d*, Ва 4*d*. Найдено, что в процессе формирования интерфейсов происходит кардинальное изменение всех спектров [1–3].

Обнаружено, что адсорбция Ва на *n*-GaN вызывает кардинальные изменения всех спектров (рис. 1). Происходит резкое сужение спектра фотоэмиссии в области валентной зоны от ~ 10 эВ до ~ 2 эВ (рис. 1, кривая 3). Определены положения собственных поверхностных состояний, которые соответствуют энергиям связи -0.4 эВ, 2.7 эВ, 5.0 эВ, 6.7 эВ

относительно E_{VBM} . С ростом Ва покрытия пики поверхностных состояний исчезают. Данные эффекты связаны с подавлением поверхностных состояний за счет взаимодействия атомов Ва с оборванными связями Ga на поверхности.

Кроме того, обнаружено появление нового максимума AL на уровне Ферми (рис. 1, кривая 3). Результаты показывают, что в узкой приповерхностной области GaN образуется аккумуляционный слой AL за счет приповерхностного изгиба зон, когда край зоны проводимости на поверхности сдвигается ниже уровня Ферми. При этом процесс формирования AL и, следовательно 2DEG, сопровождается 2D квази-переходом изолятор–металл, индуцируемом адсорбцией.



Кинетическая энергия, эВ

Рис. 1. Спектры фотоэмиссии Ва/*n*-GaN при Ва покрытиях: 1 - 0 ML, 2 - 0.4 ML, 3 - 1.4 ML

Работа поддержана грантом РФФИ № 11-02-00114-а, грантом Программы Президиума РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные системы» и программой поддержки молодых ученых Президиума РАН.

Литература

- [1] G.V. Benemanskaya, M.N. Lapushkin, S.N. Timoshnev, Surf. Sci. **603**, 2474 (2009).
- [2] Г.В. Бенеманская, С.Н. Тимошнев, М.Н. Лапушкин, Г.Э. Франк-Каменецкая, Изв. РАН, серия физ., **75**, 2 (2011).
- [3] Г.В. Бенеманская, В.Н. Жмерик, М.Н. Лапушкин, С.Н. Тимошнев, ПЖЭТФ, **91**, 739 (2010).

Роль междолинного рассеяния в излучательной рекомбинации твердого раствора $Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($0 \leq x \leq 1$)

Д.А. Пашкеев, И.И. Засавицкий

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект 53, Москва, 119991, Россия

тел: (499)132-64-37, факс: (499)135-23-20, эл. почта: pashkeev@sci.lebedev.ru

Соединение $PbTe$ является прямозонным полупроводником с узкой шириной запрещенной зоны ($E_g \approx 0.2$ эВ). Излучательная рекомбинация в нем происходит между экстремумами L_6^- и L_6^+ , и спектр излучения состоит из одной асимметричной линии. Добавление Eu резко увеличивает E_g твердого раствора (для $EuTe$ $E_g \approx 2$ эВ) и соответственно увеличивает энергию излучательного перехода.

Из измерений фотолюминесценции (ФЛ) эпитаксиальных слоев твердого раствора $Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($0 \leq x \leq 0.32$) нами установлено, что при $x > 0.03$ интенсивность излучения резко уменьшается и для $x \approx 0.1$ падает более чем на порядок, при этом форма спектров излучения симметризуется. Для составов $0.2 < x \leq 0.32$ люминесценция не обнаружена. Эти результаты и измерения края поглощения k_{edge} спектров пропускания твердого раствора $Pb_{1-x}Eu_xTe$ ($0 \leq x \leq 1$) [1], а также ФЛ эпитаксиальных слоев $EuTe$ в магнитном поле [2] позволяют предложить схему изменения зонной структуры твердого раствора с составом, представленную на рисунке. В области $x \sim 0.1$ происходит смена минимума зоны проводимости ($L \rightarrow X$), о чем свидетельствует затухание интенсивности излучения из-за рассеяния неравновесных носителей заряда в X -долину и наблюдаемые изгибы в экспериментальных зависимостях $E_g(x)$ и $k_{edge}(x)$ при $x \approx 0.1$. При этом углы наклона прямых $Pb(p)$ - $Eu(p)$ и $Pb(d)$ - $Eu(d)$ на рисунке соответствуют углам наклона прямолинейных участков измеренной кривой $E_g(x)$. Для составов близких к единице люминесценция становится снова разрешенной [2] благодаря образованию магнитного полярона вследствие магнитных свойств, которыми обладают локализованные $4f$ -состояния ионов Eu^{2+} . Этот факт, а также наличие изгиба при $x \sim 0.85$ в кривой зависимости энергии излучения, позволяет предположить, что происходит смена потолка валентной зоны с $5p$ - Te^{2-} на $4f$ - Eu^{2+} , и она становится подобной валентной зоне $EuTe$. Следует отметить, что для больших составов поглощение и излучение происходит с участием разных по энергии состояний зоны проводимости, показанных на рисунке соответственно прямой и пунктирной линией.

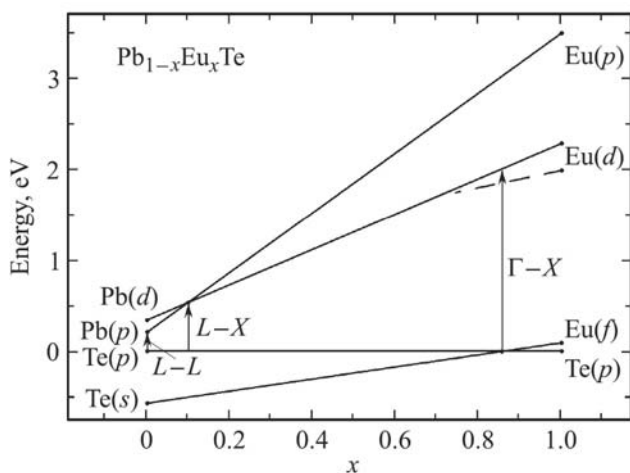


Рис. Схема изменения зонной структуры твердого раствора $Pb_{1-x}Eu_xTe$ от состава.

Литература

- [1] Д.А. Пашкеев, Засавицкий. ФТП, **47**, 745 (2013).
 [2] W. Heiss, R. Kirchschrager, et al. Phys. Rev. B, **70**, 035209 (2004).

Резонансное упругое рассеяние света на шероховатых интерфейсах органо-полупроводниковых структур

Ю.Н. Лазарева¹, А.В. Селькин²

¹Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ»
им. Д.Ф. Устинова, ул. 1-я Красноармейская, 1, С.-Петербург, 190005, Россия

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
тел: (812) 316-23-41, факс: (812) 316-24-09, эл. почта: julia-lazareva@list.ru

Интерес к структурам, состоящим из органических и неорганических материалов, для фотоники и оптоэлектроники обозначился более 25 лет назад, и с тех пор наблюдается непрерывное и быстрое увеличение объема экспериментальных и теоретических данных на эту тему [1]. Особое место занимают исследования, относящиеся к системам, в которых в области интерфейсов могут возбуждаться экситонные состояния. В настоящей работе исследованы низкотемпературные ($T=2$ К) оптические спектры зеркального и диффузного отражения света в области экситонных резонансов полупроводника (CdS) с нанесенной на его поверхность пленкой Ленгмюра-Блоджетт (4-нитро-4'-N-октадециламиноазобензол).

Обнаружено заметное влияние ленгмюровского покрытия на форму экситонных спектров. По мере увеличения толщины пленки (до 36 монослоев при толщине каждого 2,7 нм) спектры испытывают радикальные качественные изменения. Характерные контуры зеркального и диффузного отражения света от системы, состоящей из подложки CdS

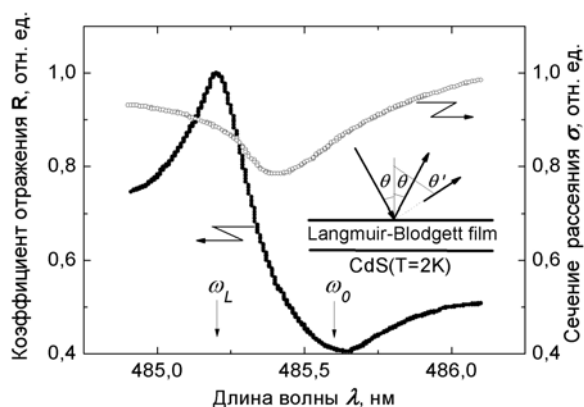


Рис. 1. Спектры зеркального отражения и резонансного упругого рассеяния света от органо-полупроводниковой гетероструктуры (ω_0 и ω_L — поперечная и продольная частоты экситонов в полупроводнике) при углах падения $\theta = 8^\circ$ и рассеяния $\theta' = 14^\circ$.

и ленгмюровской пленки толщиной 24 монослоя представлены на рис. 1. Наряду с «инвертированной» формой контура зеркального отражения, обращает на себя внимание уменьшение интенсивности диффузного рассеяния в спектральной области $\omega_0 < \omega < \omega_L$ продольно-поперечного расщепления.

Выполнен теоретический анализ спектров для системы «пленка-кристалл». Получены значения параметров структуры, при которых расчетные спектры согласуются с данными эксперимента. Делается вывод о проявлении в спектрах рассеяния возможной гибридизации на интерфейсе экситона Френкеля ленгмюровской пленки с экситоном Ванье-Мотта полупроводника [2].

Литература

- [1] B. Lebeau, P. Innocenzi, Chem. Soc. Rev. **40**, 886 (2011).
[2] R.J. Holmes, S. Kena-Cohen, V.M. Menon, and S.R. Forrest, Phys. Rev. B **74**, 235211 (2006).

Влияние фтора на атомную и электронную структуру границы раздела оксид/InAs(111)А

Н.А. Валишева¹, М.С. Аксенов¹, О.Е. Терещенко¹, С.Е. Кулькова², А.В. Бакулин²

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

²Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, проспект Академический, 2/4, г. Томск, 634021, Россия

тел: (383)330-77-81, эл. почта: valisheva@isp.nsc.ru

Пассивация поверхности InAs(111)А тонким (15 нм) фторсодержащим анодным слоем (ФАС) обеспечила создание многоэлементных приемников ИК излучения на основе In₂O₃-SiO₂-InAs МДП-структур с предельными параметрами [1] за счет образования границы раздела InF_x/InAs с низкой плотностью интерфейсных состояний ($N_{ss} < 5 \cdot 10^{10}$ эВ⁻¹см⁻²) [2]. Анодные слои без фтора формируют границу раздела In₂O₃,As₂O₃/InAs с $N_{ss} \sim 10^{12}$ эВ⁻¹см⁻². В данной работе экспериментально изучено влияние фтора на распределение интерфейсных состояний в запрещенной зоне InAs методом высокочастотных C-V характеристик Au-ФАС(15нм)-InAs МДП-структур. Расчетами из первых принципов изучена атомная и электронная структура поверхности InAs(111)А-(1x1) при коадсорбции кислорода и фтора с целью выяснения природы состояний на границе оксид/InAs.

Установлено, что фтор уменьшает плотность интерфейсных состояний по всей ширине запрещенной зоны InAs (рис. 1). Вид распределения N_{ss} в зоне соответствует распределению,

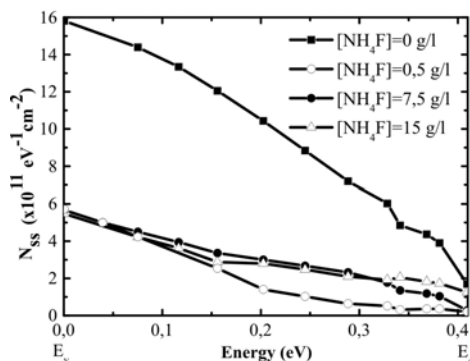


Рис. 1. Зависимость распределения плотности интерфейсных состояний в запрещенной зоне InAs от концентрации NH₄F в кислотном электролите, используемом для формирования Au-ФАС-InAs МДП-структур.

полученному по модели дефектов границы раздела оксид/A_{III}B_V, определяемых химическими связями, образующимися при взаимодействии кислорода с поверхностью A_{III}B_V [3]. Теоретические расчеты демонстрируют сложное строение границы раздела ФАС/InAs(111)А, которое зависит от количества атомов фтора, образующих связь с индием. Анализ атомной и электронной структуры показывает, что устранение состояний фтором на границе оксид/InAs связано, в основном, с увеличением положительного заряда на атомах мышьяка, образующих первый слой ФАС у поверхности полупроводника. Появление состояний в запрещенной зоне при взаимодействии кислорода с поверхностью InAs(111)А вызвано переносом отрицательного заряда с атомов мышьяка припо-

верхностного слоя InAs на кислород при гибридизации орбиталей p-As и p-O с небольшим вкладом s-состояний индия.

Литература

- [1] Г.Л. Курьшев, А.П. Ковчавцев и др. в кн. Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона под ред. С.П. Синицы, Наука, Новосибирск, 2001, с.10.
- [2] Н.А. Валишева, О.Е. Терещенко, И.П. Просвирин и др., ФТП **46**, 569 (2012).
- [3] J. Robertson, Appl. Phys. Letters **94**, 152104 (2009).

Электрические свойства МОП-конденсаторов с кремниевыми нановключениями в окисле

В.А. Стучинский, Г.Н. Камаев

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

тел: (383)333-22-76, факс: (383)333-22-76, эл. почта: stuchin@isp.nsc.ru

Исследования транспорта носителей заряда в диэлектриках, содержащих наночастицы полупроводников, представляют интерес для создания условий для эффективной электролюминесценции в пленочных структурах, для разработки мультитбитных ячеек флэш-памяти, и т.п. Яркой чертой МОП-конденсаторов с кремниевыми наночастицами в слое окисла является особенность, наблюдаемая на аккумуляционной ветви их вольт-фарадных (CV -) характеристик в виде пика/пиков емкости C , за которым/которыми следует спад емкости до величины, близкой к емкости идеального (без включений в окисле) МОП-конденсатора в обогащении C_a .

В настоящей работе обсуждается модель для описания указанной особенности, базирующаяся на следующих предположениях: 1. Основные носители заряда, содержащиеся в слое обогащения полупроводника (для определенности — дырки в МОП-конденсаторе на p -кремнии с нанокристаллами (нк) кремния в окисле) в результате понижения туннельного барьера в электрическом поле могут туннелировать в нк. 2. Транспорт инжектированных носителей через пленку окисла осуществляется вдоль линейных цепочек нк самосогласованно с установлением локального электрического поля в диэлектрике. 3. Туннельные зазоры в цепочках имеют разброс по ширине, так что самый широкий зазор представляет собой «узкое место» для транспорта дырок.

В этой модели при увеличении подаваемого на конденсатор смещения под действием поля вначале происходит накопление дырок на краю широкого туннельного зазора со стороны полупроводника; малые изменения накопленного заряда Q_{ox} на переменном сигнале и приводят к возрастанию емкости конденсатора C выше значения C_a и появлению пика емкости на CV -характеристике конденсатора. Когда локальное поле в диэлектрике с увеличением внешнего напряжения U увеличивается настолько, что становится существенной туннельная эмиссия дырок из нк в валентную зону диэлектрика с их последующим стеканием в металл, происходит разрядка нк, развивающаяся вблизи широкого зазора либо (в цепочке эквидистантно расположенных нк) в зазорах, прилегающих к металлическому электроду. При этом кривая захваченного в окисле заряда $Q_{ox}(U)$ проходит через максимум, а емкость МОП-конденсатора C , уменьшаясь, достигает значения, равного C_a . Далее с уменьшением заряда Q_{ox} поперечная проводимость через пленку окисла возрастает с возникновением излома IV -характеристики, а на CV -характеристике наблюдается второй пик емкости, который затем вновь исчезает с увеличением U .

В работе приводятся результаты моделирования транспорта дырок в цепочках с разным количеством нк и разной структурой туннельных зазоров, которое было проведено с тем, чтобы проследить взаимосвязь между структурой цепочек и формой электрических характеристик конденсаторов. В усложненной модели рассмотрен случай биполярной инжекции носителей заряда в окисел из обоих контактов, влияние на электрические характеристики конденсатора «тупиковых» боковых ветвей проводящих цепочек, эффектов, возникающих вследствие наличия токовой и полевой связи между соседними цепочками, и т.п.

Фотоэлектрические и оптические свойства наномодифицированного аморфного кремния

А.В. Емельянов¹, А.Г. Казанский¹, П.К. Кашкаров^{1,2}, П.А. Форш^{1,2}, М.В. Хенкин¹

¹МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы 1/2, Москва, 119991, Россия

²НИЦ «Курчатовский Институт», пл. Академика Курчатова 1, Москва, 123098, Россия

тел: +7(926)483-02-04, эл. почта: av.emelyanov@physics.msu.ru

В последние годы особый интерес вызывают плёнки так называемого наномодифицированного аморфного кремния, а именно, гидрогенизированного аморфного кремния (a-Si:H), содержащего небольшую (10–15 %) долю нанокристаллов. Перспективность этого материала обусловлена его высокой фоточувствительностью и большей по сравнению с a-Si:H стабильностью электрических параметров при световых воздействиях [1]. В данной работе представлены результаты исследований структурных, фотоэлектрических и оптических свойств плёнок a-Si:H с различной долей кристаллической фазы.

Пленки толщиной 1 мкм были получены разложением смеси моносилана (SiH₄) и водорода (H₂) в плазме ВЧ тлеющего разряда (PECVD) при температуре кварцевой подложки 220 °С. Объёмное отношение газов в реакционной камере $R=[H_2]/[SiH_4]$ изменялось от 0 до 16. Информация о структуре пленок была получена из анализа спектров рамановского рассеяния. Фотопроводимость измерялась при возбуждении пленок светом с энергией квантов 1.8 эВ. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) регистрировались в интервале температур 17–300 К при возбуждении излучением непрерывного Ar-лазера (длина волны 364 нм).

Анализ спектров рамановского рассеяния для исследованных пленок показал, что с ростом R объёмная доля кристаллической фазы в них (f_c) монотонно увеличивается от 0 до ~50 %. При этом размер нанокристаллов кремния составляет 6–7 нм.

Было установлено, что изменение стационарной фотопроводимости при увеличении доли кристаллической фазы в пленках имеет немонотонный характер и определяется изменением подвижности и времени жизни носителей заряда. Показано, что введение малой доли нанокристаллов (менее 10 %) в аморфную матрицу приводит к уменьшению концентрации дефектов типа оборванных связей, являющихся основными центрами рекомбинации носителей заряда в a-Si:H.

В спектрах ФЛ при низких температурах ($T < 100$ К) наблюдались два максимума ФЛ: вблизи $E_1=1.33$ эВ и $E_2=1.5$ эВ. Увеличение X_C приводило к усилению ФЛ при $E_2=1.5$ эВ. При достижении f_c значения $f_c = 20\%$ ФЛ исчезала. В работе предполагается, что максимум ФЛ при $E_1=1.33$ эВ связан с излучательными переходами между состояниями хвостов зоны проводимости и валентной зоны аморфной фазы материала, в то время как максимум ФЛ при $E_2=1.5$ эВ определяется излучательной электронно-дырочной рекомбинацией в нанокристаллах кремния. Исчезновение ФЛ при $f_c \geq 20\%$ связано с увеличением вероятности безызлучательной рекомбинации носителей заряда [2].

Литература

[1] A.G. Kazanskii, G. Kong, X. Zeng, et al. J. Non-Cryst. Sol. **354**, 2282 (2008).

[2] D.M. Zhigunov, A.V. Emelyanov, V.Yu. Timoshenko, et al., Phys. Status Solidi C **9**(6), 1474 (2012).

Электрические и термоэлектрические свойства кремниевых нанокompозитов с встроенными нанокристаллитами Mg_2Si

К.Н. Галкин, С.В. Ваванова, И.М. Чернев, Н.Г. Галкин

Институт Автоматики и Процессов Управления ДВО РАН, улица Радио д. 5, г. Владивосток, 690041, Россия

тел: (423)231-04-39, факс: (423)231-04-52, эл. почта: galkinkn@iacp.dvo.ru

Силицид магния (Mg_2Si) как узко зонный полупроводник ($E_g = 0.78$ eV) [1] с высокими значениями коэффициента термо-эдс является перспективным материалом для создания термоэлектрических преобразователей на базе кремниевой планарной технологии. Процедура создания островков Mg_2Si на Si(111) была описана в работе [2]. Мультислойные образцы со встроенными нанокристаллитами (НК) Mg_2Si (далее, нанокompозиты) формировались путем повторения процедуры создания однослойных образцов. Процесс легирования НК Mg_2Si проходил в две стадии: на первой — формировались поверхностные фазы Sb, Al или Ag на Si(111), а на второй стадии формировались НК Mg_2Si с последующим ростом кремниевого покрывающего слоя.

Температура формирования нанокompозитов не превышала 150 °C, поскольку при более высокой температуре происходит разрушение НК Mg_2Si и десорбция магния с поверхности [2]. По данным оптической и КР-спектроскопии выращенные нанокompозиты (с легированием и без), выращенные на подложках Si(111) p-типа проводимости ($45 \Omega \cdot \text{см}$), являются поликристаллическими и характеризуются меньшим электрическим сопротивлением по сравнению с кремниевой подложкой в температурном диапазоне 35 – 270 К. Уменьшение сопротивления в выращенных образцах может быть обусловлено увеличением концентрации носителей (за счет легирования атомами Ag или Al) и/или увеличением подвижности носителей за счет изменения условий их рассеяния. Но для нанокompозитов, выращенных на подложках Si(111) n-типа проводимости, электрическое сопротивление в диапазоне температур 50 – 250 К было больше, чем для чистой подложки вне зависимости от легирования НК Mg_2Si атомами Sb. Образец с двумя слоями НК Mg_2Si на Si(111) p-типа характеризуется при 25 °C большими значениями коэффициента Зеебека (53 мкВ/К и -130 мкВ/К), а также фактором мощности на три порядка большим по сравнению с кремниевой подложкой. Это обусловлено генерацией носителей в НК Mg_2Si и их инжекцией в кремниевый покрывающий слой. Значительный рост коэффициента Зеебека при температурах выше 150 °C обусловлен генерацией носителей в НК Mg_2Si и инжекцией только электронов в кремниевый слой через гетеропереход НК Mg_2Si /Si-p. Нанокompозиты выращенные на кремнии n-типа характеризуются отрицательными значениями коэффициента Зеебека во всем температурном диапазоне. Нелегированные нанокompозиты Si-n/ Mg_2Si /Si-n показывают уменьшение (по модулю) коэффициента Зеебека при увеличении температуры, тогда как нанокompозиты легированные атомами Sb характеризуются увеличением (по модулю) коэффициента Зеебека при увеличении температуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ: №11-02-98511-р-восток_a и №12-02-31236_мол_a.

Литература

- [1] M.Y. Au-Yang, M.L. Cohen, Phys. Rev., **178(3)**, 1358–1364 (1969)
- [2] N.G. Galkin, D.L. Goroshko, K.N. Galkin, et al., Rare Metals, **28**, Spec. Issue, 585–588 (2009).

Релаксация упругих напряжений и сегрегация примесей в SiGe структурах, выращенных на релаксированных SiGe буферах

М.Н. Дроздов¹, Д.Н. Лобанов¹, **А.В. Новиков**^{1,2}, М.В. Шалеев¹, Д.В. Юрасов¹

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

²Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, г. Нижний Новгород, 603950, Россия.

тел: (831)417-94-80, факс: (831)417-94-74, эл. почта: anov@ipmras.ru

Использование для формирования гетероструктур «искусственных подложек» на основе релаксированных слоев полупроводниковых соединений открывает новые возможности для создания электронных и оптоэлектронных устройств. С целью получения на релаксированных буферах напряженных структур с заданной морфологией гетерограниц и распределением примесей необходимо детальное понимание особенностей релаксации упругих напряжений и сегрегации примесей в них. В данной работе эти особенности выявлены для SiGe гетероструктур.

Исследования выполнены для SiGe структур, выращенных методом МПЭ на релаксированных Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буферных слоях с x≤40%). Обнаружено, что при росте Ge на SiGe буфере, несмотря на уменьшение рассогласования кристаллических решеток, релаксация упругих напряжений за счет развития шероховатости поверхности и формирования nanoостровков начинается при меньшей толщине пленки (h_c) Ge, по сравнению с ростом Ge на Si(001) подложках [1]. За счет предосаждения слоев с различным знаком деформации (растянутых Si и сжатых Si_{1-y}Ge_y (y>x) слоев) установлено, что в случае роста напряженных структур на SiGe буферах факторами, определяющими величину h_c, кроме рассогласования кристаллических решеток являются шероховатость поверхности роста и сегрегация Ge. Показано, что при росте на SiGe буферах использование предосаждения тонких растянутых слоев позволяет существенно увеличить критическую толщину планарного роста напряженных (сжатых) пленок [1], открывая тем самым дополнительную возможность для управления ростом напряженных структур. Обсуждается возможность распространение результатов, полученных при исследовании SiGe структур, на другие напряженные полупроводниковые гетеросистемы.

В работе на примере сурьмы выполнены исследования сегрегации донорных примесей в напряженных SiGe структурах в зависимости от параметров отдельных слоев и условий роста. Установлено влияние состава и упругих напряжений SiGe слоев на сегрегацию Sb. Полученные количественные зависимости коэффициента сегрегации Sb от параметров SiGe слоев позволили применить для селективного легирования SiGe гетероструктур метод, развитый ранее авторами работы для селективного легирования Si [2].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 11_02_00700_a и 13-02-01006), Программ фундаментальных исследований РАН и Стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам (№ СП-5485.2013.5). Исследования проведены с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН.

Литература

- [1] M.V. Shaleev, A.V. Novikov, *et.al.*, Appl. Phys. Lett. **101**, 151601 (2012).
- [2] D.V. Yurasov, M.N. Drozdov, *et.al.*, J. Appl. Phys. **109**, 113533 (2011).

Процессы формирования наноструктурированных полупроводниковых пленок на основе оксидов титана и железа

Н.Н. Афонин, В.А. Логачева, А.М. Ховив

Воронежский государственный университет, Университетская пл. 1, Воронеж, 394006, Россия

тел: (4732) 20-84-45, факс: (4732) 20-84-45, эл. почта: kcmf@vsu.ru

Пленки на основе оксидов титана и железа демонстрируют многообразие магнитных и электрических характеристик в зависимости от условий синтеза и являются перспективными материалами для спинтроники. В настоящей работе для синтеза использовался высокотехнологичный метод послойного магнетронного распыления железа и титана на монокристаллический кремний с последующим вакуумным отжигом при остаточном давлении 10^{-2} Па в диапазоне температур 673–1073 К в течение 1 часа. Установлено, что заметное перераспределение компонентов в системе железо-титан происходит при $T=873$ К. При $T=1073$ К формируется пленка титаната железа Fe_2TiO_4 , включающая оксиды железа и титана, силицид железа Fe_2Si гексагональной структуры. Полученную методом резерфордовского обратного рассеивания (РОР) картину распределения компонентов можно объяснить глубокой реакционной диффузией железа в слой оксида титана, приводящей к восстановлению титана до свободного, способного к миграции состояния. В результате на поверхности пленки формируются нановолокна диаметром до 16 нм, состоящие из оксида титана, рис. 1.

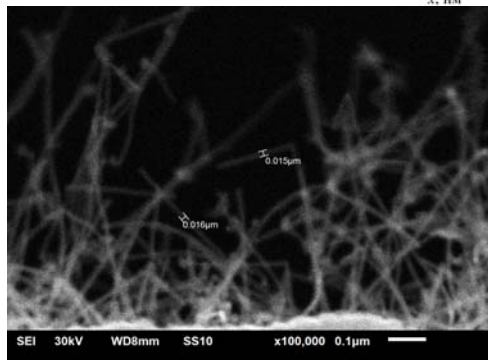
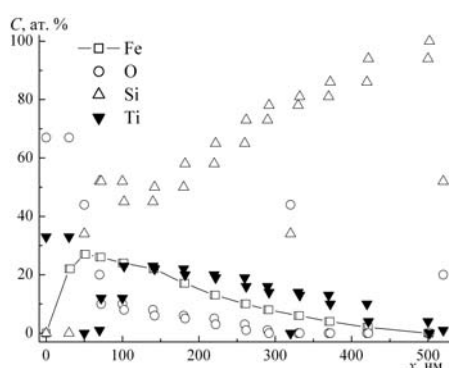


Рис. 1. Концентрационные распределения (метод РОР) железа, кислорода, кремния и титана по глубине двухслойной системы железо-титан на кремнии после вакуумного отжига при $T=1073$ К в течение часа и её микрофотография

Синтезированные пленки имеют малое удельное электросопротивление $\sim 1.0 \cdot 10^{-6}$ Ом·м, что объясняется формированием в приповерхностной области кремния канала проводимости металлического типа, как результат глубокой диффузии титана и железа. Их полупроводниковые свойства подтверждаются исследованиями температурной зависимости электросопротивления. Гистерезис на полевой зависимости намагниченности этой пленки при температуре 300 К свидетельствует о том, что температура Кюри материала лежит выше комнатной. Пленки являются магнитооднофазными и характеризуются ферромагнитным сигналом в области индукции магнитного поля до 1 Тл. Коэрцитивная сила составила ~ 420 Э.

Ферромагнетизм исследуемой системы может быть вызван эффектами, возникающими при переходе оксидов в наноразмерное состояние и обусловлен структурными несовершенствами на поверхности плёнки. Формирование нановолокон обуславливает высокое соотношение площади поверхности плёнок к объёму и усиливает проявление их магнитных свойств.

Фотоэмиссионные свойства поверхности GaAs с неравновесными слоями цезия

А.Г. Журавлев^{1,2}, М.Л. Савченко², А.Г. Паулиш^{1,2}, Г.Э. Шайблер¹, В.Л. Альперович^{1,2}

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

²Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)330-98-74, факс: (383)333-27-71, эл. почта: zhuravl@isp.nsc.ru

Изучение атомных неравновесных явлений на поверхности полупроводников при адсорбции (прилипанию, диффузии и встраивании адатомов), представляет научный и практический интерес, поскольку эти явления влияют на электронные свойства поверхности и на работу полупроводниковых приборов. Наблюдавшиеся ранее на поверхности Cs/GaAs немонотонная дозовая зависимость, гистерезис и релаксационная кинетика поверхностного изгиба зон φ_s [1] свидетельствуют о том, что на этой поверхности неравновесные явления играют существенную роль не только при низкой, но и при комнатной температуре $T = 300$ К, при которой приготавливаются и используются p -GaAs(Cs,O) фотокатоды с отрицательным эффективным электронным сродством $\chi^* = \chi - \varphi_s$, где χ — «истинное» электронное сродство. В данной работе методом спектроскопии квантового выхода фотоэмиссии экспериментально изучена эволюция эффективного сродства χ^* и вероятности выхода электронов в вакуум P при адсорбции цезия на поверхности GaAs(001) и последующей релаксации в адсорбционном слое. Для достижения этой цели использовался предложенный в [1] подход к спектроскопии систем с параметрами, меняющимися во времени. Цезий наносился на атомарно-чистые поверхности GaAs(001) с различным соотношением галлия и мышьяка в поверхностном слое, приготовленные химическим удалением оксидов в атмосфере сухого азота, переносом в сверхвысоковакуумную установку без контакта с воздухом и последующим прогревом в вакууме. Величины χ^* и P определялись по спектральному порогу и амплитуде спектров фотоэмиссии, соответственно, из сопоставления экспериментальных спектров с расчетом. Обнаруженное немонотонное поведение квантового выхода фотоэмиссии и эффективного сродства как функции Cs покрытия $\chi^*(\theta_{Cs})$ при адсорбции на As- и Ga-обогащенных поверхностях GaAs(001) удовлетворительно объясняется цезий-индуцированным снижением истинного сродства и особенностями дозовых зависимостей изгиба зон $\varphi_s(\theta_{Cs})$. Наиболее удивительными и пока необъясненными являются дозовые зависимости вероятности выхода $P(\theta_{Cs})$, в которых наблюдается пик при покрытии около $\theta_{Cs} \approx 0.4$ ML, причем величина P в пике возрастает в несколько раз. Обсуждаются возможные причины такого поведения $P(\theta_{Cs})$, обусловленного резонансной фотоэмиссией через электронные состояния в потенциалах поверхностного изгиба зон и заряда-изображения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 11-02-00991).

Литература

[1] A.G. Zhuravlev et al., J. Phys.: Condens. Matter **22**, 185801 (2010).

Взаимодействие атомных ступеней на поверхности Si(111) в условиях электромиграции

Е.Е. Родякина¹, С.В. Ситников¹, А.В. Латышев^{1,2}

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

²Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)330-90-82, факс: (383)333-10-80, эл. почта: rodyakina@isp.nsc.ru

Электромиграция адатомов привлекает внимание с точки зрения управления процессами самоорганизации на поверхности, в частности при формировании тонких эпитаксиальных полупроводниковых плёнок. Особое внимание в литературе уделяется воздействию на морфологию поверхности электрического тока, нагревающего кристалл, при определённых соотношениях температуры и направления тока вызывающего перераспределение атомных ступеней в эшелоны [1]. При этом образованию макроступеней препятствует упругое расталкивание близкорасположенных ступеней. Для изучения взаимодействия ступеней и влияния на него различных факторов, например изменения температуры, используются теоретические модели движения ступеней и сравниваются с результатами экспериментов и компьютерного моделирования [2]. Существует несколько теоретических моделей влияния на распределение ступеней в эшелонах внешнего потока атомов кремния на поверхность, требующих экспериментальной проверки в широком температурном диапазоне (900–1300 °С).

В данной работе методами *in situ* сверхвысоковакуумной отражательной микроскопии и *ex situ* атомно-силовой микроскопии, проведены исследования взаимодействия ступеней в эшелонах. На АСМ-изображении (фазовый контраст) на рис. 1 видно, что ширина

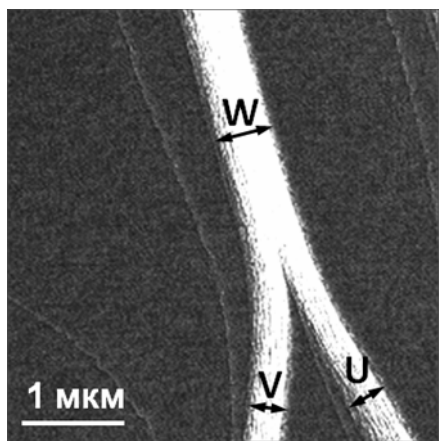


Рис. 1. АСМ-изображение (фазовый контраст) эшелонов ступеней на поверхности Si(111).

эшелона меньше суммы ширин отдельных эшелонов ($W < U + V$), с таким же суммарным количеством ступеней ($N_W = N_V + N_U$), что свидетельствует об обратной зависимости среднего расстояния между ступенями внутри эшелона от их количества наблюдаемой экспериментально. Проведены измерения среднего и минимального расстояния между ступенями в эшелонах в зависимости от количества ступеней в них при сублимации и эпитаксиальном росте на поверхности Si(111) при различных температурах. Определено влияние величины внешнего потока атомов на распределение ступеней. Анализ экспериментальных результатов в рамках существующих теорий показал, что потенциал взаимодействия не зависит от пересыщения на поверхности Si(111).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Министерства образования и науки.

Литература

[1] A.V. Latsyshev et al., Surf. Sci. **213**, 157 (1989).

[2] C. Misbah, O. Pierre-Louis, Y. Saito, Rev. Mod. Phys. **82**, 981 (2010).

Влияние поверхностно-активных атомов на эпитаксиальный рост нитрида галлия выращенного из газовой фазы в системе Ga-HCl-NH₃-H₂-Ar

М. Блондин, П. Брунков, Ю. Жилиев, В. Зеленин, В. Пантелеев, **Н. Полетаев**, С. Родин
ФТИ им.А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, ул.Политехническая д.26
тел: (812) 292-7156, факс: (812) 297-1017, эл. почта: poletaev@mail.ioffe.ru

Нитриды 3-ей группы привлекают всё большее внимание в связи с многочисленными применениями в твёрдотельной электронике. Однако, приборы на нитриде галлия (GaN), изготовленные на подложках сапфира с базовой ориентацией (0001), испытывают нежелательное влияние эффектов, связанных с поляризацией. Эти поляризационные эффекты сказываются на эффективности электроно-дырочной рекомбинации и ведут к сдвигу излучения в красную область. Они могут быть уменьшены за счет выращивания приборных структур на подложках сапфира с неполярной ориентацией (11 $\bar{2}$ 0). Тем не менее, морфология поверхности пленок GaN, выращенная на этих ориентациях структурно не совершенна. В данной работе обсуждается эпитаксиальный рост слоев GaN на поверхностях с ориентацией (0001), и (11 $\bar{2}$ 0) с участием атомов In, Bi, Sb. Эти элементы ведут себя по отношению к поверхности GaN, как поверхностно-активные вещества (ПАВ), которые уменьшают поверхностную энергию, и их присутствие на поверхности способствует улучшению качества растущего материала. Слои GaN выращивали на сапфире методом HVPE в системе Ga-HCl-NH₃-H₂-Ar. Источники формировали в виде растворов (Ga + In, Ga+ Bi, Ga+ Sb) и размещали в реакторе при температуре $\sim T=850$ °С. Температура роста эпитаксиальных слоев GaN варьировалась от 1000 до 1100 °С. Давление в реакторе =1 атм. Расход HCl через источник 10 см³/мин, расход NH₃=600–1000 см³/мин. Результаты оптической и AFM (Атомно-силовой) микроскопии показывают, что использование ПАВ существенно улучшают морфологию GaN по сравнению с результатами полученными без их привлечения. Роль ПАВ заключается в модифицировании поверхности и изменении кинетики поверхностных реакций. Лучшие результаты на подложке с неполярной ориентацией, получены с применением Sb в качестве ПАВ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ(номер проекта 12-08-01127).

Взаимодействие поверхности InSb(100) с сульфидными растворами

М.В. Лебедев¹, Т.В. Львова¹, П.А. Дементьев¹, А.Л. Шахмин², И.В. Седова¹, С.В. Иванов¹
¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

тел: (812)292-73-17, факс: (812)297-10-17, эл. почта: tatyana.lvova.12@mail.ru

Антимонид индия является перспективным материалом для разработки оптоэлектронных приборов среднего ИК-диапазона. Ключевой проблемой технологии получения приборов является наличие на поверхности InSb трудно удаляемых нестехиометрических оксидов, химический состав и толщина которых зависят от условий окружающей среды и изменяются во времени. Установлено, что водный раствор Na_2S эффективно удаляет слой естественного окисла с поверхности InSb(100), оставляя на ней тонкий слой сульфида индия. Однако уровень углеродного загрязнения поверхности остается довольно высоким [1].

В настоящей работе методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) и Кельвин-зонд микроскопии (КЗМ) с целью оптимизации процесса пассивации было исследовано влияние водных и спиртовых растворов сульфида натрия (Na_2S) и сульфида аммония ($(\text{NH}_4)_2\text{S}$) на поверхность InSb(100). Установлено, что в отличие от водного раствора, раствор Na_2S в изопропиловом спирте практически не взаимодействует с поверхностью InSb(100). Также обнаружено, что в аммонийном водном растворе слой естественного окисла удаляется менее эффективно, чем в водном растворе Na_2S , при сохранении высокого уровня углеродного загрязнения поверхности. В случае спиртового раствора $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ отмечено не только удаление оксидного слоя с поверхности InSb, но и существенное (в несколько раз) снижение уровня углеродного загрязнения. Спектры РФЭС показали, что в результате обработки как в водных, так и в спиртовых растворах $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ на поверхности полупроводника присутствуют как сульфиды индия, так и сульфиды сурьмы.

Обработка в сульфидных растворах приводит также и к изменению электронных свойств поверхности n-InSb(100). Методом РФЭС обнаружено смещение поверхностного уровня Ферми вглубь зоны проводимости полупроводника приблизительно на 0.1 эВ после обработки поверхности в водном растворе $(\text{NH}_4)_2\text{S}$, и на 0.3 эВ после обработки в спиртовом растворе $(\text{NH}_4)_2\text{S}$. Уменьшение работы выхода, измеренное методом КЗМ, составило 0.2 эВ и 0.18 эВ, соответственно. Согласно спектрам РФЭС, перезакрепление уровня Ферми на модифицированной поверхности n-InSb(100) происходит уже в первые минуты контакта полупроводника с растворами и не зависит от времени выдержки в сульфидных растворах. Этот факт свидетельствует о том, что модификация электронной структуры поверхности n-InSb(100) происходит за счет переноса заряда с поверхностных состояний полупроводника на ионы сульфидного раствора [2].

Литература

- [1] Т.В. Львова, М.С. Дунаевский, М.В. Лебедев, А.Л. Шахмин, И.В. Седова, С.В. Иванов, ФТП **47**, 710 (2013).
- [2] M.V. Lebedev, Appl. Surf. Sci. **254**, 8016 (2008).

Самокомпенсация в сильно легированных кремнием слоях AlGaN

И.В. Осинных¹, К.С. Журавлев¹, Д.Ю. Протасов¹, Т.В. Малин¹, В.Ю. Давыдов²,
А.Н. Смирнов², Р.Н. Кютт², Б.Я. Бер², Д.Ю. Казанцев²

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

²ФТИ им А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
тел: (383)333-44-75, факс: (383)333-27-71, эл. почта: zhur@isp.nsc.ru

Прямозонные полупроводники GaN и $Al_xGa_{1-x}N$ — очень удобные материалы для разработки светодиодов и фотодетекторов ультрафиолетового спектрального диапазона, транзисторов с высокой подвижностью электронов, резонансно туннельных диодов. Для увеличения концентрации электронов и для улучшения характеристик этих устройств необходимо легирование слоев AlGaN. В процессе роста AlGaN слоев методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) из аммиака в качестве источника легирования традиционно используется кремний. Примесь кремния, однако, приводит к образованию дефектов, через которые происходит утечка тока через затвор. Также при сильном легировании возникает самокомпенсация примеси, которая обусловлена либо увеличением числа дефектов, точечных или протяженных, либо встраиванием атомов кремния на место азота в кристаллической решетке, из-за чего он становится акцептором.

Целью работы было исследование влияния кремния на электрические свойства слоев AlGaN. Слои GaN и $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ толщиной 1,1–1,3 мкм были выращены методом МЛЭ из аммиака на (0001)-ориентированной сапфировой подложке. Слои были легированы кремнием, в качестве источника использовался силан. Концентрация атомов кремния измерена методом вторичной ионной масс-спектрометрии. Концентрация электронов определена из холловских измерений и спектров комбинационного рассеяния света. Структурные дефекты исследованы методами дифракции рентгеновских лучей и растровой электронной микроскопии. Оптические свойства исследованы методами фотолюминесцентной (ФЛ) спектроскопии.

В обоих материалах концентрация атомов кремния в слоях линейно возрастает с ростом потока силана. Зависимость концентрации электронов от концентрации атомов примеси отличается в случае GaN и $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$: если в слоях GaN наблюдается линейный рост при повышении концентрации кремния, то в $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ зависимость корневая. Различие объясняется более сильной степенью самокомпенсации в $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$. Поскольку энергия формирования вакансии алюминия V_{Al} ниже чем вакансии галлия V_{Ga} , то в AlGaN больше катионных вакансий, выступающих центрами компенсации. В случае GaN рост легирования приводит к подавлению дефектной полосы в спектрах ФЛ, вызванной катионными вакансиями, в то время как при росте концентрации кремния в AlGaN ее интенсивность возрастает. Однако с ростом концентрации доноров концентрация катионных вакансий в AlGaN растет медленнее, чем в GaN, поэтому насыщение концентрации электронов напротив должно наступать быстрее в GaN. Как в GaN, так и в AlGaN нет прямой зависимости между содержанием кремния и концентрацией краевых дислокаций. Однако на поверхности AlGaN видны протяженные дефекты, при сильном легировании они сменяются дефектами гексагональной формы, концентрация дефектов с легированием сильно возрастает. Предположительно эти дефекты возникают на границах зерен при росте слоев и могут выступать центрами компенсации.

Химическая пассивация поверхности InAs(100) водным раствором сульфида натрия

В.Л. Берковиц¹, П.А. Дементьев¹, М.В. Лебедев¹, Т.В. Львова¹, А.Л. Шахмин²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

тел: (812)292-73-17, факс: (812)297-10-17, эл. почта: demenp@yandex.ru

Арсенид индия является перспективным материалом для многих электронных, опто-электронных приборов, биосенсоров. Развитие методик пассивации поверхности InAs должно обеспечить расширение возможностей применения этого материала. В данной работе методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), спектроскопии анизотропного отражения (САО) и Кельвин-зонд микроскопии (КЗМ) исследовалось влияние обработки поверхности InAs(100) в водном 1-М растворе сульфида натрия на ее химический состав и электронные свойства.

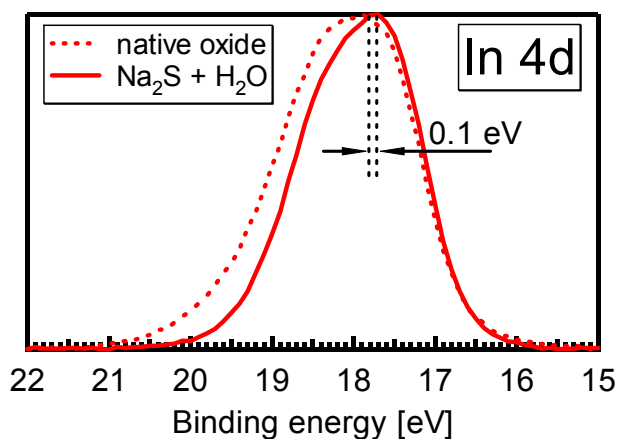


Рис. 1. Спектры уровня In 4d, измеренные до и после сульфидирования поверхности p-InAs(100).

Методом РФЭС было установлено, что в результате сульфидной обработки с поверхности InAs(100) полностью удаляются оксиды мышьяка и существенно снижаются концентрации оксидов индия. При этом на поверхности формируется тонкий пассивирующий слой сульфида индия. Изменение химического состава поверхности InAs(100) приводит к существенной модификации ее электронных свойств. Так, в случае поверхности p-InAs(100) наблюдается смещение спектров основных уровней на 0.1 эВ в сторону меньших энергий связи (Рис. 1). Поскольку уровень Ферми на поверхности p-InAs(100) с естественным окислом находится в запрещенной зоне на расстоянии приблизительно 0.12–

0.15 эВ от потолка валентной зоны [1], то можно сделать вывод, что после сульфидной обработки изгиб зон на поверхности p-InAs(100) существенно уменьшается. Полученный результат согласуется с данными САО, согласно которым электрическое поле, обусловленное приповерхностным изгибом зон на модифицированной поверхности, уменьшается в 2 раза. Методом КЗМ сопоставлялась работа выхода окисленной и сульфидированной поверхностей InAs(100) n- и p- типа с различным уровнем легирования. Разница работ выхода для окисленных поверхностей n- и p- типа достигает 0.08 эВ, при этом работы выхода сульфидированных поверхностей с различным уровнем легирования отличаются менее, чем на 0.01 эВ.

Литература

[1] M.V. Lebedev, T. Mayer, W. Jaegermann, unpublished results.

Оптические и электрические свойства эпитаксиальных слоев нитрида галлия

В.Ф. Агекян¹, Е.В. Борисов¹, Л.Е. Воробьев², Г.А. Мелентьев², А.Ю. Серов¹,
Н.Г. Философов¹, В.А. Шалыгин², Л.А. Шелухин¹, Н. Nykänen³, L. Riuttanen³,
O. Svensk³, S. Suihkonen³

¹С.-Петербургский государственный университет, Ульяновская ул., 1, Санкт-Петербург, 199504, Россия,

²С.-Петербургский государственный политехнический университет, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

³Aalto University, School of Electrical Engineering, FI-02150 Espoo, Finland

тел: (812)428-45-45, эл. почта: vfag@rambler.ru

Анализ экситонных спектров является эффективным способом определения качества эпитаксиальных слоев GaN, полученных методами молекулярной пучковой и газофазной эпитаксий [1]. Реализованная недавно технология роста самоорганизованного массива квантовых нитей GaN на кремниевой подложке дает новые возможности для практического применения нитрида галлия.

В настоящей работе изучены оптические спектры и электропроводность серии эпитаксиальных слоев нитрида галлия с концентрациями некомпенсированных доноров N_D до $4.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Слои GaN выращены газофазным методом на с-плоскости сапфира с легированным буферным слоем GaN. Свойства ряда образцов из этой серии были исследованы ранее [2].

Вольтамперные характеристики (ВАХ) при $T = 5 \text{ К}$ указывают на образование донорной зоны около $N_D = 3.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и на её слияние с зоной проводимости около $N_D = 4.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. При $N_D \leq 1.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ на ВАХ наблюдается особенность, соответствующая ударной ионизации доноров, с увеличением поля ВАХ становится линейной, а затем — сублинейной вследствие уменьшения подвижности электронов. Экситонные резонансы в спектре отражения с ростом N_D уширяются и сдвигаются в область низких энергий. Эти изменения обусловлены увеличением концентрации дефектов решетки и экранированием кулоновского взаимодействия после образовании донорной зоны.

Люминесценция серии образцов GaN:Si демонстрирует качественные изменения при концентрациях кремния, соответствующих образованию донорной зоны и её слиянию с зоной проводимости. В последнем случае возникает новая полоса излучения со стороны высоких энергий.

Рамановское рассеяние, измеренное при комнатной температуре на семи образцах с N_D от $4.1 \cdot 10^{16}$ до $4.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, содержит фононные резонансы от нелегированных буферных слоев и плазмон-фононные резонансы от слоев, легированных кремнием. Дисперсионные кривые плазмон-фононных мод согласуются с данными о концентрациях доноров, полученными из электрофизических измерений.

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

Литература

- [1] М.Г. Ткачман, Т.В. Шубина, В.Н. Жмерик, С.В. Иванов, П.С. Копьев, Т. Паскова, Б. Монемар. ФТП **37**, 552 (2003).
- [2] В.Ф. Агекян, Л.Е. Воробьев, Г.А. Мелентьев, Н. Nykanen, А.Ю. Серов, S. Suihkonen, Н.Г. Философов, В.А. Шалыгин. ФТТ **55**, 260 (2013).

Морфологические, структурные и люминесцентные свойства эпитаксиальных слоев $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$, выращенных МПЭ в метастабильной области роста

В.С. Багаев¹, В.С. Кривобок¹, В.П. Мартовицкий¹, М.В. Шалеев²

¹ФИАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991, Россия

²ИФМ РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

тел: (499)135-79-41, факс: (499)135-78-50, эл. почта: krivobok@lebedev.ru

Одним из направлений повышения быстродействия интегральных схем на основе кремниевой технологии является выращивание эпитаксиальных слоев $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$. Из-за несоответствия в параметрах решеток кремния и германия (4.18%) получение слоев с $x \approx 0.5$ возможно, преимущественно, в метастабильной области роста, когда уже превышена критическая толщина генерации дислокаций несоответствия, но они еще отсутствуют из-за кинетического барьера. В настоящей работе методами атомно-силовой микроскопии (АСМ), высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии и низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) с временным разрешением изучены одиночные слои $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($0.1 < x < 0.24$) толщиной 30–50 нм без покровного слоя кремния. Слои были выращены методом МПЭ при температурах от 350 до 700 °С.

В сильно напряженных слоях, помимо хорошо известной стадии потери плоского фронта роста с образованием препирамид или даже системы самоформирующихся квантовых точек, методом АСМ были обнаружены также локальные участки, возвышающиеся над ростовой поверхностью на десятки нанометров, характерные для механизма роста пар–жидкость–кристалл. Сочетание записи кривых качания (004) и двумерных областей в обратном пространстве вблизи узла (004) позволяет сделать вывод о присутствии в большинстве исследованных образцов областей с концентрацией германия как минимум на 6% больше, чем в основном слое. На двумерных картинах обратного пространства наблюдаются сдвиги дифракционных пиков слоя SiGe в поперечном направлении, что указывает на небольшой процент пластической релаксации напряжений, хотя дислокации несоответствия согласно данным АСМ во всех исследованных структурах отсутствовали. При этом метод рефлектометрии, гораздо более чувствительный к присутствию границ с различной электронной плотностью по сравнению с дифракционными кривыми, не выявляет в половине образцов каких-либо дополнительных слоев. Поэтому области с различной концентрацией германия логично связать с неоднородным распределением германия по ростовой поверхности. Характер этой неоднородности указывает на активную роль в неконтролируемых примесей в адсорбционном слое, которые «замерзают» и не стимулируют рост при температуре подложки 350 °С.

Время затухания сигнала ФЛ отличается на 1.5–2 порядка в образцах, морфологические и структурные свойства которых примерно одинаковы. Это связано нами с возрастанием на несколько порядков неравновесной концентрации вакансий. Вследствие малой толщины эпитаксиальных слоев ($t \leq 50$ нм) возрастание неравновесной концентрации вакансий даже на несколько порядков невозможно наблюдать прямыми методами при использовании лабораторных установок рентгеновского излучения. Однако по интенсивному пику подложки можно выявлять участки с аномально большой глубиной проникновения рентгеновских лучей. Нами было установлено, что в образцах с максимальным гашением люминесценции на картинах (X–Y)–сканирования наблюдаются дефектные области вблизи краев образцов.

Численные расчеты поверхностной энергии метастабильных фаз полупроводниковых соединений A^3B^5

Н.И. Подольская¹⁻³, М.А. Тимофеева^{1,3}, Н.В. Сибирев^{1,3}, А.И. Жмакин^{2,3},
М.В. Назаренко^{1,3}, В.Г. Дубровский^{1,3}

¹Академический Университет, Хлопина ул., 8/3, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Межведомственный суперкомпьютерный центр РАН, Санкт-Петербургский филиал, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

³ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: +7(812)448-69-80*5699, эл. почта: natalya@scc.ioffe.ru

Хорошо известно, что все полупроводниковые соединения $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$, кроме нитридных, в объемной форме при нормальных условиях имеют стабильную кубическую кристаллическую решетку типа цинковой обманки. Однако, нитевидные нанокристаллы (ННК) в большинстве случаев растут в метастабильной гексагональной кристаллической фазе (вюрцит, 4Н-политип и др.). Для всех ННК $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ (GaAs, InP и др.) существует критический радиус меньше, которого они растут в метастабильной фазе [1]. Обычно, обсуждаемый эффект [2] объясняется конкуренцией поверхностного и объемного вкладов в энергию образования ННК. Для вычисления критического радиуса перехода необходимо знать поверхностную энергию боковых граней ННК в стабильной и метастабильной фазах. Экспериментальные данные по значениям указанных энергий для метастабильных фаз фактически отсутствуют. Эти же вопросы являются актуальными и для описания роста квантовых точек, наностроек, наноигол.

Данная работа посвящена вычислениям поверхностной энергии различных граней $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ полупроводников (GaAs, AlP, InSb и др.) с решетками цинковой обманки и вюрцита. Авторами проведено сравнение полученных результатов с известными данными для поверхностной энергии стабильных решеток нитридов (вюрцит), арсенидов, антимонидов и фосфидов (сфалерит).

Для более точного определения критического радиуса получена зависимость значения поверхностной энергии от размера ННК и других характеристик ростового процесса. Проведен анализ влияния капли катализатора на кристаллическую структуру ННК.

Вычисление поверхностной энергии проведено как аналитическими методами, так и посредством численного моделирования методом поля валентных сил, что позволяет «напрямую» подсчитать энергетический вклад от поверхностных атомов со свободными связями (образуют свободную поверхность) для каждой конкретной наноструктуры. При этом, в отличие от *ab initio*, метод поля валентных сил позволяет проводить моделирование наноструктур с числом атомов в десятки и сотни тысяч атомов, а это значительно повышает релевантность результатов и делает возможным рассматривать наноструктуры, по размерам близкие к реальным.

Литература

[1] Н.В. Сибирев и др. ФТТ, т. 52, в.7, с.1428 (2010)

[2] V.G. Dubrovskii, N.V. Sibirev, Phys. Rev. B 77, p.035414 (2008)

Особенности оптических свойств плотноупакованных наночастиц аморфного кремния

О.М. Сресели, С.А. Гуревич, **О.С. Ельцина**, Д.А. Андроников, М.Ю. Семерухин, Д.А. Явсин, Ю.С. Вайнштейн

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая ул.

тел: (812)292-79-36, факс: (812)297-6245, эл. почта: yeltsina@mail.ioffe.ru

В данной работе исследованы оптические свойства пленок, состоящих из плотноупакованных наночастиц аморфного кремния (nano-Si), в широкой спектральной области от ближнего ИК до ближнего УФ. Пленки были изготовлены методом лазерного электродиспергирования [1] в вакууме или при напуске кислорода. Цель введения кислорода состояла в улучшении поверхностной пассивации кремниевых наночастиц в пленках [2]. Измерялись спектры оптического пропускания и отражения в диапазоне 0.8–6.0 эВ проводились эллипсометрические измерения в более узком диапазоне. В результате были определены оптические постоянные n , k пленок nano-Si.

В спектрах n , k пленок nano-Si наблюдается характерный для объемного аморфного кремния (a-Si) широкий бесструктурный пик. Однако характер изменений показателя преломления в коротковолновой и длинноволновой частях спектра, а также значения обоих коэффициентов отличаются от n и k для a-Si. Известно, что показатель преломления вблизи края запрещенной зоны определяется ближним порядком решетки полупроводника и поэтому он примерно одинаков для кристаллического и аморфного кремния [3]. Для пленок nano-Si n в этой области оказался в два раза меньше, что связано с наличием пустот между нанокластерами. Низкие значения k подтверждают этот вывод. Расчет в приближении эффективной двухкомпонентной среды Бруггемана дал долю кремния в слое nano-Si около 50%, всего в полтора раза меньше, чем при плотнейшей упаковке сферических частиц. В коротковолновой области n пленки nano-Si наоборот оказался гораздо больше, чем у a-Si, что обусловлено наличием дефектов типа оборванных связей на поверхности нанокластеров.

Введение кислорода приводит к пассивации оборванных связей и уменьшению n , который при этом остается больше, чем для оксидов кремния. Это позволило сделать вывод, что кислород взаимодействует только с поверхностью наночастиц и, несмотря на образование большого количества Si-O-Si связей, ядро наночастиц остается кремниевым, окруженным оксидной оболочкой. Кроме того, появление более сильных Si-O связей вместо связей Si-Si приводит к сдвигу максимума коэффициента экстинкции в область больших энергий в соответствии с моделью Пенна [4]. Исследованное ранее влияние кислорода на фотолюминесцентные свойства пленок nano-Si подтверждает сделанные выводы [2].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 11-02-00576, гранта Президента РФ «Ведущие научные школы» № НШ 3008.2012.2, программы Отделения физических наук РАН «Физика новых материалов и структур».

Литература

- [1] V.M. Kozhevin *et al.* J. Vac. Sci. Technol. В **18**, 1402 (2000).
- [2] O.S. Yeltsina *et al.* Physica Status Solidi C **9**, 1471 (2012).
- [3] S.H. Wemple. Phys. Rev. B, **7**, 3767 (1973).
- [4] F. Demichelis *et al.* J. Appl. Phys. **59**, 661 (1985).

Влияние температуры отжига на низкотемпературные фотолюминесцентные спектры эпитаксиальных Si:Er слоёв

Б.А. Андреев¹, Н.А. Соболев², Д.В. Денисов³, Е.И. Шек²

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

³Академический университет, ул. Хлопина, 8-3, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (921) 180-92-61, эл. почта: denisov@beam.ioffe.ru

В данной работе исследовалась зависимость излучательных свойств кремниевых эпитаксиальных структур с высокой концентрацией эрбия ($\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$) от условий послеростовой термообработки.

Структуры с Si:Er слоями толщиной до 1.3 мкм выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) при температуре 500°C и условиях, описанных в [1]. Концентрация атомов Er ($\approx 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$) в эпитаксиальных слоях порядка превышала концентрацию в них кислорода ($\approx 2.0 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и на два порядка — концентрацию углерода ($\approx 3.0 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

Изохронные 30 минутные отжижки проводились при 800–900°C в потоке кислорода с содержанием паров четыреххлористого углерода. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) регистрировались при температуре 4.2 К в диапазоне 5600–10000 см^{-1} с разрешением 1 см^{-1} . Для возбуждения использовался непрерывный лазер мощностью до 200 мВт с длиной волны излучения 532 нм.

Изменения в спектрах образцов, подвергнутых изохронному отжигу при различных температурах, позволяют выделить три группы наиболее интенсивных линий, различающихся по поведению.

В серии 1 (6493, 6474, 6463, 6454, 6451, 6449, 6446, 6415, 6411, 6361, 6272, 6178 см^{-1}) интенсивность ФЛ линий падает до нуля в результате увеличения температуры отжига до 850 и 900°C.

В серии 2 (6490, 6435.5 и, возможно, 6302 см^{-1}) интенсивность ФЛ падает при увеличении температуры отжига, оставаясь отличной от нуля.

В серии 3 (6484, 6487, 6457, 6446, 6378 см^{-1}) интенсивность ФЛ от близкой к нулю в исходной структуре растет с температурой отжига.

Различное поведение при отжиге наиболее интенсивных линий (6493, 6490 и 6484 см^{-1}), сравнительно малая их ширина, а так же экспериментальные и расчетные данные [2, 3] позволяют утверждать, что они соответствуют трем различным излучающим центрам иона эрбия с низкой симметрией кристаллического окружения.

Литература

- [1] Н.А. Соболев, Д.В. Денисов, А.М. Емельянов, Е.И. Шек, Б.Я. Бер, А.П. Коварский, В.И. Сахаров, И.Т. Серенков, В.М. Устинов, Г.Э. Цирлин, Т.В. Котерева, ФТТ, **47**, 108 (2005).
- [2] H. Przybylinska, W. Jantsch, Yu. Suprun-Belevich, M. Stepikhova, L. Palmetshofer, G. Hendorfer, A. Kozanecki, R.J. Wilson, B.J. Sealy, Phys. Rev. B, **54**, 2532 (1996).
- [3] D.E. Wortman, C.A. Morrison, J.L. Bradshaw, J. Appl. Phys., **82**, 2580 (1997).

Оптические характеристики различных структур пористого кремния

А.С. Леньшин, В.М. Кашкаров, П.В. Середин, Б.Л. Агапов, Д.А. Минаков,
В.Н. Ципенюк, Э.П. Домашевская

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Воронежский государственный университет», Университетская площадь, 1, г. Воронеж, 394006 Россия

тел: (4732) 208 363, факс: (473) 220-87-55, эл. почта: *explosimeter@gmail.com*

Пористый кремний (por-Si) перспективен для создания оптических волноводов и лавинных светодиодов, может использоваться для создания микроактюаторов, самоуничтожающихся кремниевых чипов, различных кремниевых мембран, микрореакторов, микрорезонаторов, фотонных кристаллов чувствительных элементов в различных датчиках. В данной работе было дано сравнение и установлены взаимосвязи между оптическими характеристиками в различных структурах нано, мезо и макропористого кремния.

Сравнивая данные, полученных методом ИК-спектроскопии с фотолюминесцентными характеристиками можно отметить следующие закономерности: во-первых, на ИК-спектрах всех образцов, имеющих наиболее яркую фотолюминесценцию в оптическом диапазоне в значительной степени выражена полоса, характерная для связи Si-Si (616 см^{-1}), при этом для образцов с меньшей ФЛ эта полоса проявляется слабее и исчезает для образцов не обладающих ФЛ свойствами. Во-вторых, особенностью ИК-спектров образцов, обладающих яркой фотолюминесценцией, является наличие полосы поглощения Si-H связей ($2100\text{--}2140 \text{ см}^{-1}$). Данные связи могут активно принимать участие в различных естественных или технологических поверхностных процессах, таких как окисление, карбонизация и т.п., приводящих к усилению или ослаблению люминесцентных свойств por-Si, что так же предполагает развитие возможностей управления функциональными характеристиками структур пористого кремния для нужд оптоэлектроники.

Литература

- [1] В.П. Бондаренко, В.А. Яковцева, Л.Н. Долгий, Легированный эрбием окисленный пористый кремний для интегральных оптических волноводов, ПЖТФ, том **25**, вып. 17, 1999.
- [2] О.А. Акципетров, Т.В. Долгова, И.В. Соболева, Анизотропные фотонные кристаллы и микрорезонаторы на основе мезопористого кремния, ФТТ, том **47**, вып. 1, 2005.
- [3] С.К. Лазарук, А.В. Долбик, В.А. Лабунов, использование процессов горения и взрыва наноструктурированного пористого кремния в микросистемных устройствах, ФТП, том **41**, вып. 9, 2007.
- [4] Valeri P. Tolstoy, Irina V. Chernyshova, Valeri A. Skryshevsky, HANDBOOK OF INFRARED SPECTROSCOPY OF ULTRATHIN FILMS

Влияние фемтосекундного лазерного облучения пленок a-Si:H на их структуру и фотоэлектрические свойства

М.В. Хенкин¹, А.В. Емельянов¹, А.Г. Казанский¹, П.А. Форш^{1,2}, Р. Kazansky³

¹МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, 1/2, Москва, 119991, Россия

²НИЦ «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123098, Россия

³Optoelectronics Research Centre, University of Southampton, UK

тел: (495)939-41-18, эл. почта: mark.khenkin@gmail.com

В последние годы широко обсуждается технология модификации пленок аморфного гидрированного кремния (a-Si:H) фемтосекундным лазерным облучением. Это связано с возможностью нетермической («холодной») кристаллизации a-Si:H при использовании мощного сверхбыстрого оптического возбуждения [1]. Быстрые процессы «холодных» фотоиндуцированных структурных изменений могут предотвращать выход водорода из облучаемой пленки, который ограничивает применение технологии лазерной кристаллизации a-Si:H в случае нано- и пикосекундных импульсов. Это позволяет рассматривать пленки a-Si:H, обработанные фемтосекундным лазерным облучением, как один из перспективных материалов для фотовольтаики. В представленной работе изучались структурные, оптические и фотоэлектрические свойства пленок a-Si:H, модифицированных фемтосекундным лазерным излучением.

Пленки a-Si:H толщиной ~0.3 мкм осаждались методом разложения моносилана в ВЧ тлеющем разряде. Обработка пленок лазерными импульсами осуществлялась излучением Yb:KGW лазера ($\lambda=1030$ нм) с длительностью импульса 300 фс. Использовался сканирующий метод обработки пленок a-Si:H, перекрытие между полосами сканирования составляло 90%. Были получены две серии образцов, осажденных при температурах подложки 130 и 240 °С, и облученных лазерным пучком с плотностью энергии от 0 до 95 мДж/см². Сравнение этих серий позволило сделать выводы о влиянии концентрации водорода в необработанной пленке на структуру и свойства модифицированного материала.

Анализ спектров рамановского рассеяния света показал, что использованные нами условия облучения позволяют изменять долю кристаллической фазы (f_c) в структуре пленок от 0 до 70%. В тоже время концентрация водорода в облученных пленках падает по мере увеличения интенсивности обработки.

Темновая проводимость пленок резко возрастает (на 4 порядка), когда доля кристаллической фазы в их структуре достигает ~10%, что по нашему мнению свидетельствует о возникновении перколяционного пути для носителей заряда по нанокристаллической фазе. В тоже время спектральные зависимости коэффициента поглощения, измеренные методом постоянного фототока, имели форму, характерную для a-Si:H, для всех пленок с $f_c < 60\%$. Полученные результаты обсуждаются в терминах процессов фотоиндуцированного изменения структуры и эффузии водорода из пленок.

Авторы признательны О. И. Конькову за изготовление пленок нелегированного a-Si:H.

Литература

[1] S.D. Sundaram, and E. Mazur, Nature Mater. **1**, 217 (2002).

Новый тип осцилляций фототока в туннельных GaAs/AlAs гетероструктурах *p-i-n* типа с InAs квантовыми точками

Е.Е. Вдовин¹, Ю.Н. Ханин¹, К. Мантульников¹, О. Makarovsky², А. Patane², L. Eaves²

¹ИПТМ РАН, ул. Институтская 6, г. Черноголовка, 142432, Россия

²The School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham NG72RD, UK

тел: (252)44011, эл. почта: vdov62@yandex.ru

Исследован транспорт носителей в туннельных GaAs/AlAs гетероструктурах *p-i-n* типа при освещении. Обнаружен новый тип осцилляций фототока с независимым от длины световой волны периодом. Исследованы зависимости этих осцилляций от мощности светового излучения, температуры и магнитного поля. Нами рассмотрены возможные механизмы наблюдаемого явления.

Представлены результаты исследования туннелирования в *p-i-n* GaAs/AlAs гетероструктурах с квантовыми точками в барьерных и широких нелегированными прибарьерными слоями при освещении.

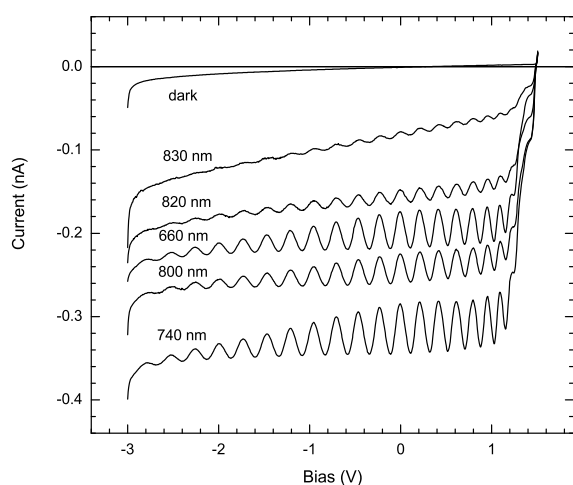


Рис. 1. Зависимости темного тока и фототока от напряжения при $\lambda = 830, 820, 800, 740$ и 660 нм.

Обнаружено, что когда длина световой волны превышает 840 нм (что соответствует ширине запрещенной зоны GaAs) обратная ветвь зависимости фототока от напряжения начинает демонстрировать неожиданную в системах такого типа осциллирующую составляющую, пропорциональную интенсивности и независимую от длины волны излучения. Исследованы зависимости этих осцилляций от мощности светового излучения, температуры и магнитного поля различной ориентации. Обнаружено что осцилляции подавляются перпендикулярным току магнитным полем ~ 1 Т и температурой ~ 80 К. На основании анали-

за экспериментальных данных предполагается, что наиболее вероятной причиной осцилляций фототока является модуляция плотности состояний в нелегированном околобарьерном слое в результате отражения носителей от границы сильнолегированного контактного слоя и их последующей интерференции, как наблюдалось ранее, но только в туннельном токе в *n-i-n* структурах без участия света [1]. Вследствие аномально высокой амплитуды осцилляций предполагающей аномально большой коэффициент отражения от границы легированного слоя, рассматриваются и другие возможные сценарии обнаруженного эффекта.

Литература

- [1] Ю.Н. Ханин, Е.Е. Вдовин, Ю.Н. Дубровский, ЖЭТФ, том 126, вып. 3 (9), 609–618 (2004).

Метод инвариантов в теории полупроводниковых наногетероструктур и его приложение к анализу эффектов междолинного смешивания в AlAs/GaAs/AlAs и SiGe/Si/SiGe- квантовых ямах

Г.Ф. Глинский, М.С. Миронова

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина) (СПбГЭТУ), ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия

тел: +7(905)285-39-36, эл. почта: miroнова.m.s@gmail.com

Предлагается новый теоретико-групповой подход к построению эффективных kp -гамильтонианов полупроводниковых гетероструктур (квантовые ямы, проволоки, точки). Основу метода составляет теория инвариантов, позволяющая учитывать микроскопическую симметрию интерфейсов и рассматривать гетероструктуры, содержащие единицы атомных слоев [1]. В рамках данного подхода определены эффективные многозонные гамильтонианы для электронов и дырок, содержащие поправки, обусловленные короткодействующей частью интерфейсного потенциала. Показано, что эти поправки приводят к внутримолекулярному и междолинному смешиванию состояний электронов и дырок, а также к спин-зависимым эффектам рассеяния на интерфейсе.

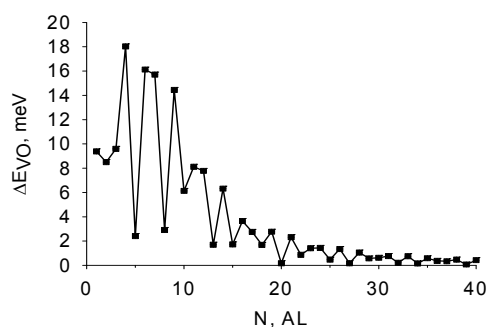


Рис. 1. Зависимость долино-орбитального расщепления от числа атомных слоев в $\text{Si}_{0.85}\text{Ge}_{0.15}/\text{Si}/\text{Si}_{0.85}\text{Ge}_{0.15}$ -квантовой яме

орбитального расщепления основного состояния электрона от числа атомных слоев Si (рис. 1) и проанализированы спиновые эффекты в таких структурах. Показано, что в квантовых ямах с четным числом атомных слоев кремния отсутствует линейное по k спин-зависимое расщепление, что согласуется с результатами, следующими из анализа симметрии квантовой ямы. Полученные зависимости находятся в хорошем согласии с результатами микроскопических расчетов [3, 4].

Литература

- [1] Г.Ф. Глинский, Полупроводники и полупроводниковые наногетероструктуры: симметрия и электронные состояния, Технолит, СПб, 2008.
- [2] Г.Ф. Глинский, М.С. Миронова, Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ», №2, 8 (2013).
- [3] L.W. Wang, A. Zunger, Phys Rev B, **59**, 15806 (1999).
- [4] M.O. Nestoklon, L.E. Golub, E.L. Ivchenko, Phys Rev B, **73**, 235334 (2007).

Нарушение электронейтральности в квантовых ямах и пороговые характеристики полупроводниковых лазеров

З.Н. Соколова¹, И.С. Тарасов¹, Л.В. Асрян²

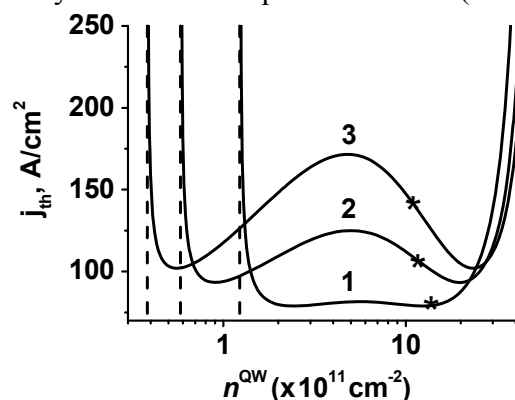
¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia 24061, USA

тел: (812)292-79-95, эл. почта: zina.sokolova@mail.ioffe.ru

В современных инжекционных лазерах в качестве активной области используются квантовые ямы (КЯ). Двумерные концентрации электронов и дырок в КЯ связаны друг с другом условием лазерной генерации (условием равенства оптического усиления полным оптическим потерям). Однако, вследствие различия между параметрами, контролирующими захват электронов и дырок в КЯ, эти концентрации могут различаться друг от друга, что означает нарушение электронейтральности в ямах. В отличие от лазеров на квантовых точках, для которых вопрос о нарушении электронейтральности ранее изучался [1–3], нарушение нейтральности в КЯ не рассматривалось должным образом в литературе. Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию этого вопроса. Рассмотрено влияние отклонения концентраций электронов и дырок в ямах друг от друга на пороговые характеристики лазера. Показано, что существуют минимальные пороговые концентрации носителей в КЯ, удовлетворяющие условию генерации. Показано, что в гетероструктурах на основе InGaAs/GaAs/AlGaAs, излучающих вблизи длины волны 1.044 мкм, пороговые концентрации свободных электронов и дырок в волноводной области малы в широком интервале значений концентрации электронов в ямах. Таким образом, вклад тока рекомбинации в волноводной области в полный пороговый ток незначителен при таких концентрациях электронов в ямах. Показано, что в случае одной КЯ пороговый ток практически постоянен в широком интервале отклонения концентраций электронов и дырок в яме друг от друга (Рис. 1). Это означает, что нарушение электронейтральности в InGaAs/GaAs/AlGaAs структурах с одной ямой практически не сказывается на пороговом токе при таких концентрациях носителей в яме. В структурах же с двумя и тремя ямами нарушение электронейтральности проявляется значительно сильнее и может приводить как к уменьшению, так и к увеличению порогового тока (Рис. 1).

Рис. 1. Зависимость плотности порогового тока от пороговой концентрации электронов в КЯ для структур с одной (кривая 1), двумя (2) и тремя (3) ямами. Вертикальными пунктирными прямыми показаны минимальные пороговые концентрации электронов. Звёздочками отмечены точки, соответствующие случаю электронейтральности в КЯ ($n^{\text{QW}} = p^{\text{QW}}$).



Литература

- [1] L.V. Asryan, R.A. Suris. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **3** (2), 148 (1997).
- [2] L.V. Asryan, R.A. Suris. Electron. Lett., **33** (22), 1871 (1997).
- [3] L.V. Asryan, R.A. Suris. IEEE J. Quantum Electron., **34** (5), 841 (1998).

Низкоразмерные гетероструктуры ZnCdS/ZnMgS/GaP для селективного детектирования UV-излучения

П.И. Кузнецов, С.В. Аверин, В.А. Житов, Л.Ю. Захаров, Н.В. Алкеев

ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского 1, 141190, Фрязино, Россия

тел: (917)575-19-47, факс: (495)702-95-72, эл. почта: sva278@ire216.msk.su

Исследован МПМ-детектор UV-излучения на основе периодической гетероструктуры с пятью квантовыми ямами ZnCdS (13.5 нм), разделенными барьерными слоями ZnMgS (130 нм), рис.1. Гетероструктуры выращивались методом химического газофазного осаждения из металлоорганических соединений на полуизолирующих подложках GaP. Состав и толщины отдельных слоев гетероструктуры контролировались методами рентгеновской дифракции и *in situ* рефлектометрии, а оптические свойства по спектрам фотолюминесценции и отражения. На выращенных структурах формировались встречно-штыревые МПМ-диоды с шириной контактов и расстоянием между ними 3 мкм при общей площади детектора 100x100 мкм². Диодные структуры обладают малыми токами утечки, темновой ток составляет $2 \cdot 10^{-12}$ А при напряжении смещения 40 В, что более чем на два порядка величины меньше, чем у AlGaIn МПМ-диодов с той же геометрией контактов [1].

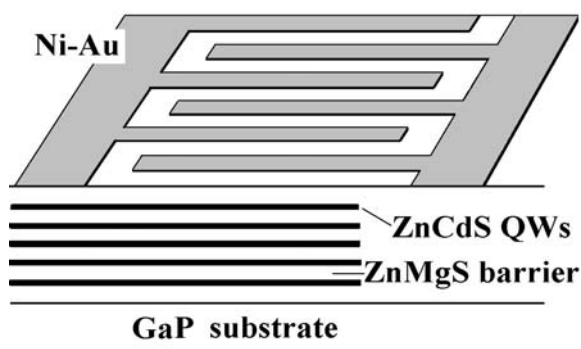


Рис. 1. Структура слоев МПМ-диода.

Детектор демонстрирует сильную зависимость фотоотклика от напряжения смещения. При низких напряжениях смещения фотогенерированные носители сосредоточены в квантовых ямах и вклад барьерного ZnMgS слоя в сигнал фотоотклика мал. При этом наблюдается быстрый спад сигнала фотоотклика детектора относительно своего максимума, положение которого совпадает с максимумом излучения квантовых ям на спектре фотолюминесценции. Детектор достаточно узкополосен, FWHM сигнала фотоотклика составляет ~20 нм. Увеличение смещения до 80–100 В приводит к существенному увеличению широкополосности детектора и сдвигу его максимальной чувствительности с 350 нм на длину волны 450 нм с последующим резким спадом. Такое поведение детектора объясняется проникновением области обеднения МПМ-диода в GaP подложку при больших смещениях. При низких напряжениях смещения положение максимума спектральной чувствительности детектора определяется составом квантовой ямы ZnCdS и может быть подстроено к желаемой длине волны излучения в диапазоне 350–420 нм с сохранением узкополосного отклика.

Литература

- [1] S.V. Averin, P.I. Kuznetsov, V.A. Zhitov, N.V. Alkeev, *Solid-State Electronics*, **52**, 618 (2008).

Резонансные брэгговские структуры на основе системы квантовых ям InGaN в GaN

А.С. Большаков, В.В. Чалдышев, Е.Е. Заварин, А.В. Сахаров, В.В. Лундин,
А.Ф. Цацульников

ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
тел: (812)292-73-93, эл. почта: bolsh.andrey@yandex.ru

В брэгговских структурах с квантовыми ямами, выращенных с периодом, при котором частота брэгговского резонанса совпадает с резонансной частотой экситонов в квантовых ямах, наблюдается усиление экситон-поляритонного резонанса и образование суперизлучательной моды [1]. Это выражается в увеличении коэффициента отражения света на частоте резонанса по сравнению с нерезонансной брэгговской структурой. Подобные системы ранее создавались на основе квантовых ям GaAs и InGaAs, однако вследствие малой энергии связи экситона в этих материалах (~4 мэВ), суперизлучательная экситон-поляритонная мода наблюдалась лишь при криогенных температурах.

Нами исследовались гетероструктуры на основе квантовых ям InGaN с барьерами GaN, в которых энергия связи экситона >20 мэВ, т.е. сопоставима с энергией тепловых колебаний при комнатной температуре. Образцы были выращены методом MOVPE и содержали 1, 10, 30, 60 и 100 периодов. Подстройка брэгговской длины волны к частоте экситонного резонанса проводилась изменением угла падения света. Отчетливо выраженный эффект усиления отражения (в ~2 раза) наблюдался при совпадении брэгговской длины волны с экситонной в структуре, содержащей 60 периодов [2]. В структурах с меньшим числом периодов количество квантовых ям оказалось недостаточным для формирования заметного экситонного вклада в отражение. В структуре со 100 периодами, по-видимому, начинается сказываться неоднородность толщин слоев, нарушающая когерентность коллективного взаимодействия экситонов со светом.

Для усиления суперизлучательной моды при сохранении числа периодов были выращены структуры со сдвоенными квантовыми ямами в узлах оптической решетки. Экспериментальные исследования подтвердили теоретические ожидания [3], показав значительное (в ~2 раза) увеличение вклада системы экситонов в коэффициент отражения в 60-периодной структуре со сдвоенными квантовыми ямами по сравнению с аналогичной структурой, содержащей систему одиночных квантовых ям [4].

Методом матриц переноса проведены расчеты спектров отражения, позволившие определить основные параметры экситон-поляритонных состояний.

Таким образом, мы впервые наблюдали взаимодействие света с периодической решеткой экситонов в квантовых ямах InGaN при комнатной температуре.

Литература

- [1] Е.Л. Ивченко, А.И. Несвижский, С. Йорда, ФТТ **36**, 1156 (1994).
- [2] V.V. Chaldyshev, A.S. Bolshakov, E.E. Zavarin, A.V. Sakharov, W.V. Lundin, A.F. Tsatsulnikov, M.A. Yagovkina, T. Kim, Y. Park, Appl. Phys. Lett. **99**, 251103 (2011).
- [3] E.L. Ivchenko, M.M. Voronov, M.V. Erementchouk, L.I. Deych, and A.A. Lisyansky, Phys. Rev. B **70**, 195106 (2004).
- [4] А.С. Большаков, В.В. Чалдышев, Е.Е. Заварин, А.В. Сахаров, В.В. Лундин, А.Ф. Цацульников, М.А. Яговкина, ФТТ, (2013), в печати.

Особенности кинетики релаксации фотовозбужденных носителей в полупроводниковых гетероструктурах второго типа ZnSe/BeTe в условиях значительного изгиба зон

Е.В. Филатов, А.А. Максимов, И.И. Тартаковский

Институт физики твердого тела РАН, ул. Ак. Осипьяна, 2, г. Черноголовка, 142432, Россия

тел: (496)522-83-78, факс: (496)522-81-60, эл. почта: filatov@issp.ac.ru

Исследованы особенности кинетики релаксации фотовозбужденных дырок в гетероструктурах II-го типа ZnSe/BeTe с широкими слоями (20/10 нм) в условиях сильных изгибов зон, сформированных значительными концентрациями разделенных электронов и дырок ($n \sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$). Были проведены время-разрешенные измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) пространственно прямого оптического перехода при импульсной накачке фемтосекундным лазером. Показано, что интегральная интенсивность ФЛ прямого перехода от времени при высокой плотности оптического возбуждения описывается немонотонно экспоненциальной зависимостью: время жизни локализованной в слое ZnSe дырки $\tau(t)$ увеличивается со временем.

Известно, что изгиб зон при высокой концентрации разделенных носителей приводит к значительному удлинению длительности свечения пространственно прямого перехода, которое вызвано двумя факторами. Во-первых, происходит формирование метастабильного состояния для локализованных в слое ZnSe дырок за счет превращения надбарьерного дырочного состояния в случае плоских зон в состояние, ограниченное реальным барьером [1]. Во-вторых, изгиб зон приводит к уменьшению перекрытия волновых функций электрона в основном и дырки в локализованном в слое ZnSe состоянии [2].

Поскольку при сильных изгибах зон уход дырки из слоя ZnSe в основное состояние в слое BeTe значительно затруднен ($\tau_{\text{rel}} \gg 100$ пс для структур ZnSe/BeTe с широкими слоями), время жизни локализованной в слое ZnSe дырки $\tau(t)$ определяется временем излучательной рекомбинации электрона и дырки $\tau_{\text{rad}}(t)$. При значительных концентрациях локализованных в слое ZnSe дырок необходимо учитывать кулоновское взаимодействие электронов и дырок в слое ZnSe. Проведенные модельные расчеты показывают, что оно приводит к увеличению перекрытия волновых функций электронов в основном и дырок в нижайшем локализованном в слое ZnSe состоянии, и, следовательно, к более коротким радиационным временам τ_{rad} . По мере того, как локализованные в слое ZnSe дырки рекомбинируют с электронами, уменьшающееся перекрытие волновых функций электронов и дырок приводит к удлинению времени $\tau_{\text{rad}}(t)$, а значит, к более длинным временам жизни $\tau(t)$.

Литература

- [1] А.А. Максимов, С.В. Зайцев, Е.В. Филатов, А.В. Ларионов, И.И. Тартаковский, Д.Р. Яковлев, А. Ваг. Письма в ЖЭТФ **88**, 587 (2008).
- [2] E.V. Filatov, S.V. Zaitsev, I.I. Tartakovskii, A.A. Maksimov, D.R. Yakovlev, A. Waag. Phys. Stat. Sol. (c) **7**, 1533 (2010).

Фотоиндуцированные дефекты в структурах с квантовыми ямами на основе InGaN/GaN, легированных Sm, Eu, Eu+Sm, и аморфных пленках a-Si:H

М.М. Мездрогина¹, Е.И. Теруков¹, И.Н. Трапезникова¹, Ю.В. Кожанова²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²ФГБОУ ВПО «СПбГПУ», ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

тел: (812) 297-2245, факс: (812) 297-1017, эл. почта: margaret.m@mail.ioffe.ru

Обнаружены метастабильные состояния в структурах с квантовыми ямами (MQW) на основе InGaN/GaN, легированных Sm, Eu, Eu+Sm (PЗМ), появляющиеся в результате увеличения интенсивности возбуждения при измерениях спектров микро фотолюминесценции по сравнению с интенсивностью возбуждения при измерениях спектров макро фотолюминесценции ($8 \cdot 10^{-23}$ photon s/cm² и $3,52 \cdot 10^{20}$ photon s/cm²). Спектры макро ФЛ исследуемых структур до измерений спектров микро ФЛ имели линии излучения с $\lambda = (410-430)$ nm, в спектрах микро ФЛ — линии излучения с $\lambda = (409-416)$ nm. После измерений спектров микро ФЛ при измерениях спектров макро ФЛ оказалось, что интенсивность излучения структур уменьшилась, спектры макро ФЛ имели только линии излучения, характерные для барьерных слоев GaN ($\lambda = 380-400$) nm. Последующий отжиг структур в атмосфере аргона при T=1020 С в течение 1 часа вновь приводил к появлению в спектрах макро ФЛ интенсивных линий излучения с $\lambda = (430-450)$ nm.

В исследованных структурах все слои, барьерный GaN и слои ям InGaN, кристаллические. Показано на основании измерений спектров стационарной, время разрешенной фотолюминесценции, поляризации излучения, что исследованные структуры имеют различные неоднородные пространственно-энергетические распределения неравновесных носителей, обусловленные различием пространственного распределения и типом структурных неоднородностей, а также эффективным электрическим полем и процессами переноса возбуждения как к излучающим состояниям, так и от них к диссипативной подсистеме.

Введение ионов Eu, Sm, Eu+Sm с величинами ионных радиусов большими, чем у всех остальных компонентов состава структур (Ga, In, N), по всей вероятности, может приводить при большой интенсивности возбуждения к формированию разупорядочения, к появлению аморфно-подобной фазы, к увеличению концентрации каналов безызлучательной рекомбинации носителей, что и приводит к существенному уменьшению интенсивности излучения. Отжиг при T=1020 С способствует появлению кристаллической фазы, уменьшению концентрации фото индуцированных дефектов, увеличению центров излучательной рекомбинации и появлению линий излучения, характерных для структур с MQW на основе InGaN/GaN ($\lambda = 410-430$ nm), легированных PЗМ.

Подобного рода фотоиндуцированные дефекты в последние 20 лет интенсивно исследуются в аморфных пленках a-Si:H, имеющих неоднородности по составу и типам связей Si-H, Si-H-Si, Si-O-H-Si, что приводит к реализации фотоиндуцированных дефектов в данном материале. Отжиг пленок приводит к уменьшению концентрации фотоиндуцированных дефектов. Таким образом, наличие неоднородного пространственно-энергетического распределения неравновесных носителей, обусловленного неоднородным распределением структурных неоднородностей, является причиной реализации фотоиндуцированных дефектов в исследованных полупроводниковых матрицах.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта РФФИ № 13-02-00726а.

Межподзонные оптические переходы дырок в напряженных квантовых ямах SiGe

А.И. Якимов, В.В. Кириенко, В.А. Армбристер, В.А. Тимофеев, А.И. Никифоров, А.В. Двуреченский

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, проспект академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)333-28-32, факс: (383)333-28-32, эл. почта: yakimov@isp.nsc.ru

Известно, что квантовые ямы (КЯ) с электронным типом проводимости и изотропным тензором эффективных масс слабо чувствительны к излучению, вектор поляризации которого лежит в плоскости КЯ. Запрет межподзонных переходов для нормально падающего излучения является фактором, ограничивающим применение КЯ n -типа при создании инфракрасных фотодетекторов. Альтернативой могут служить КЯ p -типа, в которых наличие нескольких дырочных зон, непараболичность закона дисперсии, анизотропия эффективных масс, взаимодействие и перемешивание дырочных зон являются причиной разрешенных внутризонных переходов уже при любой поляризации света. До настоящего времени исследования в этом направлении ограничивались сжатыми в плоскости роста КЯ из-за отработанной технологии формирования таких систем. Так, например, в гетероструктурах Si/SiGe деформации сжатия возникают в КЯ SiGe при осаждении тонких слоев SiGe непосредственно на Si. Действие двуосной деформации такого знака на структуру дырочных подзон таково, что основное состояние дырок в КЯ SiGe/Si p -типа формируется в подзоне тяжелых дырок, что приводит к низкому коэффициенту поглощения света в области межподзонных переходов.

Теоретически на возможность инверсии расположения дырочных зон и формирования основного состояния системы в зоне легких дырок было указано в работе [1]. Идея состоит во введении слоев $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ в матрицу релаксированного твердого раствора $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$. При выполнении условия $x < y$ квантовые ямы $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ окажутся растянутыми в плоскости роста из-за разных постоянных решетки $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ и $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ в результате подзона легких дырок сдвинется в сторону зоны проводимости и может расположиться выше подзоны тяжелых дырок.

В настоящей работе изучены спектры оптического поглощения поляризованного инфракрасного излучения в структурах с квантовыми ямами SiGe p -типа. Исследовались три типа структур, различающихся величиной и знаком двуосных упругих деформаций. Обнаружено, что при растяжении квантовой ямы в плоскости гетероперехода происходит двукратное увеличение коэффициента поглощения света в области межподзонных переходов. Результаты объяснены сменой очередности расположения зон тяжелых и легких дырок, вызванной деформацией растяжения, и формированием основного состояния носителей заряда в зоне легких дырок.

Литература

- [1] L.G. Jiang, L.H. Kai, Li Cheng, C.S. Yan, and Y.J. Zhong, *Semicond. Sci. Technol.* **23**, 035011 (2008).

Особенности переключения канала проводимости в гибридных структурах $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/n\text{-Si}$

В.А. Викулов¹, В.В. Балашев^{1,2}, А.А. Димитриев¹, Т.А. Писаренко^{1,2}, **В.В. Коробцов**^{1,2}

¹Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук, ул. Радио 5, Владивосток, 690041, Россия

²Школа Естественных наук Дальневосточного федерального университета, ул. Суханова 8, Владивосток, 690950, Россия

тел: (4232) 310-439, факс: (4232) 310-452, эл. почта: vikulov@mail.dvo.ru

В ряде работ [1, 2, 3], при исследовании транспортных свойств тонких металлических пленок на кремниевых подложках с естественным окислом, сообщалось о резком изменении проводимости в интервале температур 250÷270 К, которое было объяснено переключением тока между пленкой и кремниевой подложкой через потенциальный барьер SiO_2 [1]. В работах [4, 5] было показано, что температура переключения канала проводимости может контролироваться величиной измерительного тока. В настоящей работе мы приводим результаты измерения температурной зависимости удельного сопротивления тонких пленок магнетита (Fe_3O_4) на химически окисленной поверхности кремния, свидетельствующие о том, что в этой структуре переключение канала проводимости может иметь место не только в интервале температур 250÷270 К, но и ниже температуры структурного преобразования магнетита (температуры Вервея, T_V).

Пленки Fe_3O_4 разной толщины, были получены в сверхвысоковакуумной камере термическим испарением Fe в атмосфере O_2 ($P_{\text{O}_2}=1.0 \cdot 10^{-6}$ Торр) и температуре подложки 300°C [6]. Информация об удельном сопротивлении $\rho(T)$ и вольт-амперных характеристиках (VAX) была получена 4-х зондовым методом. Обнаружено, что на зависимостях $\rho(T)$, наряду с отклонениями в области температур $T > 250$ К, наблюдается резкое уменьшение удельного сопротивления при температурах ниже 130К, которое сопровождается изменением вида VAX от линейной (при $T=300$ К) к S-образной (при $T=80$ К), соответствующей переключающему МДП диоду [7]. На основании этих данных предполагается, что уменьшение удельного сопротивления при $T < 130$ К может быть обусловлено переключением канала проводимости от пленки Fe_3O_4 к инверсионному слою $n\text{-Si}$. Но, в отличие от термостимулированного механизма транспорта при $T > 250$ К, низкотемпературный процесс обусловлен туннельной/полевой эмиссией носителей заряда сквозь слой SiO_2 .

Литература

- [1] J. Dai *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **33**, L65 (2000).
- [2] H.B. de Carvalho *et al.*, Phys. Stat. Sol. (a) **201**, 2361 (2004).
- [3] S. Witanachchi *et al.*, J. Appl. Phys. **99**, 073710 (2006).
- [4] Jinke Tang *et al.*, J. Appl. Phys. **91**, 8411 (2002).
- [5] Xianjie Wang *et al.* J. Appl. Phys. **105**, 07B101 (2009).
- [6] V.A. Vikulov *et al.* Tech. Phys. Lett. **38**, 336 (2012).
- [7] S.M. Sze. Physics of Semiconductor Devices. Wiley, 815 p. (2007).

Барьерные свойства структур Au-Cd_xHg_{1-x}Te на кремнии

В.Г. Кеслер, А.А. Гузев, С.А. Дворецкий, Е.Р. Закиров, А.П. Ковчавцев, З.В. Панова, М.В. Якушев

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

тел: (383)330-90-55, факс: (383)333-27-71, эл. почта: kesler@isp.nsc.ru

Проведено исследование свойств барьерных структур, полученных напылением золота толщиной 0,2 мкм и площадью $8 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$ в вакууме на поверхность гетероэпитаксиальных структур Cd_xHg_{1-x}Te n-типа проводимости с защитным варизонным слоем. Фоточувствительный слой Cd_xHg_{1-x}Te толщиной ~4 мкм состава $x = 0,4$ молярных долей CdTe выращен методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках из кремния. В варизонном слое HgCdTe толщиной 0,2 мкм концентрация кадмия линейно возрастала до $x=0,5$ молярных долей. Методом РФЭС было установлено, что на поверхности исход-

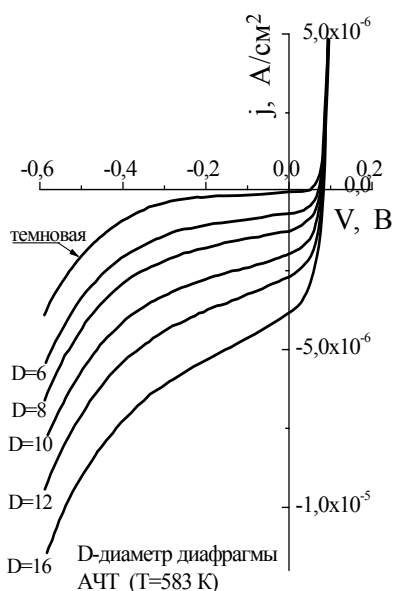


Рис.1. ВАХ при различных засветках ИК-излучением

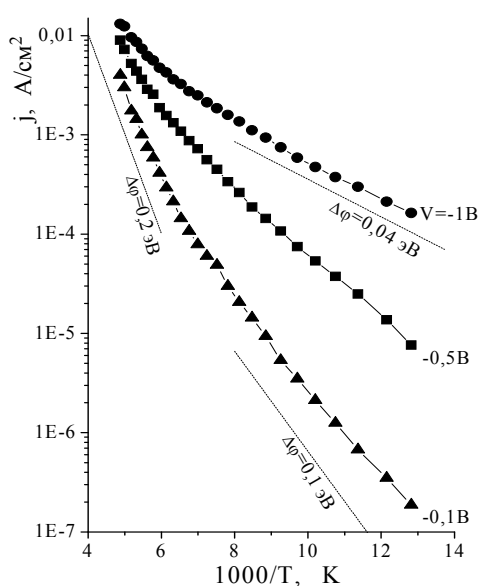


Рис.2. Зависимость плотности тока от обратной температуры

ных образцов имелся собственный оксид толщиной от 0,6 до 1 нм.

По данным измерений ВАХ барьерные структуры показали характеристики диодного типа с чувствительностью в ИК-диапазоне (рис. 1). Температурные зависимости плотности тока (рис. 2) показывают уменьшение энергии активации тока при понижении температуры и увеличении обратного смещения, характерные для диодов Шоттки с малыми величинами контактного барьера и наличием термостимулированных туннельных токов. По наклону линейной зависимости емкости в координатах C^{-2} - V определена концентрация легирующей донорной примеси $\sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, а по отсечке прямой на оси напряжений определена величина барьера $\sim 0,18 \text{ эВ}$. Оценка обнаружительной способности по дробовому шуму темнового тока (квантовый выход полагался $\sim 0,3$) дала величину $\sim 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^2 \text{ Гц}^{1/2} \text{ Вт}^{-1}$ (при $T=78 \text{ K}$) и $\sim 5,6 \cdot 10^{10} \text{ см}^2 \text{ Гц}^{1/2} \text{ Вт}^{-1}$ (при $T=173 \text{ K}$).

Влияние квантующего магнитного поля на спектры излучения квантового каскадного лазера ($\lambda \sim 9$ мкм)

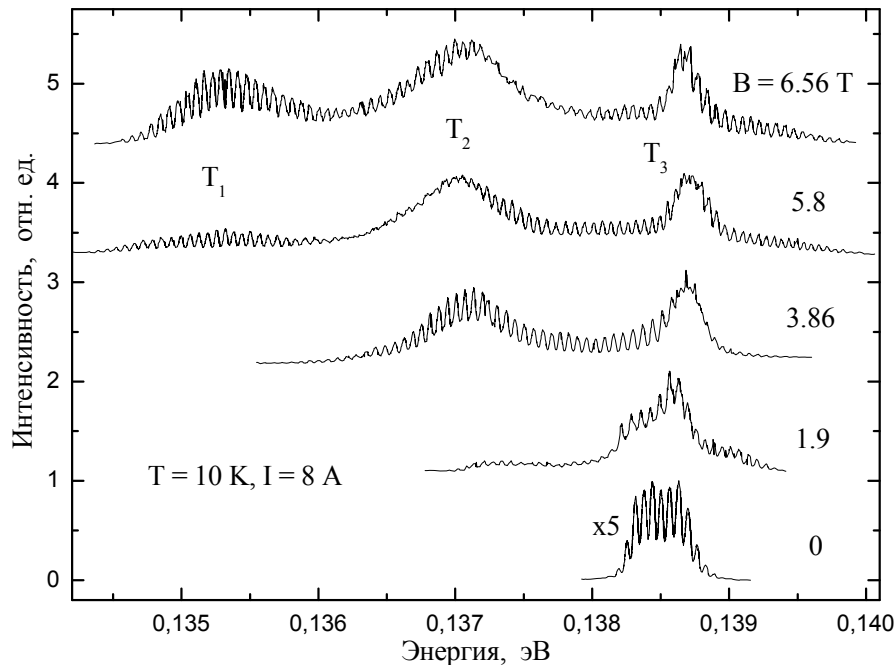
И.И. Засавицкий, Д.А. Пашкеев, Е.В. Бушуев, Г.Т. Микаелян

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991, Россия

тел: (499)132-67-49, факс: (499)135-23-20, эл. почта: zasavit@sci.lebedev.ru

Влияние сильного (до 40 Т) магнитного поля изучалось главным образом для терагерцевых квантовых каскадных лазеров (ККЛ) на основе гетеропары GaAs/AlGaAs, а также в меньшей степени для ККЛ на основе гетеропары GaInAs/AlInAs, излучающих в области 10 мкм. Вторая гетеропара отличается относительно малой эффективной массой и заметным значением g -фактора электронов в квантовой яме GaInAs, что снижает порог для магнитного квантования. В данной работе сообщается о влиянии квантующего магнитного поля \mathbf{B} на спектры излучения ($\lambda \approx 9$ мкм; $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$) ККЛ на основе GaInAs/AlInAs при температуре около 10 К. Обнаружено, что с увеличением магнитного поля до 7 Т спектры уширяются (до 5 мэВ) и расщепляются на три полосы генерации (см. рисунок). При этом в этих трех полосах одновременно наблюдается до 80 продольных мод генерации, а интегральная интенсивность излучения лазера увеличивается в 70 раз. Полосы в спектрах излучения объясняются магнитным квантованием лазерных уровней на расщепленные по спину уровни Ландау. Увеличение интенсивности излучения объясняется главным образом подстройкой фононного резонанса в магнитном поле.

Зависимость энергетического положения трех полос генерации (T_1 , T_2 и T_3) от магнитного поля характеризуется наклонами $dh\nu/dB$ соответственно: $-4,5$; $-1,8$ и $+1,9 \times 10^{-4}$ эВ/Т.



Однако высокоэнергетическая линия T_3 испытывает отклонения от линейности при полях >5 Т. Предложена схема оптических переходов: линии T_1 и T_3 соответствуют переходам с переворотом спина, а линия T_2 — квазивырожденным переходам с сохранением спина. Проведен расчет наклонов линий T_1 , T_2 и T_3 с учетом непараболичности эффективной массы и g -фактора. Наклоны для линий T_1 и T_2 хорошо согласуются с опытными значениями.

Влияние магнитных неоднородностей на транспортные свойства двумерного дырочного газа в гетероструктурах на основе разбавленных магнитных полупроводников

А.Б. Давыдов¹, Б.А. Аронзон¹, V. Tripathi², К. Dhochak², К.И. Кугель³

¹Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», пл. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

²Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai, 400005 India

³Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва, 125412, Россия
тел: (499)196-77-24, эл. почта: Davydov_AB@rrcki.ru

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований сопротивления и шума в GaAs/InGaAs/GaAs- гетероструктурах, сформированных в виде квантовой ямы с двумерным дырочным каналом и отделенным от него дельта-слоем Mn. Наличие полноценного двумерного канала в структурах подтверждено наблюдением осцилляций Шубникова–де Гааза, а также квантового эффекта Холла в рассматриваемых структурах. Обсуждаются аномалии в температурной зависимости сопротивления и шума двух типов образцов — с металлическим и диэлектрическим характером проводимости — которые интерпретируются как свидетельство наличия ферромагнитного упорядочения в образцах. Образцы с диэлектрическим типом проводимости представляют особый интерес, поскольку анализ их поведения позволяет раскрыть природу ферромагнетизма в этих структурах [1].

Показано, что взаимодействие беспорядка в двумерном канале структур, наведенного близкорасположенными к каналу проводимости ионами Mn, и нелинейного экранирования приводит при низких концентрациях носителей к формированию нано-размерных капель в канале проводимости. Обнаружено, что ферромагнетизм этих капель приводит к аномалиям поведения температурной зависимости сопротивления лишь при температурах, заметно меньших локальной температуры Кюри, и соответствуют формированию протяженного перколяционного кластера. Этот результат контрастирует с результатами для объемных Mn-легированных полупроводников, где эти аномалии наблюдаются при температуре Кюри и связаны с ферромагнитным фазовым переходом.

Ферромагнитное взаимодействие также влияет на шум сопротивления непосредственно через влияние на колебания относительной ориентации намагниченности в каплях и косвенно, через влияние на флуктуации количества дырок [2]. Предложены простые модели для шума сопротивления в капельной фазе при наличии ферромагнитного упорядочения. Также, обсуждаются возможные модели ферромагнетизма, которые согласуются с наблюдаемым поведением сопротивления и шума в этих гетероструктурах.

Работа проводилась при поддержке грантов РФФИ 13-02-92694, 11-02-00363 и 13-07-00838.

Литература

- [1] V. Tripathi, K. Dhochak, B.A. Aronzon, V.V. Rylkov, A.B. Davydov, B. Raquet, M. Goiran, and K.I. Kugel, Phys. Rev. B 84, 075305 (2011).
- [2] V. Tripathi, K. Dhochak, B.A. Aronzon, B. Raquet, V.V. Tugushev, and K.I. Kugel, Phys. Rev. B 85, 214401 (2012).

Наблюдение прямозонной люминесценции из германиевых квантовых ям

В.Я. Алешкин¹, А.А. Дубинов¹, М.Н. Дроздов¹, Б.Н. Звонков², К.Е. Кудрявцев¹, В.В. Румянцев¹, А.А. Тонких³, Р. Werner³

¹ИФМ РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

²НИФТИ ННГУ, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

³Max Planck Institute of microstructure Physics, Halle (Saale), D-06120, Germany

тел: (831)417-94-64, факс: (831)417-94-64, эл. почта: aleshkin@ipmras.ru

В работе [1] были проведены расчеты зонного спектра квантовых ям Ge, выращенных на GaAs и показано, что при толщинах слоя Ge меньших 2 нм квантовая яма становится прямозонной. В настоящей работе наблюдалась прямозонная фотолюминесценция (PL) из таких структур.

Структуры были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении. Слой германия (и в некоторых образцах слой покровного GaAs) выращивался с помощью лазерного распыления. Исследование с помощью просвечивающей электронной микроскопии показало хорошее кристаллическое совершенство выращенных структур. Для уменьшения количества точечных дефектов выращенные структуры подвергались кратковременному отжигу при 700 °С, который заметно улучшал люминесцентные свойства структур.

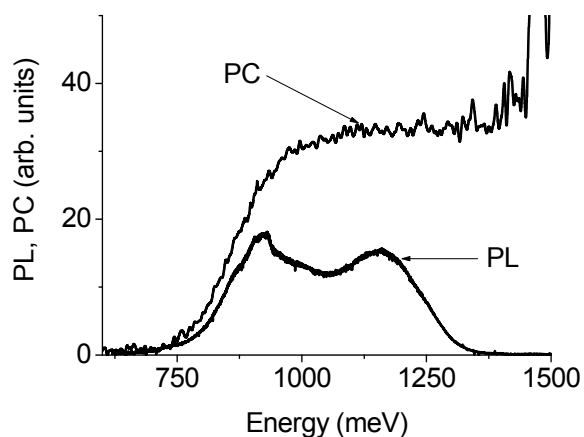


Рис. 1. Спектры РС и PL структуры 6631.

Измерения PL и фото-проводимости (PC) на полученных структурах были проведены при температурах от 4.2 до 300 К. На рис. 1 приведены спектры PL и PC гетероструктуры 6631, которая содержала 12 Ge квантовых, разделенных GaAs барьерами, измеренные при 4.2 и 77 К, соответственно.

Из рисунка видно хорошее совпадение длинноволновых крыльев спектров PL и PC. Отметим, что спектр PC соответствует прямозонной квантовой яме, на нем отсутствуют особенности, связанные с наличием L-долины. На спектре PL наблюдаются несколько особенностей при энергиях превышающих энергию запрещенной зоны квантовой ямы. Эти особенности отсутствуют в спектре PC, что позволяет их связать с глубокими уровнями дефектов в GaAs. Отметим, что измерения концентрации электронов с помощью эффекта Холла при T=300 К показали, что концентрация электронов в зоне проводимости каждой из квантовых ям образца 6631 превышает 10^{12} см^{-2} .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ-Поволжье (проект 13-02-97052), грантов Президента РФ для поддержки молодых российских ученых (МК-678.2012.2) и ведущих научных школ (НШ-4756.2012.2).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ-Поволжье (проект 13-02-97052), грантов Президента РФ для поддержки молодых российских ученых (МК-678.2012.2) и ведущих научных школ (НШ-4756.2012.2).

Литература

[1] V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov, J. Appl. Phys. **109**, 123107 (2011).

Нерезонансный ближнепольный излучательный перенос экситонных возбуждений между туннельно-несвязанными квантовыми ямами

В.Я. Алешкин¹, Л.В. Гавриленко¹, Д.М. Гапонова¹, А.М. Кадыков¹, В.Г. Лысенко²,
З.Ф. Красильник¹

¹Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия.

²Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов, 142432 Черноголовка, Россия.

тел: (831)4179482, факс: (831) 4609111, эл. почта: aritany@ipm.sci-nnov.ru

Целью данной работы было экспериментальное и теоретическое определение величины эффекта ближнепольного переноса в гетероструктурах без совпадений экситонных резонансов в соседних КЯ, так как такое совпадение редко встречается без специального дизайна. В работе исследовалась зависимость эффективности ближнепольного переноса экситонов между КЯ от ширины разделяющего их барьера. Наблюдалось возрастание интенсивности сигнала ФЛ из более широкой КЯ при возбуждении экситонного перехода в соседней узкой КЯ, отделенной от первой туннельно-непрозрачным барьером AlGaAs.

В используемой модели излучающий экситон был представлен в виде колеблющегося точечного диполя, ориентированного в плоскости КЯ (для экситона с тяжелой дыркой).

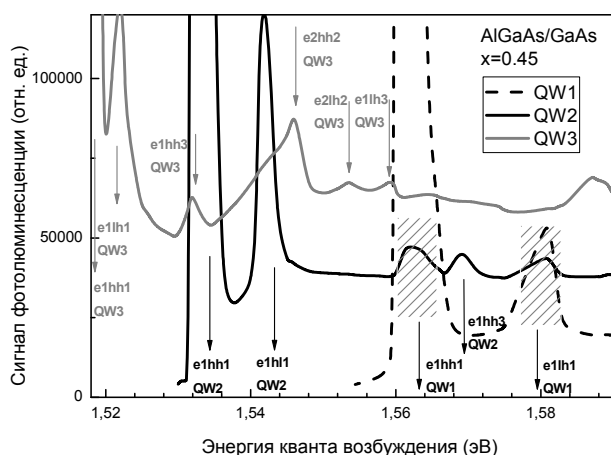


Рис. 1. Спектры ВФЛ гетероструктур с 3-мя КЯ (пунктирная/сплошная черная и серая кривые).

с туннельно-несвязанными КЯ различной ширины разделенными барьерами шириной от 15 до 25 нм (см. рис. 1). Увеличение сигнала ФЛ из широкой КЯ при резонансном возбуждении экситона в узкой КЯ составило 18% для расстояния 15 нм и 4% для расстояния 20 нм, что неплохо согласуется с результатами наших расчетов. Исследовалась также зависимость кинетики фотолуминесценции из квантовых ям от энергии кванта возбуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 12-02-31320).

Литература

[1] В.Я. Алешкин, Л.В. Гавриленко, Д.М. Гапонова, З.Ф. Красильник, Д.И. Крыжков, Д.И. Курицын, С.М. Сергеев, В.Г. Лысенко, Письма в ЖЭТФ т. **94** (11), 890-894 (2011).

Эволюция волн пространственного заряда в полупроводниковой сверхрешетке, находящейся в сильном переменном электрическом поле

Н.С. Прудских, А.В. Шорохов

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, ул. Большевистская, 68, Саранск, 430005, Россия

тел: (917) 698-17-22, эл. почта: prudskikh-ns@rambler.ru

Полупроводниковые сверхрешетки являются перспективной средой для достижения усиления ТГц излучения. Однако, возникновение неустойчивостей волн зарядовой плотности (ВЗП) в классической схеме усиления, основанной на эксплуатации режима отрицательной дифференциальной проводимости, вплоть до настоящего времени не позволило создать реально работающего устройства. Тем не менее, как было показано в ряде работ, такое усиление возможно получить, если модифицировать схему усиления, а именно, использовать чисто переменное поле накачки [1–5]. В этом случае возможно получить усиление на гармониках поля накачки, стабильное в достаточно большой области параметров системы. Но и в этом случае образуются неустойчивости, связанные с абсолютной отрицательной проводимостью, однако их области меньше областей усиления. Детальный анализ данных неустойчивостей до настоящего времени не был проведён, хотя он является ключевым моментом обоснования схемы усиления с использованием чисто переменного поля накачки.

В данной работе мы проводим детальный анализ ВЗП, принимая во внимание пространственную дисперсию ВЗП. Получен спектр ВЗП, исходя из совместного решения кинетического уравнения Больцмана и уравнения Пуассона. Найдены параметрические области неустойчивости ВЗП. Показано, что в длинноволновом пределе данные области совпадают с областями отрицательной дифференциальной проводимости и практически не зависят от плазменной частоты. Выяснено, что учёт эффектов пространственной дисперсии приводит к небольшой деформации областей неустойчивостей, которые лишь частично перекрываются с областями усиления, что дает возможность использовать сверхрешетку в качестве активной среды для усилителей и детекторов ТГц излучения.

Используя подход, развитый в [6], найдены и проанализированы кинетические коэффициенты сверхрешетки в практически важном квазистатическом случае, а также определен критерий абсолютной неустойчивости. Отметим, что в частном случае постоянного поля накачки наши результаты согласуются с литературными данными [7–8].

Работа поддержана РФФИ (проект 11-02-00699-а).

Литература

- [1] V.V. Pavlovich, *Sov. Phys. Solid State* **19**, 54 (1977).
- [2] Yu.A. Romanov, *Radiophysics and Quantum Electronics* **23**, 1573 (1980).
- [3] Yu.A. Romanov and Yu.Yu. Romanova, *J. Exp. Theor. Phys.* **91**, 1033 (2000).
- [4] T. Hyart, A.V. Shorokhov, and K.N. Alekseev, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 220404 (2007).
- [5] K.N. Alekseev, M.V. Gorkunov, N.V. Demarina, T. Hyart, N.V. Alexeeva, and A.V. Shorokhov, *Europhys. Lett.* **73**, 934 (2006).
- [6] A.V. Shorokhov and K.N. Alekseev, *Physica E* **33**, 284 (2006).
- [7] А.А. Игнатов, В.И. Шашкин, *ФТП* **21**, 1606 (1987).
- [8] А.А. Игнатов, В.И. Пискарев, В.И. Шашкин, *ФТП* **19**, 1606 (1985).

Подавление эффекта Штарка в квантовых ямах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ с трехмерной морфологией

Е.А. Шевченко¹, А.А. Торопов¹, Т.В. Шубина¹, В.Н. Жмерик¹, Д.А. Нечаев¹,
А.А. Ситникова¹, С.В. Иванов¹, G. Pozina², J.P. Bergman², В. Monemar²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Department of Physics, Chemistry and Biology, Linköping University, S-581 83 Linköping, Sweden

тел: (812)292-71-24, эл. почта: shevchenko@beam.ioffe.ru

Гетероструктуры на основе твердого раствора AlGaN представляют интерес для широкого круга применений, в том числе для создания светодиодов, работающих в ультрафиолетовом диапазоне оптического спектра. Однако на сегодняшний день внешний квантовый выход (ВКВ) светодиодов, излучающих на длине волны $\lambda \leq 275$ нм, мал (1–2%) по сравнению с приборами на основе GaN/InGaN (ВКВ более 70%). Основными причинами этого отставания являются уменьшение внутреннего квантового выхода и эффективности вывода излучения с увеличением содержания Al в квантовых ямах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$. [1]

Нами проведены структурные и оптические исследования квантовых ям (КЯ) $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}/\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{N}$ толщиной 6 нм, выращенных на подложке с-сапфира методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота и с использованием различных режимов роста буферных слоев. Методами просвечивающей электронной микроскопии и катодоллюминесценции показано, что рост AlN буфера в металлообогащенных условиях приводит к образованию двумерной морфологии поверхности роста и формированию плоской КЯ, в то время как сильно азотообогащенные условия обуславливают образование трехмерной морфологии и формирование гофрированной КЯ с характерным размером гофрировки 200–300 нм.

Исследования фотоллюминесценции (ФЛ) с временным разрешением выявили сильный квантово-размерный эффект Штарка (КРЭШ) в плоской КЯ, проявившийся в большом времени жизни ФЛ (~50 нс) и сдвиге пика излучения в сторону длинных волн. Пик ФЛ в гофрированной КЯ возникает на 200 мэВ выше по энергии и затухает на временах на два порядка меньших, чем ФЛ в плоской КЯ. Более того, интегральная интенсивность пика ФЛ из гофрированной КЯ больше в ~4 раза при 20 К и в ~100 раз при 200 К.

Существенное улучшение излучательных характеристик гофрированной структуры можно объяснить подавлением КРЭШ вследствие уменьшения напряженности встроенного электрического поля в КЯ, расположенной под непрямым углом к полярной оси [0001], усиленной локализацией носителей в КЯ в связи с усилением разупорядоченности твердого раствора в условиях трехмерного роста, а также увеличенной эффективностью вывода излучения через гофрированную поверхность.

Литература

[1] Y. Liao, C. Thomodis, C. Kao, and T.D. Moustakas, Appl. Phys. Lett. **98**, 081110 (2011).

Взаимодействие экситонов и носителей заряда в электрическом поле поверхностной акустической волны в GaAs/AlAs сверхрешетках второго рода

Д.В. Гуляев, К.С. Журавлев

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

тел: (383)330-44-75, факс: (383)333-27-71, эл. почта: gulyaev@isp.nsc.ru

Одной из фундаментальных проблем физики полупроводников является проблема взаимодействия экситонов с электрическим полем. В данной работе исследовалось влияние электрического поля, генерируемого стоячей поверхностной акустической волной (ПАВ) на стационарную фотолюминесценцию (ФЛ) и кинетику ФЛ экситонов в GaAs/AlAs сверхрешетках (СР) 2^{го} рода. Установлено, что электрическое поле ПАВ способно инициировать различные процессы взаимодействия экситонов и свободных носителей заряда, при этом доминирование того или иного процесса зависит от начальной кинетической энергии экситонов и носителей заряда.

Обнаружено, что в случае взаимодействия термализованных носителей заряда с электрическим полем наблюдается первоначальное возгорание нестационарной ФЛ свободных экситонов при неизменной ФЛ локализованных экситонов с последующим ускорением кинетики затухания ФЛ сначала локализованных, а затем свободных экситонов. Продемонстрирована 100% анизотропия этих эффектов в СР GaAs/AlAs, выращенных на (311)А-поверхности GaAs, в которых движение экситонов в направлении $[01 \bar{1}]$ ограничено модуляцией толщины слоев GaAs в данном направлении [1]. Построена математическая модель, описывающая поведение кинетики нестационарной ФЛ экситонов в электрическом поле. Установлено, что причиной возгорания ФЛ является формирование экситонов из носителей заряда, выбрасываемых электрическим полем ПАВ с уровней широких квантовых ям, образованных шероховатостями гетерограниц. Показано, что ускорение кинетики экситонной ФЛ вызвано увеличением захвата экситонов на центры безызлучательной рекомбинации вследствие конверсии локализованных экситонов в свободные при соударении с носителями заряда [2].

Обнаружено, что в случае взаимодействия горячих носителей заряда с электрическим полем стоячей ПАВ, несмотря на то, что носители заряда остаются в точке фотогенерации, наблюдается тушение стационарной ФЛ структур. Показано, что в (311)А-сверхрешетках GaAs/AlAs, в которых из-за особенностей рельефа [1] только горячие электроны в слоях AlAs с энергией больше энергии связи экситона не локализованы в направлении $[01 \bar{1}]$, анизотропия тушения стационарной ФЛ экситонов под действием электрического поля ПАВ составляет не более 20%. Построена математическая модель тушения стационарной ФЛ экситонов в электрическом поле стоячей ПАВ, учитывающая как ударную ионизацию экситонов носителями заряда, так и захват на центры безызлучательной рекомбинации.

Литература

- [1] A.B. Vorob'ev, A.K. Gutakovskiy, V.Ya. Prinz, V.V. Preobrazhenskii, M.A. Putyato, Appl. Phys. Lett., **77**, (2000).
- [2] D.V. Gulyaev, K.S. Zhuravlev, Phys. Rev. B, **86**, 165323 (2012).

Влияния концентрации неравновесных носителей на вид энергетического спектра и тип гетероперехода гетероструктур с КЯ на основе GaAs/GaAsSb и GaAsSb/InGaAs/GaAs излучающих в области 1–1.3 мкм

С.В. Морозов¹, Д.И. Крыжков¹, В.Я. Алешкин¹, В.И. Гавриленко¹, Б.Н. Звонков², О.В. Вихрова², З.Ф. Красильник¹, Ю.Г. Садофьев³

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Н. Новгород, 903950, Россия

²НИФТИ ННГУ им. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Н. Новгород, 903950, Россия

³Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект 53, Москва, 119991, Россия

тел.: (831) 417–94–73, факс: (831) 417–94–64, эл. почта: krizh@ipmras.ru

Исследование поведения полупроводниковых гетероструктур при высоких концентрациях неравновесных носителей важно не только с фундаментальной точки зрения, но и имеет практическое значение при проектировании светоизлучающих устройств на базе таких структур. Целью работы является изучение влияния концентрации неравновесных носителей на вид зонной структуры и тип гетероперехода в гетероструктурах с КЯ на основе GaAsSb/GaAs и GaAs/GaAsSb/InGaAs. Такие гетероструктуры являются перспективными для создания лазеров (в частности вертикально излучающих) излучающих в области 1.3 мкм.

Гетероструктуры с КЯ GaAs/GaAsSb/InGaAs отличаются значительно лучшей локализацией электронов (в слое InGaAs) по сравнению с гетероструктурами GaAsSb/GaAs. В данной работе методом ГФЭ МОС нами был выращен и исследован ряд гетероструктур GaAs/GaAsSb/InGaAs и GaAsSb/GaAs с КЯ разной толщины и разными молярными долями Sb и In. Все структуры демонстрировали интенсивную люминесценцию при комнатной температуре, при этом в гетероструктурах GaAs/GaAsSb/InGaAs было обнаружено увеличение сигнала ФЛ более чем на порядок и сдвиг положения максимума пика ФЛ в длинноволновую область по сравнению с аналогичными структурами GaAsSb/GaAs. Подбором параметров КЯ GaAs/GaAsSb/InGaAs удалось вырастить гетероструктуру эффективно люминесцирующую на длине волны 1.27 мкм при 300 К!

На основании спектрокINETических исследований было продемонстрировано, что энергия основного перехода в гетероструктурах второго рода с квантовыми ямами на основе GaAsSb/GaAs и GaAs/GaAsSb/InGaAs сложным образом зависит от мощности возбуждения. При увеличении мощности возбуждения энергия основного перехода сначала растёт и достигает некоторого максимума, а затем уменьшается. Это связано с влиянием электрического поля, создаваемого пространственно разнесёнными неравновесными носителями на вид энергетического спектра гетероструктуры. Так для гетероструктуры GaAs/GaAs_{0.64}Sb_{0.36} при увеличении мощности возбуждения, а соответственно и концентрации неравновесных фотовозбуждённых носителей, при высоких уровнях накачки наблюдалось изменение типа гетероперехода от II к I-типу.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №13-02-01314, РФ НШ-4756.2012.2 и поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8578.

Релаксированные слои твердого раствора $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x=0,25-0,4$) с низкой плотностью дислокаций, выращенные на $\text{Si}(100)$ методом молекулярно-пучковой эпитаксии с газовым источником германия

С.А. Матвеев¹, С.А. Денисов¹, В.Ю. Чалков¹, В.Г. Шенгуров¹, М.В. Степихова²,
Д.А. Павлов³, А.И. Бобров³, А.В. Нежданов³, Ю.Н. Дроздов², З.Ф. Красильник²

¹Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

²Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Афоново, 607680, Россия

³Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, Россия

тел: +7 920-038-15-93, эл. почта: matveevsa.sou@gmail.com

Рост эпитаксиальных слоев SiGe на кремниевых подложках методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) привлекает большое внимание, как с точки зрения приборных приложений, так и фундаментальных исследований. Когда толщина слоя SiGe превышает критическую, напряжение в слое частично релаксирует за счет генерации дислокаций несоответствия на границе раздела Si/SiGe. Высокая плотность дислокаций простирается в эпитаксиальный слой. Использование специальных буферных слоев с градиентным изменением состава способствует улучшению качества слоев SiGe, однако плотность дефектов в таких слоях все же высока. Кроме того, их большая толщина (несколько микрометров) затрудняет интеграцию в приборные схемы и создает трудности при проведении литографии. В данной работе сообщается о выращивании эпитаксиальных слоев SiGe с низкой плотностью дислокаций на кремниевых подложках методом МПЭ при низкой температуре. Образцы были выращены с использованием сублимирующего источника Si и паров германия, формируемых при напуске в камеру роста газа моногермана (GeH_4). Слои SiGe толщиной $d = 0,5-2,5$ мкм выращивались при $T_S = 250-550^\circ\text{C}$. Содержание германия варьировалось от $x = 0,2$ до $x = 0,4$. В ряде случаев слои SiGe легировались атомами эрбия путем испарения их из источника Si:Er. В работе приводятся данные просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), атомно-силовой микроскопии (АСМ), рентгеновской дифракции (РД), спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) и фотolumинесценции (ФЛ) выращенных структур.

Установлено, что наилучшее структурное совершенство слоев SiGe достигается при температурах роста $T_S = 325-350^\circ\text{C}$, шероховатость поверхности слоев составляет единицы нанометров ($\text{RMS} = 1,5$ при $T_S = 325^\circ\text{C}$ и $\text{RMS} = 3,6$ при $T_S = 350^\circ\text{C}$). Данные ПЭМ показали, что при таких низких температурах роста дислокации локализуются на границе буфер(Si)/слой(SiGe) и не прорастают дальше к поверхности, обеспечивая, таким образом, рост бездефектных слоев SiGe. Более того, при низких температурах роста ($T_S = 350^\circ\text{C}$) наблюдается максимальный сигнал ФЛ структур Si/SiGe:Er.

Работа выполнена при поддержке проекта ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (грант №14.В37.21.0337) и при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8735.

Спектроскопия фотолюминесценции для исследования МНЕМТ наногетероструктур $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ с различным дизайном метаморфного буфера

Г.Б. Галиев¹, Е.А. Климов¹, А.Н. Клочков¹, Д.В. Лаврухин¹, С.С. Пушкарев^{1,2}, П.П. Мальцев¹

¹ИСВЧПЭ РАН, Нагорный проезд, д. 7, стр.5, Москва, 117105

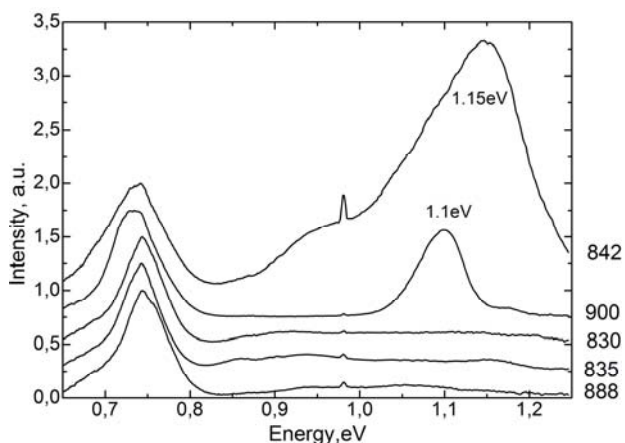
²НИЯУ «МИФИ», Каширское шоссе, 31, Москва, 115409

тел: (499) 123-62-22, факс: (499) 123-44-64, эл. почта: galiev_galib@mail.ru

В работе представлены результаты исследования методами фотолюминесценции (ФЛ) и эффекта Холла МНЕМТ наногетероструктур $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ на подложке GaAs с различным дизайном метаморфного буфера (МБ). В частности, внутри линейного МБ InAlAs были введены рассогласованные сверхрешетки (СР) $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}$ с различными периодами (от 5 до 30 периодов) — образцы 830, 835 и 888, либо дополнительные инверсные слои (обр. 842). Конструкция МБ образца 900 имела ступенчатый профиль изменения состава $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с $\Delta x=0.05$. Активная область МНЕМТ гетероструктур была одинаковой для всех исследуемых образцов. В таблице представлены холловские подвижности μ_e и концентрации образцов n_S .

Образец	$\mu_e, \text{cm}^2(\text{V}\cdot\text{c})^{-1}$		$n_S, 10^{12} \text{cm}^{-2}$	
	300 К	77 К	300 К	77 К
842	8700	22800	1.84	1.76
900	12300	46000	2.77	2.8
830	10500	33300	1.45	1.38
835	11200	37520	1.41	1.36
888	11900	47100	1.56	1.47

На рисунке представлены спектры ФЛ, измеренные при 77 К. Пик при 0.73 эВ соответствует рекомбинации носителей заряда в квантовой яме. Полоса люминесценции в области $\sim 1.1\text{--}1.15$ эВ присутствует в спектрах только двух образцов 900 и 842. Первый образец выращен со ступенчатым дизайном МБ и пик при 1.1 эВ соответствует последней ступени с составом $\text{In}_{0.68}\text{Al}_{0.32}\text{As}$. Образец 842 содержал внутри МБ три инверсные ступени, верхняя из которых имела состав $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$. Люминесценция в области $\hbar\omega \sim 1.15$ эВ соответствует этой инверсной ступени с последующим за ней заглаживающим слоем толщиной 100 нм. В работе также анализируются особенности дизайна МБ и влияние технологических режимов, в частности, давления мышьяка, на значения подвижности и концентрации двумерного электронного газа.



Работа выполнена в рамках государственного контракта № 16.426.11.0051 от 28 апреля 2012 г. по заказу Минобрнауки России.

Образование квази-сверхрешетки при росте эпитаксиальных слоёв кубического SiC на основе подложек гексагонального SiC

А.А. Лебедев, М.В. Заморянская, С.Ю. Давыдов, Д.А. Кириленко, С.П. Лебедев, Л.М. Сорокин, Д.Б. Шустов, М.П. Щеглов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)292 71 25, факс: (812) 297-1017, эл. почта: shura.lebe@mail.ioffe.ru

Уникальной чертой карбида кремния является политипизм, т. е. возможность кристаллизоваться в различных модификациях. Это делает SiC перспективным материалом для создания различных типов гетероструктур. Эпитаксиальные слои 3C-SiC были выращены методом сублимационной эпитаксии в вакууме на основе *on-axis* полированных пластин 6H-SiC. Качество выращенного 3C-SiC слоя контролировалась методами фотолюминесценции и рентгеновской дифракции. В качестве основного метода для исследования структуры интерфейс 3C/6H был выбран метод просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Подробное ПЭМ изображение 3C/6H интерфейса представлено на рис. 1. Как видно из рисунка, ПС состоит из чередующихся 3C и 6H слоев, без включений других политипов. Для оценки степени однородности эпитаксиального слоя, выявления на разных его глубинах и идентификации включений использовался метод локальной катодолюминесценции.

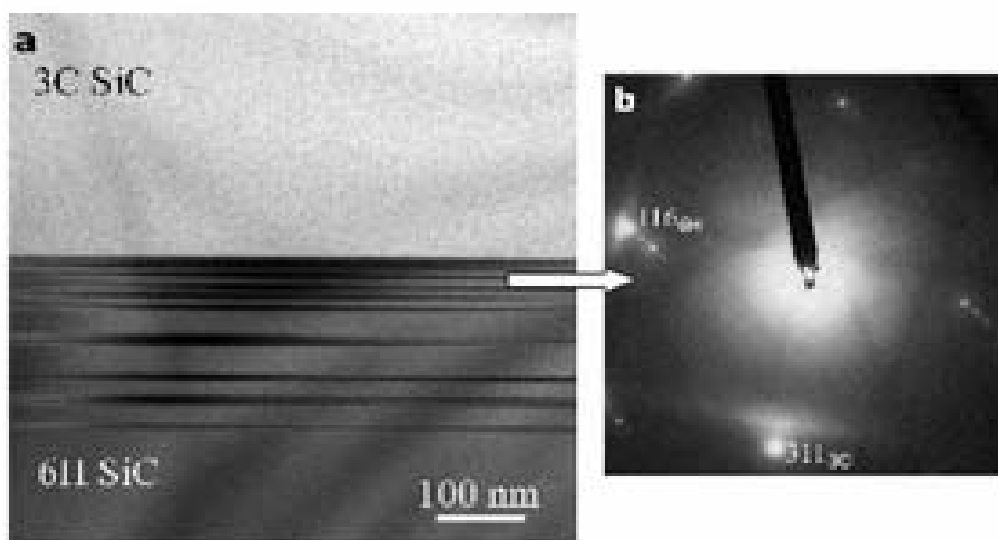


Рис.1 (а) ПЭМ изображение переходного слоя, (b) микродифракционное изображение интерфейса 3C/6H .

Показано, что подобная структура, по-видимому, может быть объяснена на основе модели спинодального распада и развитой ранее вакансионной модели трансформации политипов [1, 2].

Настоящая работа была выполнена при поддержке гранта РФФИ 11-02-00662а.

Литература

- [1] А.А. Лебедев, С.Ю. Давыдов. ФТП **39**, 3, 296 (2005).
- [2] С.Ю. Давыдов, А.А. Лебедев. ФТП **41**, 6, 641 (2007).

Эффекты пространственной дисперсии экситонов в квантовых ямах

А.В.В. Цакаев¹, В.П. Кочерешко^{1,2}, А.В. Платонов^{1,2}, В.Н. Кац^{1,2}

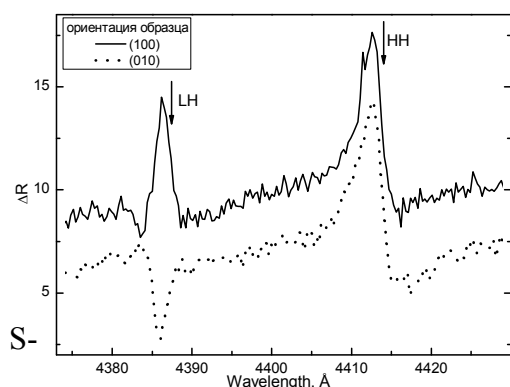
¹Лаборатория оптики спина, СПГУ

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе

тел: (812)292-71-74, эл. почта: abdul-vahab@mail.ru

Гиротропией называют явление поворота плоскости поляризации линейно поляризованного света при его прохождении через кристалл, причем знак поворота меняется при изменении направления распространения на противоположное. Не все кристаллы являются гиротропными. В частности кубические кристаллы с симметрией T_d не являются гиротропными. Однако, в неоднородной негиротропной среде гиротропия может неожиданно проявиться. Простейшим примером неоднородной среды является полубесконечная среда, например гетеропереход. В полубесконечной среде, даже составленной из изотропных сред возможно проявление гиротропии. Причина этого состоит в том, что полубесконечная среда не может иметь центра инверсии. Появление гиротропии в оптически однородной, изотропной, полубесконечной среде полностью аналогично появлению линейного по волновому вектору расщеплению зоны проводимости вблизи гетероперехода, предсказанному Рашбой. Эффект Рашбы для электронов подробно изучался в полупроводниках. Однако для света подобные эффекты до сих пор не наблюдались.

Данная работа посвящена изучению эффекта гиротропии для экситона в квантовой яме (КЯ). Были исследованы спектры отражения для образца (100) ZnSe/ZnSSeMg с квантовой ямой шириной 10 нм. На рисунке приведены спектры отражения снятые при наклонном падении под углом 45° в скрещенных поляризаторах для двух ориентаций образца от КЯ ZnSe/ZnSSeMg при $T=77$ К. В спектре отражения в параллельных поляризаторах видны две интенсивные линии на длинах волн $\lambda=4385$ А и $\lambda=4415$ А соответствующие легкому и тяжелому экситонам. Сплошная кривая показывает спектр отражения в скрещенных поляризаторах (падает Р-поляризованный свет, анализируется поляризованный). В данном случае интенсивности линий примерно одинаковы. При этом форма линии



отражения легкого экситона имеет максимум. При смене направления поляризации (падает S-поляризованный свет, анализируется Р-поляризованный) форма линии отражения тяжелого экситона остается прежней, а линия отражения легкого экситона вместо максимума превращается в минимум (пунктирная кривая). Линейно поляризованный свет может проходить через систему скрещенных поляризаторов ориентированных в S и P направлениях только благодаря двум причинам двулучепреломлению или гиротропии. Мы исключили влияние интерфейсной анизотропии выбором направления поляризации падающего излучения вдоль (110), следовательно, наблюдаемый сигнал связан с гиротропией. Построена теоретическая модель подтверждающая наблюдаемый эффект.

Оптические и структурные свойства массивов нанокристаллов кремния и германия, сформированных отжигом многослойных нанопериодических структур

Д.А. Грачев, А.В. Ершов, Н.В. Малехонова, Д.А. Павлов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

тел: (831)462-33-06, факс: (831)462-33-07, эл. почта: Ershov@phys.unn.ru

Получение и изучение свойств массивов нанокристаллов (НК) кремния и германия в диэлектрической матрице актуальны в связи с перспективой создания новых оптоэлектронных приборов на квантово-размерных эффектах в низкоразмерном кремнии [1]. Особый интерес вызывает вариация материала полупроводника и матрицы (подход «зонной инженерии») как способ управления эффективной диэлектрической проницаемостью гетерогенной оптически активной среды или подзатворного (*high-k*) слоя с нановключениями полупроводника для МОП-структур флэш-памяти.

В докладе представлены результаты по экспериментальному получению, исследованиям структуры (методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (ВР ПЭМ)) и спектров фотолюминесценции (ФЛ) систем с массивами нановключений Si или Ge в матрице диэлектрика (SiO_2 , Al_2O_3 или ZrO_2). Системы были сформированы путем высокотемпературного (500–1100 °С) отжига (ВТО) многослойных (до 60 слоев) нанопериодических (период 5–10 нм) структур (МНС) *a*- SiO_x /диэлектрик ($x \sim 1$) или *a*-Ge/диэлектрик, которые были получены последовательным осаждением методом вакуумного испарения из отдельных источников. Отжиг образцов проводился в атмосфере осушенного азота. Структурные исследования методом ВР ПЭМ проводились с помощью электронного микроскопа JEM2100F (JEOL). Исследовались спектры ФЛ в диапазоне 350–900 нм и ИК-пропускания наноструктур.

ВТО приводит к синтезу полупроводниковых наночастиц, расположение которых повторяет исходную структуру до отжига. Диаметры нанокристаллов соответствуют первоначальной толщине слоев SiO_x , а их плотность составляет величину порядка $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Вариация толщины слоев SiO_x приводит к согласованному изменению размеров НК Si, что отражается в спектрах ФЛ, так как нанокристаллы проявляют размерно-зависимую фотолюминесценцию в диапазоне длин волн 750–850 нм.

По данным изображений ВР ПЭМ установлено, что структуры Ge/ SiO_2 состоят из непрерывных слоев с резкими границами. В отожженных образцах наблюдаются НК Ge в аморфной матрице. На спектрах ФЛ имеются два пика в диапазонах длин волн 380 нм и 430–480 нм. Данные полосы ФЛ связаны с переходами интерфейсных уровней границы Ge/ SiO_2 .

В докладе обсуждаются особенности направленной модификации нанопериодических структур с различными диэлектрическими матрицами с точки зрения технологической совместимости квантовых точек кремния и германия с *high-k* материалами для оптоэлектроники.

Литература

- [1] Khriachtchev L. *Silicon nanophotonics, Basic Principles, Present Status and Perspectives*. Singapore: World Scientific Publ.Co. Pte. Ltd. 2009, 470 p.

Оптическая диагностика инжекционных свойств МДП-структур с тонкими диэлектрическими слоями CaF_2 и $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$ на кремнии

Ю.Ю. Илларионов^{1,2,3}, М.И. Векслер¹, В.В. Федоров¹, Д.В. Исаков³, И.В. Грехов¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²TU Vienna, Institute for Microelectronics, 27-29 Gusshausstr., 1040 Vienna, Austria

³Singapore Institute of Manufacturing Technology, 638075 Nanyang Dr. 71, Singapore

тел: +43 1 58801-36035, эл. почта: ill-88@mail.ru

В работе изучена возможность привлечения данных по электролюминесценции кремниевых структур металл – диэлектрик – полупроводник (МДП) для анализа процесса инжекции электронов в таких структурах. В качестве тестовых образцов были изготовлены диоды $\text{Au}/\text{CaF}_2(1-2 \text{ нм})/\text{pSi}$ и $\text{TiN}/\text{HfO}_2(\sim 3 \text{ нм})/\text{SiO}_2(\sim 1.5 \text{ нм})/\text{pSi}$. Используемые в них пленки находят практическое применение: оксид гафния служит подзатворным изолятором, а фторид — барьерным слоем ряда резонансно-туннельных приборов. Эмиссия фотонов при переносе горячих электронов из металла в Si ранее наблюдалась [1] в МДП-диодах только с одним диэлектриком – SiO_2 .

На рис. 1 приведены интенсивности излучения вблизи выбранных длин волн λ . Для структур с CaF_2 (1а) хорошо видны пороги активации рекомбинационных (RR) и внутризонных (IB) оптических переходов в Si. На $\lambda = 750 \text{ нм}$ (энергия фотона $\hbar\omega = 1.65 \text{ эВ}$) RR появляется при напряжении $V_{RR} \approx 1.5 \text{ В}$, а IB-свечение при $V_{IB} \approx 2.6 \text{ В}$ (непрямые) и $V_{IB-d} \approx 2.94 \text{ В}$ (прямые переходы). С энергией фотона $\hbar\omega = 0.92 \text{ эВ}$ (1350 нм), меньшей, чем ширина зоны кремния E_g , происходят лишь IB-переходы, а $V_{IB} \approx 1.85 \text{ В}$ и $V_{IB-d} \approx 1.95 \text{ В}$. Все эти значения близки к

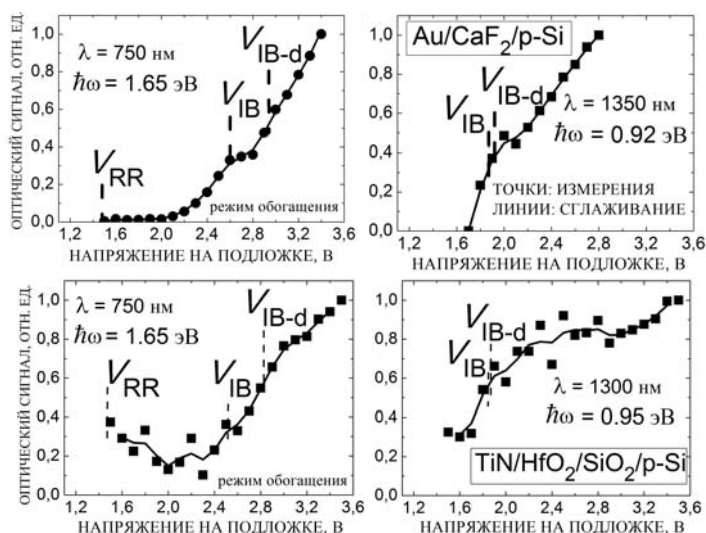


Рис.1. Интенсивность люминесценции МДП-структур.

расчетным положениям порогов, помеченным пунктиром. Для структур с HfO_2 (1б) пороги также угадываются около оценочных величин, но менее отчетливы. Слабость свечения не позволила надежно записать спектры, однако наряду с тривиальным пиком вблизи $\hbar\omega = E_g$ отмечались и видимое излучение, и сдвиг синего края с ростом V .

Опорные спектры излучения и кривые интенсивность – напряжение могут быть получены теоретически [1]. Соответствие измеренных оптических характеристик опорным свидетельствует о высоком качестве слоя диэлектрика — так же, как об этом свидетельствовало бы совпадение вольтамперных кривых с модельными, — причем люминесцентный метод не требует точного знания параметров барьера. В данной работе «правильные» положения порогов говорят об упругом характере туннелирования; при пробое они смещались в сторону больших напряжений из-за появления потерь при транспорте, а затем свечение прекращалось.

Литература

[1] P.D. Yoder, M.I. Vexler, A.F. Shulekin et al, *J. Appl. Phys.*, **98**, 083511 (2005).

Динамика экситонных состояний в условиях ближнепольного излучательного переноса энергии в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с квантовыми ямами

В.Я. Алешкин¹, Л.В. Гавриленко¹, Д.М. Гапонова¹, З.Ф. Красильник¹, Д.И. Курицын¹, С.М. Сергеев¹, В.Г. Лысенко²

¹ИФМ РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

²ИПТМ РАН, Черноголовка, 142432, Россия

тел: (831)4385037, факс: (831) 4609111, эл. почта: dmg@ipm.sci-nnov.ru

Работа посвящена экспериментальному исследованию характерных закономерностей излучательного переноса энергии между экситонными состояниями в квантовых ямах (КЯ), разделенных туннельно-непрозрачным барьером. В отличие от хорошо известных [1, 2] процессов переноса энергии вследствие туннелирования и термической активации носителей заряда в данной работе рассматривается ближнепольный излучательный механизм передачи возбуждения.

Гетероструктуры GaAs/AlGaAs содержали 3 или 5 GaAs КЯ, разделенных туннельно-непрозрачными барьерами $Al_xGa_{1-x}As$ различного состава и ширины (от 15 нм для 0.45 до 30 нм для $x=0.3$). Дизайн структур был выбран таким образом, чтобы избежать совпадения экситонных состояний в соседних КЯ. Исследования спектров фотолюминесценции (ФЛ), возбуждения ФЛ (ВФЛ) и кинетики ФЛ проводились в диапазоне 730–830 нм при низкой (4 К) температуре. Анализ временной зависимости ФЛ соседних КЯ позволил исключить из рассмотрения процессы туннелирования носителей через барьеры. Более подробно описание эксперимента и исследовавшихся гетероструктур можно найти в работах [3, 4]. Величина переноса энергии оценивалась по возрастанию интенсивности сигнала фотолюминесценции (ФЛ) из КЯ при резонансном возбуждении экситонного перехода в соседней КЯ. Наблюдалось качественное согласие экспериментально полученной зависимости эффективности переноса излучения от расстояния между КЯ с вычисленной в рамках предложенной модели.

Кинетика ФЛ более широких ям исследовалась как при резонансном возбуждении переходов $e1hh1$ и $e1lh1$ самой узкой ямы, так и при подбарьерном, но нерезонансном возбуждении. В зависимости от условий возбуждения определены основные характеристики процесса излучательной рекомбинации.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №12-02-31320.

Литература

- [1] S.A. Crooker, J.A. Hollingsworth, S. Tretiak, V.I. Klimov, *Phys.Rev.Lett.* **89**, 186802-1 (2002).
- [2] A. Tomita, J. Shah, R.S. Knox, *Phys.Rev.B*, **53**, 10793 (1996).
- [3] В.Я. Алешкин, Л.В. Гавриленко, Д.М. Гапонова и др., *Письма в ЖЭТФ* **94**, 890 (2011).
- [4] В.Я. Алешкин, Л.В. Гавриленко, Д.М. Гапонова и др., XVI международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника», т.1, 180 (2012).

Исследование влияния конструкции метаморфного буфера и давления мышьяка на электрофизические и структурные характеристики МНЕМТ гетероструктур $\text{In}_{0.37}\text{Al}_{0.63}\text{As}/\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$

Г.Б. Галиев¹, Е.А. Климов¹, А.Н. Клочков¹, С.С. Пушкарев^{1,2}, Д.В. Лаврухин¹,
О.М. Жигалина³, А.Н. Кускова³, Д.Н. Хмеленин³, П.П. Мальцев¹

¹ИСВЧПЭ РАН, Нагорный проезд, д. 7, стр.5, Москва, 117105

²НИЯУ «МИФИ», Каширское шоссе, 31, Москва, 115409

³Институт кристаллографии РАН, Ленинский пр-т, 59, Москва, 119333

тел: (499) 123-62-22, факс: (499) 123-44-64, эл. почта: galiev_galib@mail.ru

В настоящее время МНЕМТ гетероструктуры на подложках GaAs с мольной долей индия $x \sim 0.4$ в квантовой яме $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ используются для создания СВЧ транзисторов и монолитных интегральных схем. Ведутся активные разработки технологии создания таких структур и конструкции метаморфного буфера с целью повышения быстродействия в область терагерцевых частот (> 300 ГГц).

В данной работе представлены результаты исследования влияния дизайна метаморфного буфера, а также технологических условий роста (давление мышьяка) на электрофизические и структурные характеристики МНЕМТ гетероструктур. Были выращены структуры с линейным (обр. 841) и ступенчатым (обр. 921) метаморфным буфером при давлении мышьяка в зоне роста $7.8 \cdot 10^{-6}$ и $5.3 \cdot 10^{-6}$ торр соответственно. В таблице 1 представлены измеренные методом Холла значения μ_e и n_S (без стравливания контактного p+ слоя).

Образец	P_{As} , торр	μ_e , $\text{cm}^2(\text{V}\cdot\text{c})^{-1}$		n_S , 10^{12} cm^{-2}	
		300 К	77 К	300 К	77 К
841	$7.8 \cdot 10^{-6}$	6200	15900	3.3	2.8
921	$5.3 \cdot 10^{-6}$	6200	22500	5.6	3.9

Измерения холловских подвижностей при 77 К обсуждаются с сопоставлением данных просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), характеризующих кристаллическое совершенство эпитаксиальных слоев, и спектроскопии фотолюминесценции. Согласно полученным данным, наблюдается сильная зависимость μ_e и n_S от давления мышьяка. Образец, выращенный со ступенчатым метаморфным буфером, но при $P_{\text{As}} = 6.6 \cdot 10^{-6}$ торр, получился непроводящим. Результаты исследования ПЭМ демонстрируют образование в этом случае дефектов двойникования сразу после начала роста метаморфного буфера. Полученные результаты обсуждаются как с точки зрения конструкции метаморфного буфера, так и с точки зрения технологических режимов. Даются рекомендации для улучшения электрофизических и структурных характеристик МНЕМТ гетероструктур.

Работа выполнена в рамках государственного контракта № 16.426.11.0051 от 28 апреля 2012 г. по заказу Минобрнауки России.

Температурная зависимость квантового времени жизни в структурах n-InGaAs/GaAs с двойными сильно-связанными квантовыми ямами

Ю.Г. Арапов, С.В. Гудина, В.Н. Неверов, С.Г. Новокшенов, С.М. Подгорных, А.П. Савельев, М.В. Якунин

Институт физики металлов УрО РАН, С.Ковалевской, 18, 620990, г. Екатеринбург, Россия
тел: (343)3783788, факс: (343) 374-52-44, эл. почта: svorova@imp.uran.ru

Температурная зависимость квантового времени жизни электронов $\tau_q(T)$ определяется тремя механизмами: температурнонезависимое рассеяние на ионизованных примесях и зависящие от температуры (T) рассеяния на фононах и электронов на электронах. При рассеянии на фононах время рассеяния (τ_q^{e-ph}) сравнимо с транспортным временем релаксации носителей (τ_{tr}), и для структур с селективным легированием (со спейсером) выполняется соотношение $(\tau_q^{e-ph}(T))^{-1} \approx (\tau_{tr})^{-1} \ll (\tau_q^{e-e}(T))^{-1}$. Время электрон-электронного рассеяния $\tau_q^{e-e} \approx (T^2 \ln(T))^{-1}$.

В структурах с двумя квантовыми ямами эффекты туннелирования между ямами напрямую связаны с размытием уровней энергии электронных состояний и, следовательно, с τ_q . В нулевом магнитном поле в балансе (концентрации носителей заряда в ямах равны) и в случае несимметричного рассеяния (подвижности носителей заряда в ямах отличаются) наблюдается резонансное сопротивление. В параллельном магнитном поле это резонансное сопротивление подавляется, причем скорость подавления зависит от T и связана с $1/\tau_q(T)$ [1].

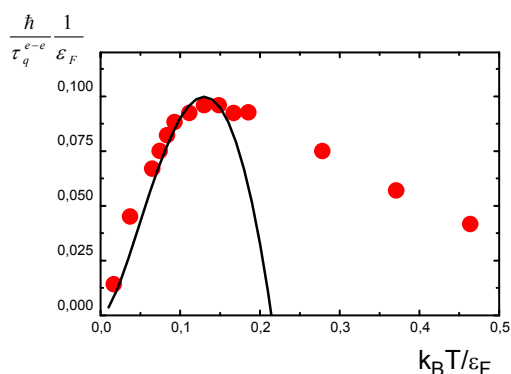


Рис. 1. Зависимость скорости электрон-электронного рассеяния \hbar/τ_q^{e-e} от температуры в безразмерных единицах.

[см. обзор 2] не описывается.

Работа выполнена при поддержке Программы президиума РАН 12-П-2-1051 и РФФИ грант 11-02-00427.

Литература

- [1] Y. Berk, A. Kamenev, A. Palevski, L.N. Pfeiffer, K.W. West, Phys. Rev. B **51**, 2604 (1995).
[2] Ю.Г. Арапов, С.В. Гудина и др., Физика низких температур **39**, 58 (2013).

Были проведены измерения компонент тензора сопротивления $\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$ при $1.8 < T < 70$ К в наклонных магнитных полях $B(B_{||}, B_{\perp})$ 0–9 Тл в гетероструктурах n-InGaAs/GaAs. Параметры образца: суммарная концентрация электронов $2.27 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, энергии Ферми ($E_{F_1} - E_{F_2} = \Delta_{SAS} \approx 3.0$ мэВ) и эффективная подвижность $\mu_n = 1.15 \times 10^4 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Полученные зависимости $\rho_{xx}(B_{||}, T)$ были проанализированы в модели [1]. Установлено, что при $k_B T / \varepsilon_F < 0.1$ наблюдаемая квадратичная зависимость $\tau_q(T)$ определяется неупругим электрон-электронным рассеянием. Показано, что полученная зависимость $\hbar/\tau_q^{e-e}(T)$ (см. рис. 1) количественно во всем диапазоне температур существующими теориями

Исследование фотоэлектрических свойств гетероструктур InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами

М.В. Барановский, Г.Ф. Глинский

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина) (СПбГЭТУ), ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия

тел: +7(904)559-03-11, эл. почта: maxim.bmw.spb@gmail.com

Представлены результаты исследования фототока гетероструктур InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами (МКЯ). В качестве образцов были использованы синие светодиоды на основе GaN p - n -перехода, в n -области которого располагались квантовые ямы InGaN. Исследовалась зависимость фототока от обратного смещения, приложенного к p - n -переходу. Оптическое возбуждение осуществлялось в синей ($\lambda_{\max} \approx 465$ нм) или фиолетовой ($\lambda_{\max} \approx 420$ нм) областях спектра, что обеспечивало условие поглощения света только в квантовых ямах InGaN, но не в широкозонных барьерах GaN.

На полученных характеристиках $I_{\text{ph}}(U_r)$ (кривые 1 и 2 на рис. 1) наблюдались ярко выраженные особенности в виде участков ступенчатого нарастания фототока при увеличении обратного смещения.

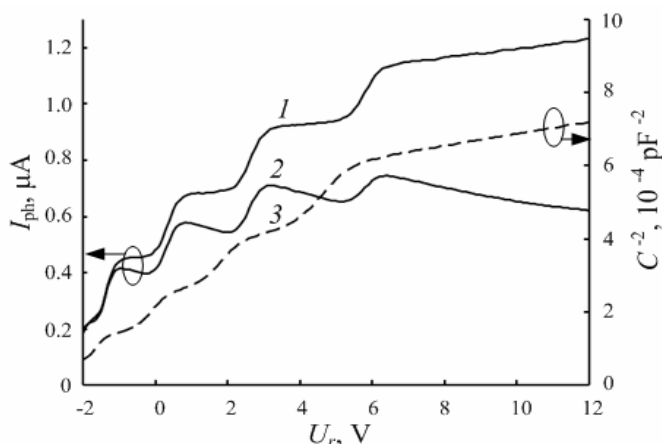


Рис. 1. Зависимости фототока гетероструктуры InGaN/GaN с МКЯ от обратного смещения (1 — $\lambda_{\max} \approx 420$ нм, 2 — $\lambda_{\max} \approx 465$ нм) и ее вольт-фарадная характеристика (3)

($\lambda_{\max} \approx 465$ нм), наблюдались участки спада фототока. Этот эффект обусловлен тем, что край собственного поглощения материала квантовых ям InGaN с увеличением обратного смещения сдвигается в коротковолновую область спектра из-за частичной компенсации пьезоэлектрического поля полем p - n -перехода [1]. В результате количество поглощаемых фотонов на данной длине волны уменьшается, что приводит к снижению фототока.

Описанный метод может быть использован для экспресс-диагностики светодиодных структур InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами [2, 3].

Литература

- [1] М.В. Барановский, Г.Ф. Глинский, М.С. Миронова, ФТП **47**, 60 (2013).
- [2] М.В. Барановский, Г.Ф. Глинский, Письма в ЖТФ **39**, 22 (2013).
- [3] М.В. Барановский, Г.Ф. Глинский, пат. РФ № 117714, приоритет 09.12.2011.

Полупроводниковые сверхрешетки с негармоническим законом дисперсии: теория и эксперимент

Ю.Ю. Романова¹, Е.П. Додин¹, Ю.Н. Ноздрин¹, А.А. Бирюков², Н.В. Байдусь²

¹Институт Физики микроструктур РАН, Н.Новгород, ГСП-105, 603950, Россия

²НИФТИ ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, 603950, Россия

тел: (831)417-94-82, факс: (831)417-94-64, эл. почта: jul@ipm.sci-nnov.ru

Ранее было показано, что сверхрешетки (СР) с негармоническим законом дисперсии являются перспективными для получения на них ВЧ генерации в отсутствие НЧ неустойчивости [1], и предложены варианты реализации такого закона в СР со сложной элементарной ячейкой [2, 3].

В настоящей работе представлены результаты исследований GaAs/Al_xGa_{1-x}As СР с негармоническим законом дисперсии и несимметричной элементарной ячейкой, выращенной методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении. Параметры слоёв: $d_{1,2,3,4} = (29, 3, 27, 4)d_{ml}$, $d_{ml} = 2.83 \text{ \AA}$, $x_{1,2,3,4} = 0, 0.4, 0, 0.4$. Энергетический спектр СР представляет собой пары сильно связанных минизон, в большей части которых закон дисперсии квазипараболический. Спектры фотолюминесценции выявили особенности при 1.54 и 1.63 эВ, что соответствует дну первой и второй пары минизон. На измеренных в импульсном режиме ВАХ наблюдаются участки отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), соответствующие межминизонным переходам (рис. 1). Зависимость ка-

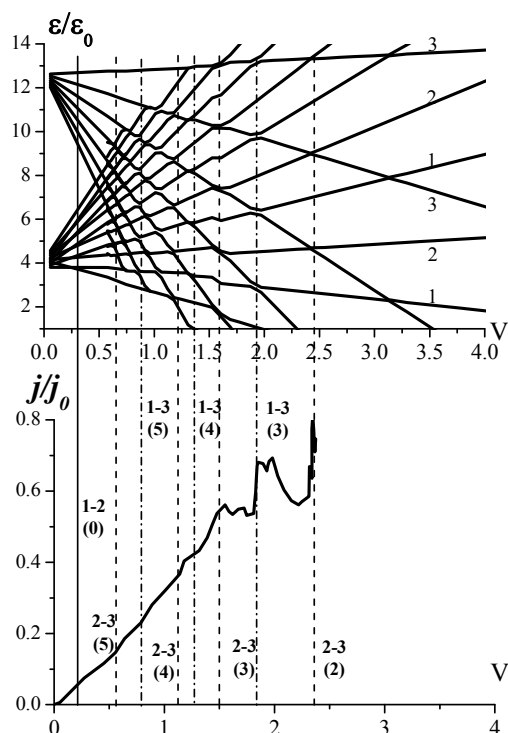


Рис. 1. Зависимость положения лестниц Ванье Штарка (ВШЛ) трех нижних минизон от напряжения (а) и экспериментальная ВАХ СР при 77 К. Вертикальные линии отмечают переходы между ступеньками разных ВШЛ.

чественно согласуется теоретическими расчетами. Как и предсказывалось ранее [2–4], для СР с сильно взаимодействующими минизонами начальный участок ВАХ имеет квазилинейный вид, отсутствует область ОДП, связанная с внутризонными процессами. Интересным является 1-2 переход при $V_1 = 0.3 \text{ В}$, который соответствует взаимодействию между нижними уровнями разных ям в пределах одной элементарной ячейки. Этот переход может наблюдаться только в структурах без центра симметрии.

Работа выполнена при финансовой поддержке РАН, РФФИ (грант 13-02-00734).

Литература

- [1] Ю.А. Романов, Ю.Ю. Романова, ФТТ **46**, 162 (2004).
- [2] J.Yu. Romanova, E.V. Demidov, L.G. Mouroukh, and Yu.A. Romanov, J. Phys.: Condens. Matter. **23**, 30, 305801 (2011).
- [3] Ю.Ю. Романова, М.Л. Орлов, Ю.А. Романов, ФТП **46**, 1475 (2012).
- [4] Ю.Ю. Романова, Труды XVII международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2013г.), 569.

Анализ нелинейных особенностей электрических характеристик сверхрешеток в условиях сильного межминизонного туннелирования

Ю.Ю. Романова

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород, ГСП-105, 603950, Россия

тел: (831)417-94-82, факс: (831)417-94-64, эл. почта: jul@ipm.sci-nnov.ru

Последние десятилетия полупроводниковые сверхрешетки, проявляющие нелинейные свойства уже в относительно слабых электрических полях, привлекают к себе большое внимание в связи с возможностью их использования для задач СВЧ — электроники.

В настоящей работе исследованы свойства полупроводниковых сверхрешеток (СР) с различными законами дисперсии в статическом и переменном электрическом полях. С помощью развитого нами ранее матричного метода [1, 2], исследованы конкретные элементарные ячейки СР. Проанализировано влияние межминизонного туннелирования на статическую и динамическую (рис. 1) отрицательные дифференциальные проводимости. В структурах с низкой вероятностью межминизонных переходов (рис. 1а) резонансное поглощение высокочастотного сигнала в ряде случаев доминирует над усилением в полях $\Omega_0 \cong \omega$ (Ω_0 — блоховская частота приложенного электрического поля), приводя к сужению полосы усиления слабого переменного сигнала ($\sigma_\omega < 0$) со стороны высоких частот. Появление дополнительных областей неустойчивости в высокочастотной области спектра ($\omega > \Omega_0$) связано с сильным расщеплением резонансных пиков поглощения и ростом механизмов усиления, связанных с резонансными переходами электронов через один и более уровней отдельной штарковской лестницы. В резонансном приближении задача решена аналитически.

Работа выполнена при финансовой поддержке РАН, РФФИ (грант 13-02-00734).

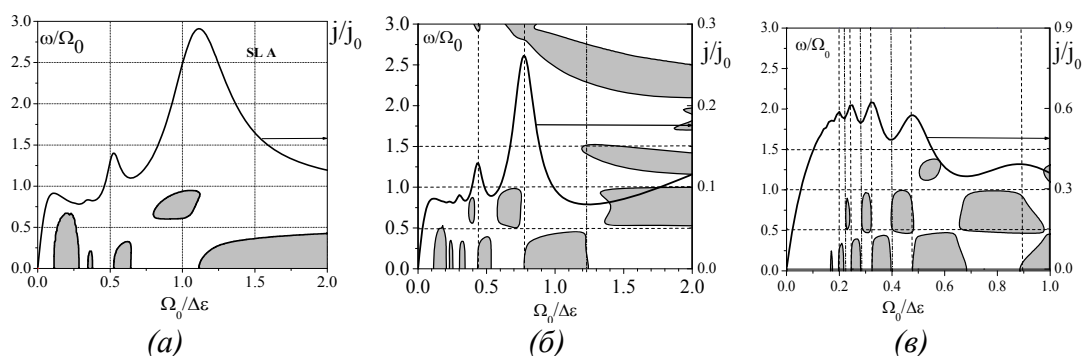


Рис. 1. Вольт амперные характеристики и области отрицательной динамической проводимости (закрашены) СР с различной вероятностью межминизонных переходов а) — низкая; б) — относительно высокая; в) — высокая, две нижние энергетические минизоны почти сливаются. $\Delta\epsilon$ - расстояние между серединами энергетических минизон.

Литература

- [1] Ю.Ю. Романова, Е.В. Демидов, Ю.А. Романов. Известия РАН. Серия Физическая. **74**, 1, 106 (2010).
- [2] J.Yu. Romanova, E.V. Demidov, L.G. Mourikh, and Yu.A. Romanov J. Phys.: Cond. Mat. **23**, 305801 (2011).

Спектры возбуждения и кинетика фотолюминесценции самоформирующихся Ge(Si) наноструктур

Н.А. Байдакова, А.Н. Яблонский, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

тел: (831) 417-94-73, факс: (831) 417-94-64, эл. почта: banatale@ipmras.ru

Структуры с самоформирующимися Ge(Si) наноструктурами являются удобным объектом для изучения процессов поглощения и излучения света в низкоразмерных гетероструктурах с непрямым характером строения энергетических зон. Данная работа посвящена исследованию процессов возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) Ge(Si) островков, сформированных на подложках Si(001) и кремний-на-изоляторе (SOI), методами спектроскопии ФЛ с временным разрешением и спектроскопии возбуждения ФЛ.

Исследовано влияние температуры и длины волны возбуждающего излучения на процессы возбуждения ФЛ Ge(Si) островков в многослойных структурах. Установлено, что в условиях межзонной оптической накачки основным механизмом возбуждения ФЛ островков является захват носителей заряда из окружающей матрицы Si. Показано, что при низких температурах (4-10 К) сигнал ФЛ островков связан в первую очередь с рекомбинацией носителей заряда, сгенерированных в эпитаксиальном слое в окрестности островков, и характеризуется быстрым временем нарастания, определяемым длительностью импульса оптической накачки (< 10 нс). При увеличении температуры в структурах, выращенных на Si подложках, обнаружено значительное возрастание интенсивности сигнала ФЛ островков, связанное с диффузией неравновесных носителей заряда из кремниевой подложки в активный слой с островками. При этом в кинетике нарастания ФЛ островков возникает медленная компонента, характерное время которой существенно зависит от длины волны возбуждающего излучения и составляет от 0.1 до 1 мкс. В то же время, в структурах, выращенных на подложках SOI, в которых Ge(Si) островки изолированы от Si подложки слоем SiO₂, медленная компонента в кинетике нарастания ФЛ отсутствует, и возрастание интенсивности ФЛ с ростом температуры не наблюдается.

Ранее было показано, что сигнал ФЛ Ge(Si)/Si(001) островков наблюдается как при межзонном возбуждении, так и при энергиях кванта возбуждающего излучения существенно меньших ширины запрещенной зоны кремния [1, 2]. Для установления механизма возбуждения ФЛ Ge(Si) островков при подзонной оптической накачке проведено сравнительное исследование экситонной ФЛ и ФЛ островков при межзонном и подзонном оптическом возбуждении. Показано, что в условиях подзонной накачки основную роль в процессе возбуждения ФЛ островков играет поглощение возбуждающего излучения непосредственно в островках или смачивающих слоях. В спектрах возбуждения Ge(Si) островков обнаружены особенности, совпадающие по положению с сигналом ФЛ смачивающего слоя, позволяющие предположить наличие в исследованных структурах механизма резонансного возбуждения островков через смачивающий слой.

Работа выполнена при поддержке Программ РАН, РФФИ (12-02-31456-мол), РФФИ-поволжье и Совета по грантам Президента РФ (СП-6523.2013.5).

Литература

- [1] Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, Д.Н. Лобанов, А.Н. Яблонский, Письма в ЖТФ **38**, 7 (2012).
- [2] А.Н. Яблонский, Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, Д.Н. Лобанов, Труды XVII международного симпозиума «Нанопизика и нанозлектроника», с.191 (2013).

Длинноволновая фотолюминесценция в узкозонных объемных структурах HgCdTe и квантовых ямах Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_{1-y}Hg_yTe

С.В. Морозов^{1,2}, А.В. Антонов¹, В.В. Румянцев¹, К.В. Маремьянин¹,
Л.В. Красильникова¹, Н.Н. Михайлов³, С.А. Дворецкий³, В.И. Гавриленко^{1,2}

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Н.Новгород, 603950, Россия

²ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23а, Н.Новгород, 603950, Россия

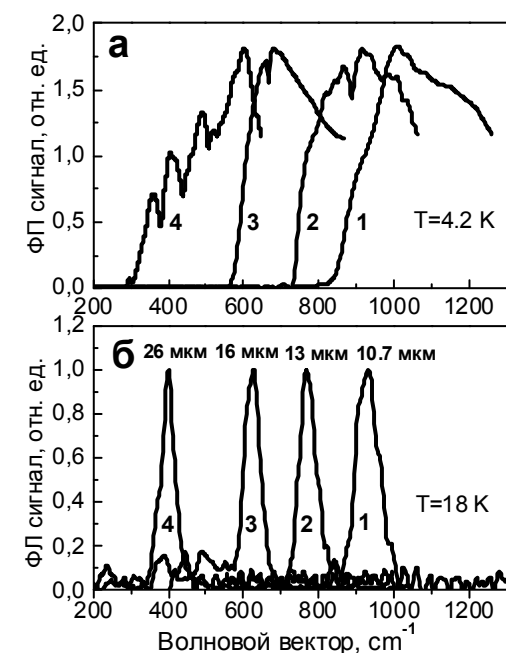
³ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (831) 417-94-73, факс: (831) 417-94-64, эл. почта: more@ipmras.ru

Известно, что варьируя состав твердого раствора Hg_{1-x}Cd_xTe можно изменять ширину запрещенной зоны от 0 до 1.6 эВ. Достигнутый в последние годы прогресс в МВЕ технологии роста Hg_{1-x}Cd_xTe позволяет получать структуры высокого качества с содержанием

Cd меньше 20% для межзонных фотоприемников и излучателей длинноволновой области спектра от 15 до 60 мкм. Из-за полосы остаточных лучей и сильного многофононного поглощения эта область спектра практически недоступна для квантовых каскадных лазеров на основе полупроводниковых соединений A³B⁵. Поскольку частоты оптических фононов в структурах на основе Hg_{1-x}Cd_xTe значительно ниже, чем в GaAs, этот материал (как эпитаксиальные пленки, так и структуры с квантовыми ямами (КЯ) Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_{1-y}Hg_yTe) оказывается весьма перспективным для создания лазеров длинноволнового ИК диапазона $\lambda > 15$ мкм.

В данной работе в объемных узкозонных образцах Hg_{1-x}Cd_xTe ($0,19 \leq x \leq 0,23$) и структурах Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_{1-y}Hg_yTe с КЯ, выращенных МВЕ методом, впервые наблюдалась длинноволновая межзонная фотолюминесценция (ФЛ) вплоть до $\lambda = 26$ мкм. Как видно из рисунка, имеет место хорошая корреляция положения линии ФЛ и красной границы межзонной фотопроводимости (ФП). ФЛ сохранялась вплоть до комнатной температу-



Спектры межзонной ФП (а) и межзонной ФЛ (б) объемных структур Hg_{1-x}Cd_xTe с содержанием Cd: 1 – 19 %, 2 – 21 %, 3 – 22.5 %, 4 – 23 %.

ры, смещаясь в область коротких длин волн в соответствии с изменением ширины запрещенной зоны. Для создания лазера необходимо использовать двойную гетероструктуру или структуру с КЯ для пространственной локализации носителей. В работе выполнен цикл исследований спектров ФЛ структур с различной шириной КЯ. Показано, что при надбарьерном фотовозбуждении носителей максимум ФЛ из КЯ наблюдается при повышении температуры до 40-80 К, когда не происходит захват фотоносителей на ловушки в барьерных слоях. При более низких температурах в спектрах ФЛ структур с КЯ доминирует излучательная рекомбинация в барьерах ($\lambda \sim 1.5$ мкм) и «примесное» излучение с длиной волны $\lambda \sim 50$ мкм.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 13-02-01154, 12-02-00932, 13-02-97088_Поволжье) и РАН.

Проявление коллективных эффектов в спектрах циклотронного резонанса дырок в гетероструктурах Ge/GeSi

Д.В. Козлов^{1,2}, К.Е. Спирин¹, В.И. Гавриленко^{1,2}, М. Orlita³, А.Н.А. Hassan⁴,
О.А. Mironov⁴, А. Dobbie⁴, R.J.H. Morris⁴, J.E. Halpin⁴, D.R. Leadley⁴

¹ИФМ РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

²ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Н.Новгород, 603950, Россия

³Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses, Grenoble cedex 9, France

⁴University of Warwick, UK

тел: (831)438-50-37, факс: (831)438 -55-53, эл. почта: dvkoz@ipm.sci-nnov.ru

Напряженные многослойные структуры представляют интерес, как для фундаментальных, так и для прикладных исследований. Ранее нами были выполнены измерения циклотронного резонанса (ЦР) дырок в селективно легированных структурах InGaAs/GaAsP с квантовыми ямами (КЯ) [1]. В спектре ЦР наблюдались две линии поглощения, связанные с переходами с двух нижних уровней Ландау дырок. Согласно одноэлектронным расчетам начальное состояние коротковолнового перехода (уровень Ландау) $0s$ находится ниже начального состояния второго перехода $3a$. Следовательно, при низких температурах состояние $0s$ должно быть заселено сильнее, и коротковолновый переход должен иметь большую интенсивность. Однако в спектрах наблюдалось обратное соотношение интегральных интенсивностей двух линий ЦР. Обнаруженный эффект связывался с перенормировкой энергетического спектра вследствие взаимодействия дырок.

В настоящей работе исследованы спектры магнитопоглощения в гетероструктурах Ge/Ge_{0.82}Si_{0.18} p -типа с КЯ в слоях германия шириной 10 нм и 20 нм с высокой (свыше 10^5 см²/В*с) подвижностью носителей заряда при $T = 4.2$ К. Структуры выращивались на подложке Si на буфере из твердого раствора GeSi с низким содержанием кремния. Квантовые барьеры структур были легированы акцепторами (с одной стороны КЯ). Концентрация двумерного (2D) дырочного газа в КЯ Ge составляла $(3-9) \cdot 10^{11}$ см⁻². Измерения спектров пропускания проводились методом фурье-спектроскопии в Лаборатории сильных магнитных полей в Гренобле в магнитных полях до 11 Тл. Для интерпретации результатов экспериментов в приближении эффективной массы были выполнены расчеты уровней Ландау дырок в КЯ Ge/GeSi.

В спектрах магнитопоглощения образцов наблюдается сложная картина линий, которая не укладывается в простую схему переходов с нескольких нижних уровней Ландау в прямоугольной КЯ: количество наблюдаемых линий превышает ожидаемое, исходя из фактора заполнения. Новые впервые обнаруженные линии связаны с взаимодействием и антипересечением уровней Ландау, из-за нарушения симметрии потенциала КЯ при одностороннем легировании при учете в приближении Хартри самосогласованного потенциала, описывающего взаимодействие между дырками.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект # 11-02-00952), РАН, гранта Президента РФ НШ -4756.2012.2 и EPSRC UK *Renaissance Germanium* project.

Литература

[1] O.Drachenko *et al.*, Phys. Rev. B **79**, 073301 (2009).

Периодические структуры SiGe/Si, выращенные молекулярно-пучковой эпитаксией с газовым источником германия

С.А. Денисов¹, С.А. Матвеев¹, В.Ю. Чалков¹, В.Г. Шенгуров¹, М.В. Степихова²,
М.Н. Дроздов², П.А. Юнин², Р.Х. Жукавин², З.Ф. Красильник², Н.Д. Захаров³

¹Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

²Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Афононо, 607680, Россия

³Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Weinberg, 2, 06120, Halle (Saale), Germany
тел: +7 920-038-15-93, эл. почта: matveevsa.sou@gmail.com

Выращивание периодических структур (ПС) на основе слоев Si и SiGe актуально, т.к. они представляют интерес, как с точки зрения фундаментальных исследований, так и приборных приложений. Наиболее перспективным методом выращивания таких структур является метод молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), обеспечивающий при низких температурах роста (~500°C) минимальное размытие границ раздела между слоями.

В данной работе исследовались условия роста ПС Si/SiGe со слоями, легированными атомами эрбия и бора. Структуры первого типа представляют интерес в качестве модельных структур для исследования процессов возбуждения и девозбуждения примеси Er³⁺ в кремниевых матрицах. Интерес к структурам второго типа обусловлен разработкой на их основе приборов с кулоновскими центрами, а также квантово-каскадных лазеров терагерцового диапазона.

Поток атомов кремния и легирующих примесей в использованном методе роста создавался сублимацией кремниевых источников, легированных этими примесями. Поток атомов германия формировался при разложении моногермана (GeH₄), вводимого в камеру роста. ПС состояли из чередующихся слоев Si и SiGe с количеством периодов от 3 до 10. Температура роста структур составляла 350–450°C. Для исследования выращенных структур использовались широко распространенные методы диагностики: вторично-ионная масс-спектрометрия (ВИМС), рентгеновская дифрактометрия (РД), просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ), фотолюминесценции (ФЛ).

Исследование ПС с 10 периодами выявило хорошую воспроизводимость слоев (толщины слоев SiGe варьировались в пределах от 7 до 12 нм, $x = 0,2-0,38$; слоев Si — от 20 до 34 нм, с точностью ± 1 нм). В работе обнаружен ряд новых явлений, связанных с введением примесей эрбия и бора в ПС, в частности — укорочение времен излучательной рекомбинации ионов Er³⁺ до аномально низких значений ~ 20 пс. Селективность легирования ПС атомами бора исследовалась в зависимости от температуры, скорости роста и содержания германия в гетерослое SiGe. Подавление процессов сегрегации атомов германия и легирующих примесей (бор, эрбий) в периодических структурах Si/SiGe объясняется в рамках модели о суфрактанте - атомах водорода, образующихся при разложении моногермана, и влияющих на процессы встраивания этих элементов в растущие слои Si и SiGe.

Работа выполнена при поддержке проекта ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (грант №14.В37.21.0337) и при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8735.

Механизмы излучательной рекомбинации в SiGe структурах с самоформирующимися Ge(Si) наноструктурами

А.Н. Яблонский, Н.А. Байдакова, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

тел: (831)438-50-37, факс: (831), эл. почта: yablonsk@ipm.sci-nnov.ru

Изучение оптических свойств низкоразмерных SiGe структур представляет интерес как с точки зрения фундаментальных исследований, так и в связи с возможностью их практического использования для создания элементов кремниевой оптоэлектроники. Среди известных типов SiGe гетероструктур структуры с самоформирующимися Ge(Si) наноструктурами являются перспективными для реализации эффективных источников излучения ближнего ИК диапазона. В данной работе представлены результаты исследования механизмов излучательной рекомбинации в структурах с Ge(Si) островками методом спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) с наносекундным временным разрешением.

Исследуемые SiGe структуры были выращены методом МПЭ при $T = 460\text{--}700\text{ }^\circ\text{C}$. Измерение спектров ФЛ осуществлялось как при непрерывном ($\lambda_{\text{ex}} = 0.532\text{ мкм}$), так и при импульсном ($\lambda_{\text{ex}} = 0.45\text{--}0.98\text{ мкм}$) оптическом возбуждении. В условиях импульсной накачки исследование спектров ФЛ с наносекундным временным разрешением проводилось с использованием параметрического генератора света МОРО-SL ($\tau \sim 5\text{ нс}$), решеточного монохроматора Acton 2300i, фотоэлектронного умножителя Hamamatsu (0.9–1.7 мкм) и цифрового осциллографа LeCroy. Измерения проводились в диапазоне температур от 4 до 300 К.

Проведено исследование спектральных и временных характеристик сигнала ФЛ структур с Ge(Si) островками в зависимости от параметров и условий получения структур, в частности, от температуры роста Ge(Si) островков. Регистрация сигнала ФЛ с наносекундным временным разрешением позволила выделить в спектрах ФЛ SiGe структур компоненты (линии ФЛ) с существенно различающимися временами спада ФЛ, варьирующимися от единиц наносекунд до сотен микросекунд [1]. Ряд компонент сигнала ФЛ с быстрыми временами спада неразличимы в интегральных по времени спектрах ФЛ и были впервые обнаружены при регистрации спектро-кинетических зависимостей сигнала ФЛ. Наблюдаемые линии ФЛ связаны как с непрямой в реальном пространстве рекомбинацией носителей заряда в Ge(Si) островках, так и с рекомбинацией электронно-дырочных пар в смачивающих SiGe слоях, разделительных слоях кремния и кремниевой подложке. Спектральное положение как полосы ФЛ островков, так и линии ФЛ смачивающих слоев зависит от параметров исследуемых структур и определяется в первую очередь температурой роста структур. Кроме того, в исследованных SiGe структурах обнаружен сигнал ФЛ с характерными временами спада менее 10 нс, наблюдение которого может быть связано с реализацией прямых в реальном пространстве оптических переходов в Ge(Si) островках, при которых оба типа носителей заряда (электрон и дырка) являются локализованными в Ge(Si) островке.

Работа выполнена при поддержке Программ РАН, РФФИ (12-02-31456-мол), РФФИ-поволжье и Совета по грантам Президента РФ (СП-6523.2013.5).

Литература

- [1] Н.А. Байдакова, А.В. Новиков, Д.Н. Лобанов, А.Н. Яблонский, Письма в ЖТФ **38**, 7 (2012).

Субмиллиметровая спектроскопия фазовых переходов в гетероструктурах со сверхтонкими слоями $\text{LaNiO}_3/\text{LaAlO}_3$

Е.С. Жукова^{1,2}, А.С. Прохоров^{1,2}, А.А. Борис^{1,2,3}, А.В. Борис⁴, Б.П. Горшунов^{1,2}, М. Lafkioti⁴, У. Matiks⁴, Е. Benckiser⁴, G. Cristiani⁴, Н.У. Habermeier⁴, J.H. Smet⁴, В. Keimer⁴

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

²Московский физико-технический институт (Государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700, Россия

³Department of Physics, Stockholm University, Roslagstullsbacken, 21, Stockholm, SE – 10691, Sweden

⁴Max-Planck Institut für Festkörperforschung, Heisenbergstraße, 1, Stuttgart, 70569, Germany
тел: (499)503-82-12, эл. почта: zhukovaelena@inbox.ru

Гетероструктуры на основе никелатов — уникальные объекты, физическими свойствами которых можно управлять с помощью изменения внешних воздействий и размерности электронного конденсата. Особый интерес и в фундаментальном, и в прикладном отношении представляет возможность управления фазовыми переходами типа металл-диэлектрик и парамагнетик-антиферромагнетик. Реализация такой возможности в практическом отношении позволит конструировать электронные приборы нового поколения, использующие свойства не только «массивных» (bulk) полупроводников, но также и интерфейсов (наборов интерфейсов) между ними. Современные технические средства позволяют синтезировать подобного рода гетероструктуры чрезвычайно высокого качества, содержащие оксиды переходных металлов в виде *тончайших слоёв с атомарно точной последовательностью*. Фазовые переходы в подобных системах могут сопровождаться особенностями, проявляющимися в электродинамическом отклике на энергиях порядка нескольких миллиэлектронвольт (субмиллиметровые волны). На сегодняшний день экспериментальных данных по такому низкоэнергетическому электродинамическому отклику гетероструктур на основе переходных металлов в литературе нет. Нами выполнены первые измерения субмиллиметровых спектров динамической проводимости гетероструктур $\text{LaNiO}_3/\text{LaAlO}_3$, выращенных на монокристаллических подложках LaSrAlO_4 , в диапазоне частот от 200 ГГц до 1200 ГГц, при температурах от 5 К до 300 К и в магнитных полях до 8 Тл. Гетероструктуры состояли из слоёв с толщинами от двух до пяти постоянных кристаллической решётки, повторяющихся от 56-ти до 132-х раз. В гетероструктурах с толщиной слоёв LaNiO_3 в 2 постоянных решётки нами обнаружен фазовый переход металл-изолятор, происходящий при температуре 150 К и отсутствующий в гетероструктурах с более толстыми слоями LaNiO_3 . Мы предполагаем, что механизм перехода связан с локализацией носителей заряда Моттовского типа, либо с нестингом поверхности Ферми и соответствующей неустойчивостью типа волны зарядовой плотности. В температурных зависимостях электродинамических характеристик этих же гетероструктур обнаружена дополнительная особенность при температуре около 50 К, связанная с известным фазовым переходом в антиферромагнитную фазу. Наличие обнаруженной особенности интерпретируется нами как результат взаимосвязи транспортных свойств гетероструктуры с магнитной подсистемой.

Когерентные фононы в наноструктурах SiGe/Si с двойными квантовыми ямами

А.Ю. Клоков¹, В.А. Цветков¹, А.И. Шарков¹, Д.Ф. Аминев¹, В.П. Мартовицкий¹,
Д.Н. Лобанов²

¹Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991, Россия

²Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

тел: (499)135-80-05, факс: (499)135-23-20, эл. почта: klokov@sci.lebedev.ru

Электрон-фононное взаимодействие остается одной из ключевых проблем в нанофизике из-за роли, которую оно играет в процессе релаксации носителей заряда. Этим объясняется, в частности, значительный интерес к изучению колебательной динамики структур с различными нанообъектами, например квантовыми точками, самоорганизующимися наноостровками, квантовыми ямами.

В данной работе приводятся результаты исследования методом оптического возбуждения/зондирования (pump/probe) распространения когерентных фононов в напряженных SiGe/Si наноструктурах с двойными квантовыми ямами (КЯ).

Содержание Ge в КЯ исследованных образцов варьировалось от 11 до 32%. При увеличении концентрации Ge до 32% произошло нарушение плоского фронта кристаллизации, что привело к формированию островков, с характерным латеральным размером ~200 нм. Толщины слоев SiGe составляли 9÷11 нм, расстояние между ними 90÷100 нм, толщина покровного слоя Si (001) 90÷100 нм.

Генератором фононов служила Al пленка толщиной 30 нм, напыленная на поверхность кремния. При облучении пленки импульсом фемтосекундного титан-сапфирового лазера ($\tau=160$ фс) в результате термоупругого эффекта на границе Al/Si формировался двупольный импульс давления длительностью ~10 пс. Использовалась двухцветная (длина волны возбуждающего импульса 400 нм, зондирующего $\lambda=800$ нм) интерферометрическая методика [1], позволяющая с пикосекундным разрешением регистрировать изменения амплитуды и фазы коэффициента отражения зондирующего лазерного света от структуры, вызванные распространением когерентных фононов.

Отклик исследованных структур на фемтосекундные лазерные импульсы имел выраженную осциллирующую составляющую. Фурье анализ показал, что в спектре отклика всех исследованных образцов присутствуют линия на частоте ~110 ГГц, соответствующая затухающим с постоянной времени ~20 пс собственным колебаниям Al пленки. У образца с наноостровками (концентрацией Ge 32%), кроме того, присутствуют линии с частотами ~50 ГГц и 76 ГГц. Линия 76 ГГц соответствует рассеянию Мандельштама-Бриллюэна на продольных акустических фононах в кремнии (001). Что касается линии 50 ГГц, то мы предполагаем, что она соответствует рассеянию зондирующего луча на поперечных акустических фононах, которое становится существенным из-за упругих напряжений, вызванных формированием островковой структуры.

Работа поддержана грантом РФФИ 11-02-01476 и ПФИ Президиума РАН №24.

Литература

[1] T. Tachizaki et al., Rev. Sci. Instr. **77**, 043713 (2006).

Исследование люминесценции нитридных светоизлучающих наногетероструктур, содержащих сверхрешетки, в условиях низких температур и токов

Е.А. Менькович¹, С.А. Тарасов¹, И.А. Ламкин¹, S. Suihkonen², O. Svensk², H. Lipsanen²

¹Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия

²Aalto University, Department of Micro and Nanosciences Micronova, Tietotie, 3, Espoo, 02150, Finland

тел: (812)346-44-87, факс: (812)346-27-58, эл. почта: ankat.kate@gmail.com

Не смотря на достижения последних лет в технологии выращивания светоизлучающих наногетероструктур на основе твердых растворов (Al, Ga, In)N, интенсивность их люминесценции в настоящее время не достигла теоретического предела. Одним из ограничивающих факторов, не позволяющих получить ожидаемые значения интенсивности, является наличие упругих напряжений на гетерограницах и связанных с ними дефектов в активной области структуры. Поэтому необходимо исследовать влияния таких напряжений на свойства наноструктур и обнаружить способы устранения их отрицательного влияния.

В представленной работе рассматриваются явления, протекающие в светоизлучающих наногетероструктурах с напряженными квантовыми ямами на основе твердых растворов (Al, Ga, In)N и исследуется влияние добавления сверхрешетки на упругие напряжения и люминесцентные свойства. Изучены свойства структур содержащих сверхрешетки Al-GaN/GaN (тип A1) и InGaN/GaN (тип A2), а также имеющие в своем составе увеличенное число квантовых ям (тип B). Исследования проводились в условиях криогенных температур (10–400 К) и малых пропускаемых прямых токов (10 нА–2 мА). В спектрах люминесценции структур типа А, измеренных в условиях криогенных температур, было обнаружено появление дополнительных максимумов излучения и скачкообразное переключение интенсивности свечения между ними. Рассмотрено изменение вероятностей оптических переходов между различными уровнями размерного квантования при понижении температуры, обуславливающее обнаруженный эффект. Исследования при пропускании малых прямых токов показали, что в структурах типа В, в сравнение со структурами типа А, наблюдалось сильное смещение пиковой длины волны излучения в сторону меньших энергий. Показано, что оно обусловлено влиянием возникающих вследствие несоответствия периодов решетки упругих напряжений и связанных с ними пьезоэлектрических полей, вызывающих искажение формы квантовой ямы и возникновение квантово-размерного эффекта Штарка. Установлено, что структуры типа А не демонстрировали проявлений таких эффектов.

Показано, что использование сверхрешеток, позволяет компенсировать упругие напряжения и влияние пьезоэлектрических полей, возникающих из-за деформации решетки на гетерогранице. Такая компенсация напряжений снижает образование дислокаций в структуре типа А, что увеличивает интенсивность излучения, эффективность и уменьшает эффекты самонагрева. Это было подтверждено исследованием структур методом АСМ. Показано, что в структурах типа А, наблюдается снижение концентрации прорастающих дислокаций на 20% до значений $3\text{--}4 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$.

AlGaN гетероструктуры для источников спонтанной и стимулированной люминесценции с различной поляризацией в ультрафиолетовом диапазоне длин волн 230–300 нм

В.Н. Жмерик¹, Д.В. Нечаев¹, А.А. Ситникова¹, В.В. Ратников¹, Я.В. Кузнецова¹,
Е.А. Шевченко¹, А.А. Торопов¹, Е.В. Луценко², Н.В. Ржеуцкий²,
В.Н. Павловский², Г.П. Яблонский², П.С. Копьев¹, С.В. Иванов¹

¹ФТИ им.А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Институт физики НАН, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь

тел: (812)292-71-24, факс: (812)297-10-17, эл. почта: jmerik@pls.ioffe.ru

В докладе сообщаются результаты дальнейшего развития (по сравнению с [1]) технологии эпитаксиального роста и изучения оптических свойства гетероструктур (ГС) с квантовыми ямами (КЯ) на основе соединений $Al_xGa_{1-x}N$ ($x=0-1$), демонстрирующие люминесценцию в диапазоне $\lambda=230-300$ нм. Структуры выращивались с помощью технологии молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией на подложках с-сапфира. С целью снижения концентрации прорастающих дислокаций в активных областях ГС до уровня 10^8-10^9 см⁻² были оптимизированы начальные условия роста зародышевых слоев и, кроме того, использовались специально введенные упруго-

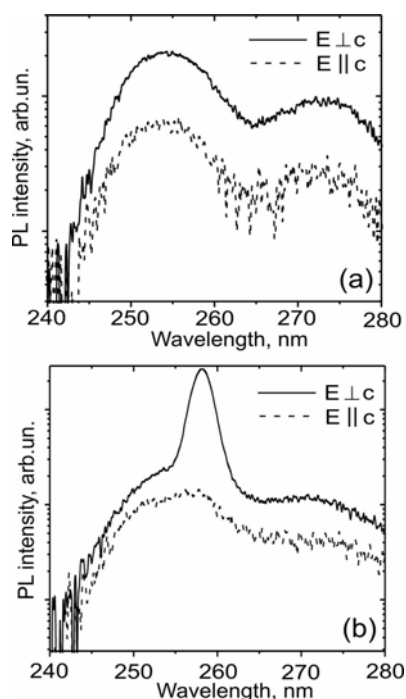


Рис. 1. Спектры спонтанной (а) и стимулированной (б) ФЛ (300К) из ГС $Al_{0.8}Ga_{0.2}N/AlN$ с КЯ $Al_{0.7}Ga_{0.3}N$ (2нм).

напряженные сверхрешетки и сверхтонкие слои GaN, а также спонтанно образующиеся сверхрешеточные структуры в слоях $Al_xGa_{1-x}N$ с $x>0.7$. Использование контролируемых металл-обогащенных условий при росте ГС обеспечило атомарно-гладкую морфологию слоев AlGaN, что необходимо, во-первых, для получения в них узких спектров фото- и катодолуминесценции (с полушириной основного пика до ~ 10 нм(300К). Кроме того, это позволило достичь псевдоморфного роста AlGaN активных областей с КЯ на буферных слоях AlN. Обнаруженное впервые ТЕ-поляризованное излучение с длиной волны 254 нм из ГС $Al_{0.8}Ga_{0.2}N/AlN$ с КЯ $Al_{0.7}Ga_{0.3}N$ (2 нм) на с-сапфире (рис. 1а) можно объяснить действием сжимающей деформации, величина которой соответствует расчетам упругих напряжений, необходимых для подавления перестройки валентной зоны в ГС $Al_xGa_{1-x}N$ с КЯ ($x>0.7$) [2]. Такую же ТЕ-поляризацию имело и стимулированное излучение из этой структуры (рис. 1б). В докладе рассматриваются факторы, определяющие параметры стимулированного и лазерного излучения в УФ-спектральном диапазоне от 303 до 260 нм — положение их пиков относительно спектров спонтанного излучения, степень поляризации, пороговые и спектрально-угловые характеристики.

Литература

- [1] V.N. Jmerik, E.V. Lutsenko, S.V. Ivanov, Phys. Status Solidi A **210**, 439 (2013).
- [2] J.E. Northrup et.al., Appl. Phys. Lett. **100**, 021101 (2012).

Подавление рассеяния электронов на ионизированной примеси в гетероструктурах AlGaAs/InGaAs/(Al)GaAs с нанобарьерами AlAs в окрестности дельта-слоя доноров кремния

И.С. Васильевский, А.Н. Виниченко, Н.И. Каргин, М.Н. Стриханов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское шоссе, 31, Москва, 115409, Россия

тел: +7(499)725-24-38, эл. почта: ivasilevskii@mail.ru

При дельта-легировании через спейсер в Р-НЕМТ гетероструктурах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/(\text{Al})\text{GaAs}$ увеличение плотности доноров приводит к явлению т. н. «параллельной проводимости» по широкозонному слою. Как следствие, концентрация двумерных электронов, локализованных в квантовой яме (КЯ) ограничена, а их подвижность снижается вследствие рассеяния на ионах примеси. Показано, что данное явление имеет квантовую природу, связанную с туннелированием хвоста волновой функции электронов КЯ в область понижения потенциала зоны проводимости около дельта-слоя Si, когда рассеяние усиливается несмотря на значительную толщину спейсера. Теоретически и экспериментально обоснован подход по подавлению данного эффекта за счет введения нанобарьеров AlAs в область спейсера. Проведены расчеты зонной структуры и электронных волновых функций (Рис. 1), а также подвижностей электронов в подзонах при рассеянии на кулоновском потенциале примесей.

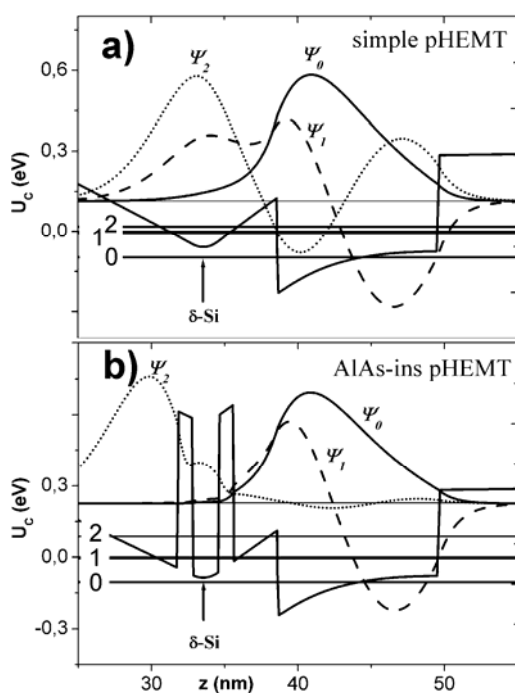


Рис. 1. Зонные профили и волновые функции электронов для РНЕМТ с однородным донорным слоем (а) и содержащим нановставки AlAs (б).

На изготовленных методом МЛЭ образцах исследован эффект введения одиночных и двойных нанобарьеров AlAs толщиной 1,2–2,0 нм на электронные транспортные и оптические свойства гетероструктур. Образцы имели различную глубину КЯ, одностороннее и двустороннее легирование Si, при концентрациях электронов $1,2 \div 3,9 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Получено увеличение подвижности электронов в КЯ на 15–40% в структурах с введенными AlAs слоями, по сравнению со структурами, имеющими однородный донорный и спейсерный слой $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Концентрация электронов снижается на 14–20% при введении нанобарьеров, однако, уменьшается и ее температурная зависимость. При этом DX-

центры оказываются ионизованы, что проявляется в слабой фотопроводимости образцов.

В РНЕМТ структуре с δ -Si легированным 5 нм AlAs донорным слоем получена рекордно высокая подвижность — 9320 и 39100 $\text{см}^2/\text{Вс}$ при температурах 300 К и 77 К при концентрации электронов $0,7 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ($x=0,24$; $y=0,2$).

Эффект важен для получения двумерного электронного газа с одновременно высокой подвижностью и концентрацией электронов в Р-НЕМТ гетероструктурах, в т.ч. для гетероструктурной СВЧ электроники.

Инфракрасная фотолюминесценция наноструктур InSb/InAs с толщиной InSb более 1 монослоя

Д.Д. Фирсов¹, Д.В. Давыдовская¹, О.С. Комков¹, В.А. Соловьев², С.В. Иванов²

¹Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
эл. почта: *d.d.firsov@gmail.com*

Наноструктуры на основе ультратонких слоев InSb в InAs, излучающие в среднем инфракрасном (ИК) диапазоне, представляются перспективной основой для создания светодиодов и лазеров для области спектра 3 - 6 мкм [1]. Данный диапазон не полностью охвачен промышленными приборами, и в то же время представляет большой интерес для применения в медицинской технике, приборах экологического контроля и системах скрытой беспроводной связи. Ранее нами были достаточно подробно исследованы наноструктуры InSb/InAs, содержащие слои InSb с номинальной толщиной менее 1 монослоя (МС) [1, 2].

Данная работа посвящена исследованию фотолюминесценции (ФЛ) эпитаксиальных структур InSb/InAs, в которых номинальная толщина слоев InSb превышала 1 МС. Исследуемые образцы содержали десять слоев InSb, разделенных между собой барьерами InAs толщиной 5-20 нм, и были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках (001) InAs и (001) GaSb. Измерения спектров ФЛ проводились методом ИК фурье-спектроскопии с использованием синхронного детектирования в широких диапазонах изменений температуры 12-300 К и мощности оптической накачки.

В спектрах ФЛ наблюдалась интенсивная линия с длиной волны в диапазоне 3.5–5.5 мкм, соответствующая пространственно непрямым излучательным переходам электронов из зоны проводимости InAs на дырочный уровень в InSb. Показано, что увеличение толщины слоев InSb вплоть до величины ~ 1.5 МС приводит к существенному смещению данной линии ФЛ в длинноволновую область при сохранении ее интенсивности. Зависимость энергии пика ФЛ от плотности мощности возбуждающего лазера продемонстрировала характерный для гетероструктур типа II сдвиг в сторону увеличения энергии с ростом мощности накачки [3]. Анализ температурной зависимости спектров ФЛ выявил аномальный голубой сдвиг люминесценции с ростом температуры от 12 до 80 К, связываемый нами ранее с заполнением локализованных состояний в слоях InSb [2].

Литература

- [1] С.В. Иванов, В.А. Соловьев, С.В. Сорокин, Полупроводниковые лазеры видимого и среднего ИК диапазона на основе наноструктур с квантовыми точками, сборник «Нанотехнология: физика, процессы, диагностика, приборы» /Под ред. Лучинина В.В., Таирова Ю.М. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006, С.433–470.
- [2] O.G. Lyublinskaya, V.A. Solov'ev, A.N. Semenov, B.Ya. Meltser, Ya.V. Terent'ev, L.A. Prokopova, A.A. Toropov, A.A. Sitnikova, O.V. Rykhova, S.V. Ivanov, K. Thonke, R. Sauer, J. Appl. Phys. **99**, 093517 (2006).
- [3] N.N. Ledentsov, J. Bohrer, M. Beer, F. Heinrichsdorff, M. Grundmann, D. Bimberg, S.V. Ivanov, B.Ya. Meltser, I.N. Yassievich, N.N. Faleev, S.V. Shaposhnikov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, Phys. Rev. B **52**, 14058 (1995).

Снижение плотности прорастающих дислокаций при росте гетероструктур AlGaN/AlN на подложках с-Al₂O₃ методом МПЭ

Д.В. Нечаев, Е.М. Михайлов, Д.А. Кириленко, А.А. Ситникова, В.В. Ратников, В.Н. Жмерик, С.В. Иванов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)297-22-45, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: nechaev@mail.ioffe.ru

Для УФ-оптоэлектронных приборов на основе Al_xGa_{1-x}N/AlN гетероструктур ($x > 0.3$), выращиваемых на стандартных сапфировых подложках, серьезной проблемой является относительно высокая плотность прорастающих дислокаций (ПД), достигающая значений $\sim 10^{10}$ см⁻², что примерно на порядок выше по сравнению с типичной плотностью ПД в гетероструктурах InGaN/GaN. В докладе рассматриваются процессы зарождения и распространения ПД на различных стадиях роста гетероструктур AlGaN/AlN на с-сапфире методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией (МПЭ ПА) азота.

Исследовался рост зародышевых слоев AlN/с-Al₂O₃ толщиной ~ 30 нм в зависимости от температуры подложки ($T_s = 550-770^\circ\text{C}$), стехиометрических условий (Al- и N- обогащенный рост) и режима (стандартная МПЭ и эпитаксия с повышенной подвижностью адатомов) [1].

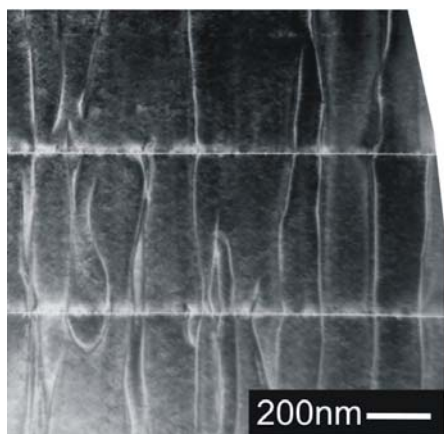


Рис. 1. ПЭМ изображение влияния GaN вставок на винтовые ПД в AlN буферном слое

Было продемонстрировано, что увеличение диаметра зерна в зародышевом слое при повышении ростовой температуры и использовании Al-обогащенных условий роста с повышенной подвижностью приводит к снижению плотности винтовых дислокаций с $\sim 10^{10}$ до $3 \cdot 10^9$ см⁻², а краевых с $> 10^{11}$ до $\sim 10^{10}$ см⁻². Кроме того, исследовались различные способы ограничения распространения ПД в процессе роста толстых буферных слоев AlN в Al-обогащенных условиях. С этой целью применялись как варьирование ростового режима из двумерного в трехмерный, так и введение ультратонких (~ 3 нм) планарных напряженных слоев GaN.

Изображение поперечного сечения гетероструктуры, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии (Рис. 1), демонстрирует более чем двукратное снижение ПД с винтовой компонентой при введении двух вставок GaN, что обусловлено их отклонением от вертикального направления распространения на упруго сжатых слоях. И наконец, дополнительное снижение ПД наблюдалось в результате действия как намеренно введенных короткопериодных сверхрешеток (СР) {AlGaN/AlN} $x=0.9$, так и спонтанно образующихся СР структур в упруго напряженных слоях Al_xGa_{1-x}N с $x > 0.7$, причем последний эффект для достаточно хорошо изученных СР структур [2] наблюдался впервые. В результате, плотность ПД в верхней активной области гетероструктур с квантовыми ямами Al_{0.5}Ga_{0.5}N(2нм)/Al_{0.6}Ga_{0.4}N была снижена до $< 8 \cdot 10^8$ см⁻² для винтовых и $< 2 \cdot 10^9$ см⁻² для краевых ПД.

Литература

- [1] Nechaev et al., J. Cryst. Growth, in press (available online) (2013).
 [2] M. Gao et al., J. Appl. Phys. 100, 103512 (2006).

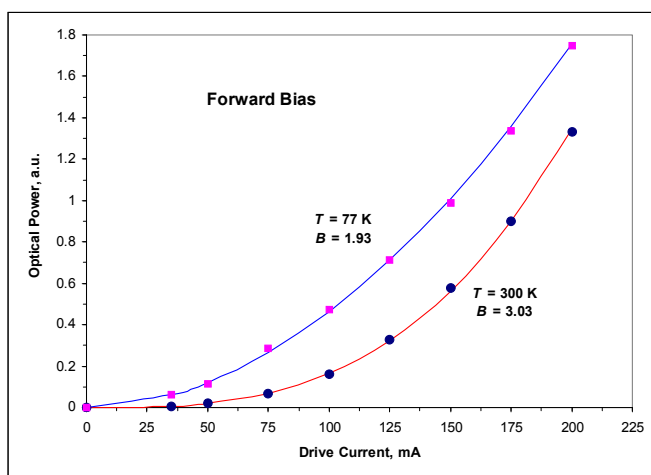
Механизм суперлинейной люминесценции и умножение носителей заряда в наногетероструктурах на основе GaSb с глубокими квантовыми ямами

М.П. Михайлова, Э.В. Иванов, Л.В. Данилов, К.В. Калинина, Н.Д. Стоянов, Г.Г. Зегря, Ю.П. Яковлев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812) 292 7367, факс: (812) 297 10 17, эл. почта: zegrya@theory.ioffe.ru

Нами впервые экспериментально обнаружена суперлинейная люминесценция и возрастание оптической мощности от тока накачки в спектральном диапазоне 0.60–0.80 эВ в наногетероструктурах на основе GaSb с глубокой квантовой ямой Al(As)Sb/InAsSb/Al(As)Sb ($d=5$ нм) выращенной MOVPE [1]. Показано, что этот эффект обусловлен вкладом в излучательную рекомбинацию дополнительных электронно-дырочных пар за счет ударной ионизации горячими электронами разогретыми на скачке потенциала $\Delta E_c=1.27$ эВ на интерфейсе между слоем AlAs и первым электронным уровнем E_1 , превышающим пороговую энергию ионизации для электронов в узкозонной яме (обратный Оже-процесс). Оптическая мощность P , как функция тока, I описывается нелинейной зависимостью $P=A \cdot I^B$ где показатель степени B , изменяется от 2 до 3 в интервале 77–300 К (см. рис.). Это значение для квантово-размерных структур в 1,5 раза выше, чем наблюдаемое нами в объемных гетероструктурах на основе GaSb [2]. Рассмотрены возможные механизмы ударной ионизации носителей заряда в глубо-



ких квантовых ямах, а также зависимость вероятности ударной ионизации от высоты гетеробарьера и ширины квантовой ямы. Определены параметры наноструктуры для наблюдения резонансной ударной ионизации. Проведен теоретический анализ вероятности излучательной и безызлучательной рекомбинации. Рассмотрена возможность создания нового ИК-лазера с высокой квантовой эффективностью на основе наногетероструктуры с несколькими квантовыми ямами [3].

Работа частично поддержана грантами Президиума РАН (Программа № 24) и РФФИ № 12-02-00597

Литература

- [1] М.Р. Mikhailova, E.V. Ivanov, L.V. Danilov, et all, JAP, **112**, 023108 (2012).
- [2] К.В. Калинина, М.П. Михайлова, Б.Е. Журтанов, и др. ФТП, **47**, 75(2013).
- [3] Л.В. Данилов, Г.Г. Зегря, ФТП, **42**, 573 (2008).

Взаимодействие двумерных непрямых дипольных экситонов с поверхностными акустическими волнами и двумерной электронной плазмой

В.М. Ковалев, А.В. Чаплик

Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090 Россия

тел: (383)333-32-64, факс: (383)333-27-71, эл. почта: vadimkovalev@isp.nsc.ru

Работа посвящена теоретическому анализу процессов взаимодействия двумерных дипольных экситонов с акустическими фонами поверхностной волны, а также с бозе и ферми возбуждениями двумерного электронного газа в гибридной структуре.

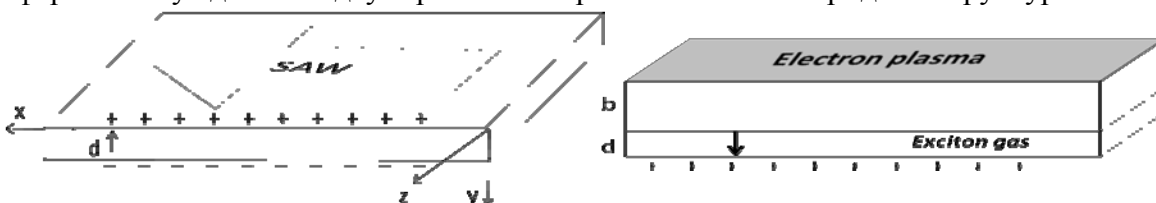


Рис.1 Схематическое изображение структур с экситонами, взаимодействующими с ПАВ (слева) и электронным газом (справа).

В первой части работы вычисляется поглощение поверхностной акустической волны Блюштейна-Гуляева, взаимодействующей с газом двумерных непрямых дипольных экситонов посредством электрического поля, созданного ПАВ (см. рис. 1). Рассчитывается поглощение как выше, так и ниже температуры бозе-эйнштейновской конденсации экситонов T_C . При $T > T_C$ затухание ПАВ обусловлено процессами вполне аналогичными процессам затухания фононов в модели Мигдала (разумеется, с поправкой на бозевскую статистику экситонов). При $T = 0$ поглощение ПАВ разделяется на конденсатный и надконденсатный вклады (мы ограничились случаем $T = 0$). Первый вклад соответствует переходам частиц конденсата в надконденсатное состояние с поглощением фона ПАВ. Второй вклад соответствует механизму затухания Беляева [2]. Показано, что этот механизм затухания имеет пороговый характер: при скорости ПАВ меньшей скорости боголюбовского звука в бозе-газе экситонов поглощение обращается в нуль, что, в принципе, может служить критерием существования в структуре конденсата экситонов.

Во второй части работы мы анализируем процессы экситон-электронного и экситон-плазмонного рассеяния и вычисляем времена жизни указанных квазичастиц в гибридной структуре, показанной на Рис. 1. Времена жизни квазичастиц рассчитывались как выше, так и ниже температуры T_C . Мы показываем, что зависимость времени жизни квазичастицы от её энергии существенно меняется при переходе через критическую температуру. Это связано с различием механизмов затухания при $T > T_C$ и $T < T_C$. Как и в случае с поглощением фононов ПАВ, при $T > T_C$ основной вклад во время жизни электронов и плазмонов дают процессы типа затухания Ландау, тогда как при $T = 0$ затухание обусловлено механизмом Беляева. Как и в случае с ПАВ, он дает вклад, имеющий пороговый характер.

Литература

- [1] Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский, Статистическая физика. Часть 2. М.: Наука, 1978.
 [2] S. Giorgini, Phys. Rev. A 1988. V. 57, P. 2949.

Светоиндуцированный бездиссипативный электронный транспорт в квантовых ямах

О.В. Кибис

Новосибирский государственный технический университет, пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073, Россия

тел: (383)346-04-88, факс: (383)346-02-09, эл. почта: Oleg.Kibis@nstu.ru

Хорошо известно, что взаимодействие между электронами и интенсивным электромагнитным полем может открывать энергетические щели $\Delta\varepsilon$ внутри энергетических зон твердого тела благодаря динамическому эффекту Штарка [1]. Поскольку энергетический спектр твердых тел симметричен в \mathbf{k} пространстве, $\varepsilon(\mathbf{k}) = \varepsilon(-\mathbf{k})$, светоиндуцированные щели $\Delta\varepsilon$ расположены симметрично относительно края зон [см. рис. 1(a)]. Хотя этот эффект известен уже много лет [1], его теория была разработана исключительно для электронных систем с таким симметричным энергетическим спектром. Что касается систем с асимметричным спектром, $\varepsilon(\mathbf{k}) \neq \varepsilon(-\mathbf{k})$, то особенности их взаимодействия с интенсивным электромагнитным полем вплоть до недавнего времени оставались вне поля зрения исследователей. Интересующий нас асимметричный спектр электронов может иметь место в системах с нарушенной симметрией относительно обращения времени. Рассмотрим

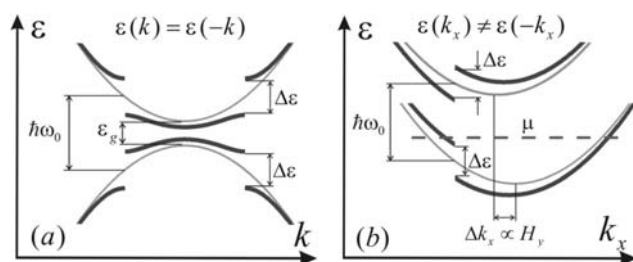


Рис. 1. Энергетический спектр свободных электронов (тонкие линии) и электронов в электромагнитном поле с частотой ω_0 (толстые линии): (а) зона проводимости и валентная зона в полупроводнике с запрещенной зоной ε_g [1]; (б) первые две электронные подзоны в асимметричной квантовой яме при наличии параллельного плоскости ямы магнитного поля H_y [4].

в качестве примера хорошо известный электронный спектр асимметричной квантовой ямы при наличии магнитного поля H_y , направленного в плоскости ямы (x, y) вдоль оси y [2]. Из-за асимметрии этого спектра щели $\Delta\varepsilon$ будут расположены асимметрично относительно края подзон вдоль оси k_x [см. рис. 1(b)]. Замечательной особенностью электронных систем с таким асимметрично-щелевым спектром является бездиссипативное протекание электрического тока. Например, если электронный газ заполняет состояния ниже энергии Ферми μ [см. рис. 1(b)], то легко показать, что такому рас-

пределению электронов соответствует ненулевой ток $j_x \propto \Delta\varepsilon$. Поскольку этот ток соответствует основному состоянию электронной системы, то он будет течь без диссипации. Теория этого нового квантового эффекта была развита в недавних работах [3, 4] и будет представлена в данном докладе.

Литература

- [1] С.П. Гореславский, В.Ф. Елесин, Письма ЖЭТФ **10**, 491 (1969).
- [2] T. Ando, A.B. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
- [3] O.V. Kibis, Phys. Rev. Lett. **107**, 106802 (2011).
- [4] O.V. Kibis, Phys. Rev. B **86**, 155108 (2012).

Осцилляции туннельного тока в двумерных полупроводниковых структурах на основе HgTe с инвертированным спектром

А.А. Шерстобитов¹, Г.М. Миньков², А.В. Германенко¹, О.Э. Рут¹, Н.Н. Михайлов¹, С.А. Дворецкий¹

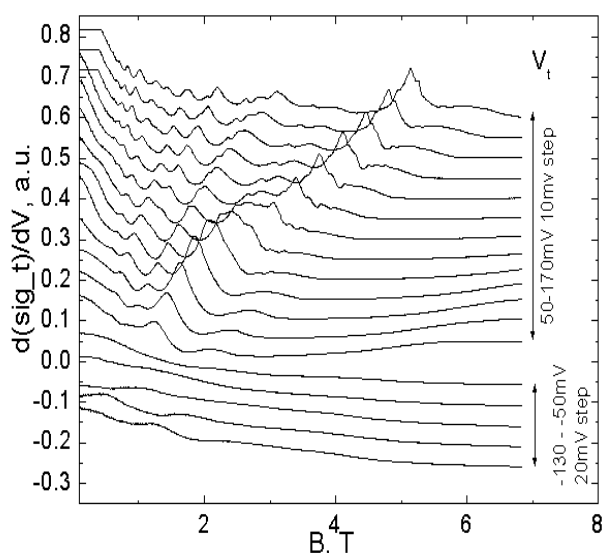
¹ИФМ УрО РАН Софьи Ковалевской 18, Екатеринбург, 620990, Россия

²ИЕН УрФУ Мира 19, Екатеринбург, 620083, Россия

²ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (343)2617436, эл. почта: and.sh@newmail.ru

Развитие полупроводниковой технологии в настоящее время позволило получить высококачественные двумерные структуры на основе бесщелевого полупроводника HgTe. Варьируя состав и ширину квантовой ямы в этом материале можно менять ширину запрещенной зоны и спектр носителей. В частности при ширине ямы 6.3 нм это бесщелевой полупроводник с дираковским спектром. В связи с этим данные структуры привлекают внимание как экспериментаторов так и теоретиков.



Туннельная спектроскопия является одним из способов исследования спектра полупроводниковых систем. В данном методе измеряется дифференциальная проводимость между металлическим контактом и полупроводником, которые разделены тонким изолятором. В идеальном случае, когда уровень Ферми полупроводника не зависит от напряжения на туннельном контакте, приложенное напряжение задает разницу по энергии между уровнями Ферми металла и полупроводника. Дифференциальная проводимость контакта пропорциональна плотности состояний в полупроводнике при энергии Ферми металла. Таким образом

можно получить плотность состояний носителей в полупроводнике в зависимости от энергии. В настоящей работе этот способ использовался для исследования спектра носителей в двумерной структуре CdTe/HgTe/CdTe с инвертированным спектром.

В исследованных структурах были обнаружены осцилляции дифференциальной проводимости которые зависели от напряжения на туннельном контакте и магнитного поля. Характерные зависимости дифференциальной проводимости в зависимости от магнитного поля при разных напряжениях на туннельном контакте представлены на рисунке. Анализ этих зависимостей показывает, что в туннельном токе, в отличие от простого случая, необходимо учитывать изменение уровня Ферми в полупроводнике в зависимости напряжения на туннельном контакте. Подробный анализ этих зависимостей позволяет пролить свет на особенности спектра двумерных носителей в зависимости от энергии и магнитного поля в интересном материале.

Работа поддержана грантами РФФИ 11-02-12126, и 12-02-00098.

Скейлинг в режиме квантового эффекта Холла в структурах с двойной квантовой ямой

Ю.Г. Арапов, С.В. Гудина, А.С. Клепикова, В.Н. Неверов, С.Г. Новокшенов, Г.И. Харус, **Н.Г. Шелушнина**, М.В. Якунин

Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620041, ГСП-170, Россия

тел: (343)378-35-39, факс: (343)374-52-44, эл. почта: shel@imp.uran.ru

Режим целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ) в неупорядоченной 2D-системе можно рассматривать как последовательность квантовых фазовых переходов диэлектрик-металл-диэлектрик в квантующем магнитном поле. В рамках концепции скейлинга [1, 2] ширина перехода плато - плато ЦКЭХ должна стремиться к нулю по степенному закону T^κ , где κ — критический индекс.

Проведены измерения продольного $\rho_{xx}(B)$ и холловского $\rho_{xy}(B)$ магнитосопротивлений в режиме ЦКЭХ, и исследована температурная зависимость ширины переходов плато-плато, $\nu_0(T)$, в наноструктурах n -InGaAs/GaAs с двойной квантовой ямой в диапазоне магнитных полей $B=(0\div 16)$ Т и температур $T=(0.05\div 70)$ К, до и после ИК-подсветки.

Реальное скейлинговое поведение $\nu_0(T) \sim T^\kappa$ наблюдается для перехода $1 \rightarrow 2$ в неосвещенном образце ($\kappa = 0.48 \pm 0.04$) и для переходов $2 \rightarrow 3$ ($\kappa = 0.22 \pm 0.01$) и $3 \rightarrow 4$ ($\kappa = 0.21 \pm 0.01$) в образце после воздействия ИК излучения. Значения κ для системы с максимальной концентрацией электронов ($n = 5 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$) и максимальной подвижностью ($\mu = 2.7 \text{ м}^2/(\text{Вс})$) после ИК-подсветки прекрасно соответствуют оценкам теоретических работ для случая *короткодействующего* потенциала электрон-электронного взаимодействия [3, 4].

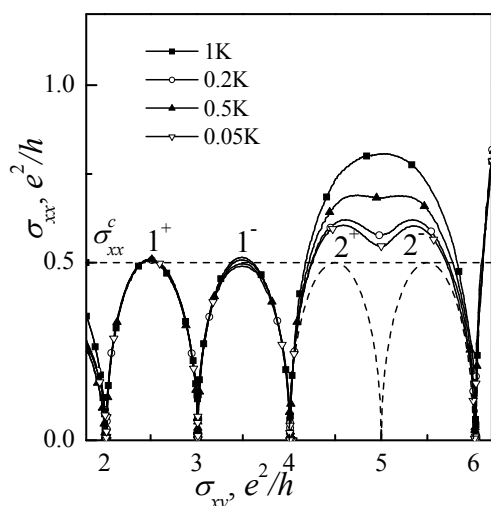


Рис. 1. Диаграмма скейлинга.

На Рис. 1 представлена диаграмма скейлинга в координатах $(\sigma_{xy}, \sigma_{xx})$ для образца после ИК-подсветки. Симметрия огибающих кривых $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$ относительно полуцелых значений σ_{xy} ($= 2.5$ и 3.5 в единицах e^2/h), а также независимые от номера пика значения критических величин $\sigma_{xx}^c = (0.5 \pm 0.05)e^2/h$ для пиков 1^- и 1^+ (и стремление к этому значению σ_{xx}^c при $T \rightarrow 0$ для пиков 2^- и 2^+) прекрасно соответствуют предсказаниям теории для истинно скейлингового поведения электронного газа в режиме ЦКЭХ, а именно, свойствам симметрии частица-дырка и периодичности по σ_{xy} [1, 2].

Работа выполнена по Программе президиума РАН 12-П-2-1051 и при частичной поддержке РФФИ, гранты 11-02-00427, 12-02-00202.

Литература

- [1] А.М.М. Pruisken, Phys. Rev. Lett. **61**, 1297 (1988)
- [2] Д.Е. Хмельницкий, Письма в ЖЭТФ, **38**, 454 (1983).
- [3] А.М.М. Pruisken, М.А. Baranov, Europhys. Lett. **31**, 543 (1995)
- [4] А.М.М. Pruisken, I.S. Burmistrov, Письма в ЖЭТФ **87**, 252 (2008).

Оптическое детектирование кулоновской щели в полупроводниках

П.В. Петров¹, Ю.Л. Ив́анов¹, Н.С. Аверкиев¹, А.Ю. Силов²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Eindhoven University of Technology, 5600 MB, PO Box 513, The Netherlands

тел: (812) 297-2245, факс: (812) 297-1017, эл. почта: pavel.petrov@gmail.com

Одноэлектронная плотность состояний системы локализованных зарядов при низких температурах обращается в ноль на уровне химического потенциала. Это явление связано с электростатическим взаимодействием и называется кулоновской щелью. В объемных материалах форма щели должна быть параболической, тогда как в двумерном случае (2D) она линейна [1]. Различные проявления присутствия кулоновской щели в настоящее время привлекают большой интерес, особенно в низкоразмерных структурах. Наиболее изученным экспериментальным свидетельством наличия кулоновской щели в плотности состояний является особый вид температурной зависимости прыжковой проводимости в легированных полупроводниках. Наличие кулоновской щели на уровне химического потенциала уменьшает число возможных прыжков, таким образом, закон Мотта для проводимости с переменной длиной прыжка переходит в закон Эфроса-Шкловского, что достоверно наблюдались в низкотемпературной проводимости объемных изоляторов и компенсированных полупроводников. Однако, в 2D ситуация далека от ясности. Кроме транспортных измерений кулоновская щель здесь была обнаружена также посредством туннельной спектроскопии в сверхтонких плёнках бериллия, однако и этот метод является по существу транспортным.

В настоящем докладе будет представлен новый метод наблюдения кулоновской щели чисто оптическими методами. Нами исследовались образцы с десятью GaAs/AlGaAs квантовыми ямами легированными бериллием, как в ямах, так и в барьерах. При низких температурах дырки с акцепторах в барьерах переходят в ямы и там локализуются образуя так называемые A⁺ центры, то есть положительно заряженные акцепторы. В условиях оптической накачки в такой системе возможны люминесцентные переходы фотовозбуждённых электронов на A⁺ центры. Идея наблюдения кулоновской щели посредством оптических экспериментов упрощенно может быть описана следующим образом. Форма спектра люминесценции определяется плотностью заполненных дырочных состояний. Спектры фотовозбуждения определяются плотностью пустых состояний. Сравнивая спектры фотолюминесценции и фотовозбуждения можно восстановить плотность заполненных и пустых состояний в валентной зоне и тем самым установить наличие кулоновской щели. Полученные экспериментальные результаты качественно согласуются с предложенной схемой [2]. При температуре 4 К восстановленная по спектрам плотность состояний имеет минимум, который мы связываем с наличием кулоновской щели. Существенно то, что ширина минимума совпадает с температурой его возникновения, как это и должно быть для кулоновской щели. Кроме этого, наличие кулоновской щели подтверждается независимым измерением сдвига Стокса соответствующего оптического перехода.

Работа поддержана РФФИ 12-02-00826-а.

Литература

- [1] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников, «Наука», Москва, 1979
- [2] P.V. Petrov, Yu.L. Ivánov, N.S. Averkiev, A.Yu. Silov, Solid State Comm. **152**, 2185 (2012).

Переход полуметалл-диэлектрик в квантовой яме HgTe при наличии гидростатического сжатия

Е.Б. Ольшанецкий¹, З.Д. Квон^{1,2}, Я.А. Герасименко³, В.М. Пудалов³, Н.Н. Михайлов¹, С.А. Дворецкий¹

¹Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, 630090, Россия

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, Россия

³Физический институт им. Лебедева П.Н., Москва, 119991, Россия

тел: (913)754-18-33, эл. почта: eolsh@isp.nsc.ru

В квантовых ямах (КЯ) HgTe толщиной 20 нм недавно был обнаружен двумерный полуметалл [1]. Наличие полуметалла в КЯ HgTe обусловлено перекрытием порядка нескольких мэВ минимума зоны проводимости в центре зоны Бриллюэна с боковыми максимумами валентной зоны. В настоящее время полуметаллическое состояние наблюдалось в КЯ HgTe с ориентациями поверхности (013), (112) и (100). Расчеты показывают, что перекрытие зон в указанных ямах происходит из-за небольшой разницы в постоянных решетки CdTe ($a=0.648$ нм) и HgTe ($a=0.646$ нм), приводящей к растяжению пленки HgTe.

Обнаружение двумерного полуметалла в КЯ HgTe открывает новые возможности для экспериментального наблюдения экситонного диэлектрика (ЭД). Ранее было показано [2], что при определенных условиях полуметаллическое состояние с равным количеством электронов и дырок является неустойчивым по отношению к образованию электронно-дырочных пар (экситонов), приводящему к особому состоянию (ЭД), энергетический спектр которого, подобно сверхпроводнику, характеризуется наличием энергетической щели. Величина щели ЭД определяется энергией связи экситона и является наибольшей, если величина перекрытия зон в полуметалле стремится к нулю. В то же время образование ЭД невозможно, если величина перекрытия зон в полуметалле превышает энергию связи экситона.

В этом отношении явным преимуществом обладает полуметалл в КЯ HgTe с ориентацией поверхности (100), перекрытие зон в котором достаточно мало: 1.2–1.5 мэВ. Эта величина, тем не менее, должна быть уменьшена, т.к. она превышает энергию связи экситона в HgTe — 0.7 мэВ. Возможность для такого уменьшения связана с тем, что перекрытие зон в КЯ HgTe обусловлено растяжением пленки HgTe. Приложение к образцу изотропного гидростатического давления могло бы частично компенсировать это растяжение, и тем самым, уменьшить величину перекрытия зон.

В настоящей работе мы сообщаем результаты транспортных исследований в двумерном полуметалле в КЯ HgTe толщиной 20 нм и ориентацией поверхности (100) под гидростатическим давлением 17 кбар. Некоторые особенности поведения системы могут свидетельствовать о наблюдаемом переходе полуметалл–экситонный изолятор.

Литература

[1] Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky, D.A. Kozlov, et al., JETP Lett. **87**, 502 (2008).

[2] N.F. Mott, Proc.Phys.Soc. **A62**, 416 (1949), Phil.Mag. **6**, 287 (1961); B.I. Halperin, T.I. Rice, Rev. of Modern Phys. **40**, 755 (1968).

Слабая антилокализация в квантовых ямах HgTe с нормальной и инверсной зонной структурой

А.В. Германенко¹, Г.М. Миньков^{1,2}, А.А. Шерстобитов^{1,2}, О.Э. Рут¹, С.А. Дворецкий³, Н.Н. Михайлов³

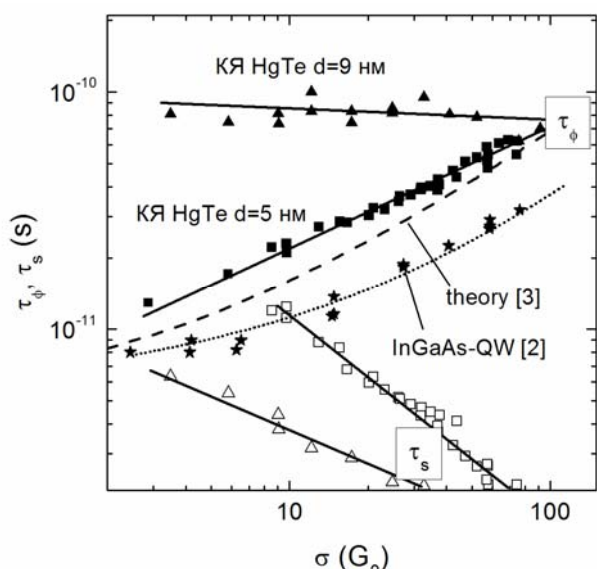
¹Уральский федеральный университет, Ленина, 51, Екатеринбург, 620000, Россия

²Институт физики металлов УрО РАН, С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия

³Институт физики полупроводников СО РАН, ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (343)261-74-36, эл. почта: alexander.germanenko@usu.ru

Энергетический спектр двумерных носителей заряда в гетероструктуре CdTe/HgTe/CdTe существенно зависит от толщины слоя HgTe, формирующего квантовую яму (КЯ) [1]. При малой толщине слоя ($d < d_c \approx 6.5$ нм) порядок подзон размерного квантования является нормальным. Он аналогичен спектру обычных узкозонных полупроводников: верхняя дырочная подзона размерного квантования формируется из тяжелых состояний Γ_8 , тогда как нижняя электронная подзона из состояний Γ_6 и легких состояний Γ_8 . При $d > d_c$ зонная структура становится инверсной: нижняя электронная подзона формируется из состояний Γ_8 , а состояния Γ_6 формируют дырочные подзоны.



В работе представлены результаты экспериментальных исследований магнитосопротивления, вызванного подавлением интерференционной квантовой поправки к проводимости (σ) двумерного газа электронов в КЯ HgTe с инверсным ($d=9$ нм) и нормальным ($d=5$ нм) расположением подзон. Анализируя форму кривых магнитосопротивления, измеренных на холловских мостиках с металлическим полевым электродом, мы определили зависимости времен спиновой и фазовой релаксации τ_s и τ_ϕ , соответственно, от температуры и проводимости. Главным результатом работы является экспериментальная зависимость τ_ϕ от проводимости, представленная на рисунке. В КЯ с нормальным порядком

подзон она аналогична зависимости, наблюдаемой в обычных АЗВ5 двумерных системах [2] и хорошо согласуется с теорией [3]: τ_ϕ растет с ростом σ . В КЯ с $d=9$ нм время релаксации фазы практически не зависит от проводимости, что указывает на наличие особенностей электронной интерференции и/или неупругих процессов релаксации фазы в широкой квантовой яме HgTe с инверсным расположением подзон размерного квантования.

Авторы благодарят РФФИ за частичную финансовую поддержку работы (гранты 11-02-12126, 12-02-00098 и 13-02-00322).

Литература

- [1] L.G. Gerchikov and A.V. Subashiev, Phys.Stat.Sol. (b) **160**, 443 (1990).
- [2] G.M. Minkov, A.V. Germanenko, И.В. Горный, Phys.Rev.B **70**, 245423 (2004).
- [3] G. Zala, B.N. Narozhny, and I.L. Aleiner, Phys. Rev. B **64**, 214204 (2001).

Бесконтактные методы измерения высокочастотной проводимости носителей заряда в квантоворазмерных системах

И.Л. Дричко, И.Ю. Смирнов, А.М. Дьяконов, **В.А. Малыш**, Н.Д. Ильинская, А.А. Усикова

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
тел: (812)515-92-29, факс: (812)515-67-47, эл. почта: malysh_vitaly@yahoo.com

В настоящей работе для определения высокочастотной проводимости в низкоразмерных структурах используются две бесконтактные методики. Первая (акустическая) методика [1] основана на взаимодействии носителей заряда с электрическим полем поверхностной акустической волны, распространяющейся по поверхности пьезоэлектрической подложки LiNbO₃, к которой прижат исследуемый образец (см рис. 1а). Вторая (микроволновая) методика [2] основана на взаимодействии носителей заряда с электрическим

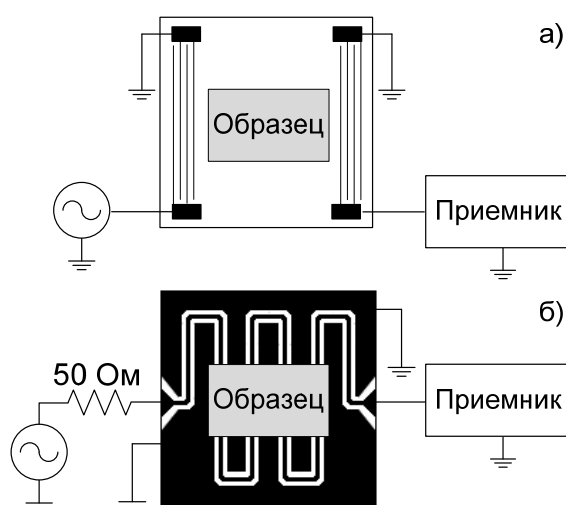


Рис. 1. Схемы акустической (а) и микроволновой (б) методик.

полем квази-ТЕМ-волны, проходящей по копланарному волноводу (см. рис. 1б), сформированному в форме меандра на поверхности подложки изолирующего GaAs, к которой прижат образец. Диапазон рабочих частот в микроволновой методике составляет 0,1–2 ГГц (и выше), что значительно больше, чем в акустической методике (30–400 МГц). Акустическая методика используется в лаборатории на протяжении многих лет и является хорошо отработанной, в то время как микроволновая методика только осваивается. Поэтому, было необходимо провести измерения на близких (для обеих методик)

частотах, чтобы сравнить определяемые с их помощью абсолютные значения высокочастотной проводимости. В качестве объекта исследования была выбрана структура p-GeSi/Ge/GeSi с двумерным каналом в напряженном слое Ge ($p = 6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\mu_p = 6 \times 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$).

Измерения проводились в магнитных полях до 8 Тл при $T = (1.8\text{--}4.2) \text{ К}$. В экспериментах наблюдались осцилляции высокочастотной проводимости типа Шубникова-де Гааза в магнитных полях до 3 Тл. При более высоких магнитных полях наблюдались осцилляции высокочастотной проводимости в режиме целочисленного квантового эффекта Холла.

Работа поддержана проектами РФФИ 11-02-00223, Президиума РАН, ОФН РАН, Умник № 16906.

Литература

- [1] I.L. Drichko et al., Phys. Rev. B, **52**, 7470 (2000).
[2] L.W. Engel et al, Phys. Rev. Lett., **71**, 16 (1993).

Фотолюминесценция квантовых ям n -(Cd,Mn)Te при умеренных концентрациях электронов: перенормировка зон или многочастичные состояния?

А.В. Кудинов¹, С. Kehl², А.В. Родина¹, J. Geurts², D. Wolverson³

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия

²Physikalisches Institut (EP3), Universität Würzburg, 97074 Würzburg, Germany

³Department of Physics, University of Bath, Bath, BA2 7AY, United Kingdom

тел: (812)292-73-31, факс: (812)297-10-17, эл. почта: koudinov@orient.ioffe.ru

Спектры низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) квантовых ям с двумерным электронным газом (2DEG) в области малых концентраций 2DEG обычно формируются двумя узкими линиями, которые большинство исследователей приписывает экситону и отрицательному триону. При больших концентрациях 2DEG наблюдается широкий контур ФЛ, обусловленный переходами с участием дырок в валентной зоне и электронов Ферми-моря. Область промежуточных концентраций, в которой осуществляется преобразование спектра от одного вида к другому, недостаточно изучена как экспериментально, так и теоретически. Немногие имеющиеся работы предлагают взаимоисключающие интерпретации весьма схожих спектров ФЛ.

Имея в виду изучение сценария перехода по концентрации, мы выбрали для исследования квантовые ямы n -(Cd,Mn)Te с небольшим содержанием магнитных ионов Mn (менее 1%). В этом случае линии в экситон-трионном режиме остаются ещё достаточно узкими, но спиновые расщепления и соответствующие сдвиги линий в магнитном поле приобретают уже величину порядка единиц мэВ, что типично для структур на основе полумангнитных полупроводников. Это делает возможным спектральное разрешение зеемановских компонент линий ФЛ в полях умеренной величины (1–6 Т).

Были измерены с поляризационным разрешением спектры ФЛ в магнитном поле при различных энергиях квантов возбуждающего света, спектры возбуждения ФЛ, магнитополевые зависимости и профили возбуждения комбинационного рассеяния света с переворотом спина электрона. Обнаружено, что спектры ФЛ в основном формируются двумя спектральными особенностями: L1 и L2. Их эволюция с ростом плотности 2DEG была прослежена ранее [1]. В магнитооптике L2 демонстрирует поведение трионного типа [2], а L1 — нет. Кроме того, обнаружено, что при перестройке энергии квантов возбуждающего света (вблизи края поглощения) погасание одной из зеемановских компонент особенности L2 происходит раньше, чем второй компоненты.

Обсуждаются трудности, на которые наталкиваются попытки понять результаты в рамках господствующих в литературе представлений. Предложена альтернативная интерпретация спектров, в рамках которой обе основные спектральные особенности ФЛ порождаются трионоподобным четырехчастичным состоянием, предсказанным в [3].

Литература

[1] F.J. Teran et al., Phys. Rev. B **73**, 115336 (2006).

[2] A.V. Koudinov et al., Phys. Rev. B **67**, 115304 (2003).

[3] R.A. Suris. In: Optical Properties of 2D Systems with Interacting Electrons, ed. by W. Ossau and R.A. Suris, NATO Scientific Series, Kluwer, 2003, p. 111.

Слабая антилокализация 2D дираковских фермионов в квантовых ямах CdHgTe/HgTe/CdHgTe

Д.А. Козлов¹, З.Д. Квон^{1,2}, Н.Н. Михайлов¹, С.А. Дворецкий¹

¹Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия

²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, Россия

тел: +7-(383)-330-6733, эл. почта: dimko@isp.nsc.ru

Проведено экспериментальное исследование слабой локализации в системе безмассовых дираковских фермионов в квантовой яме (КЯ) HgTe толщиной $d = 6.6$ нм, соответствующей переходу от прямого к инвертированному зонному спектру и линейному закону дисперсии. Экспериментальные образцы представляли собой КЯ $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$, выращенные с помощью МЛЭ на (013)-ориентированной подложке CdTe/ZnTe/GaAs. Для изменения положения уровня Ферми в КЯ использовался Ti-Au затвор, напыленный на слой $\text{SiO}_2 + \text{Si}_3\text{N}_4$ диэлектрика суммарной толщиной 300 нм. Основные полученные результаты состоят в следующем:

1. Проведены магнетотранспортные измерения в диапазоне температур 0.2–10 К и в магнитных полях до 1 Т. Типичная зависимость $\rho_{xx}(V_g)$ в нулевом магнитном поле представляет собой гладкую кривую с максимумом, который соответствует дираковской точке. Величина сопротивления в максимуме $\rho_{xx}^{\max}|_{T=4.2\text{K}} = 8..16$ кОм (в зависимости от образца), а кривая $\rho_{xx}(V_g)$ является симметричной в области ± 0.4 В от максимума. Такое поведение соответствует системе бесщелевых дираковских фермионов в большей степени, чем получено в [1].
2. Исследованы квантовые поправки к проводимости системы как для дираковских электронов и дырок, так и непосредственно в дираковской точке. Обнаружена отрицательная логарифмическая по температуре поправка во всех трех указанных точках по затворному напряжению.
3. Аномальное магнитосопротивление 2D дираковских фермионов является положительным, что свидетельствует о том, что слабая локализация в системе возникает благодаря эффектам локализации и взаимодействия в присутствии сильной спиновой релаксации.

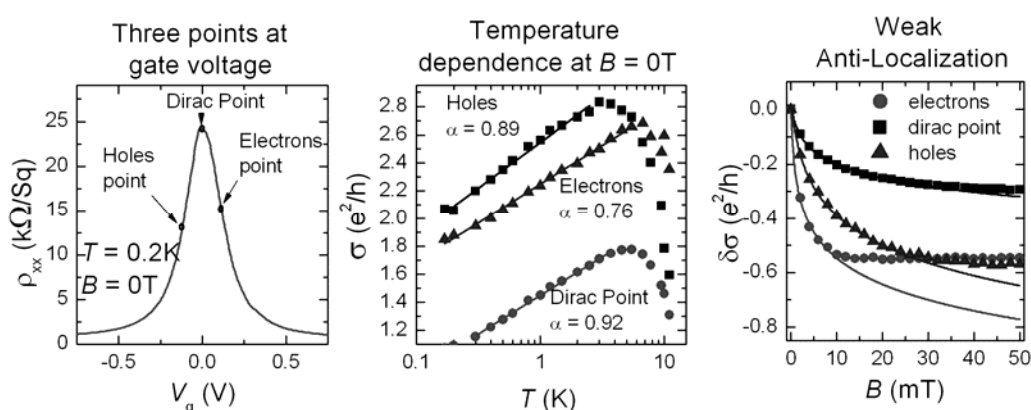


Рис. 1 Зависимости удельного сопротивления ρ_{xx} от затворного напряжения (слева), температуры (по центру) и магнитного поля (справа).

Литература

- [1] B. Buttner et al., Nature Phys 7, 418 (2011).
 [2] D.A. Kozlov et al., JETP Letters 96 (11), 730 (2012).

Поверхностный фототок в параболической квазиклассической яме

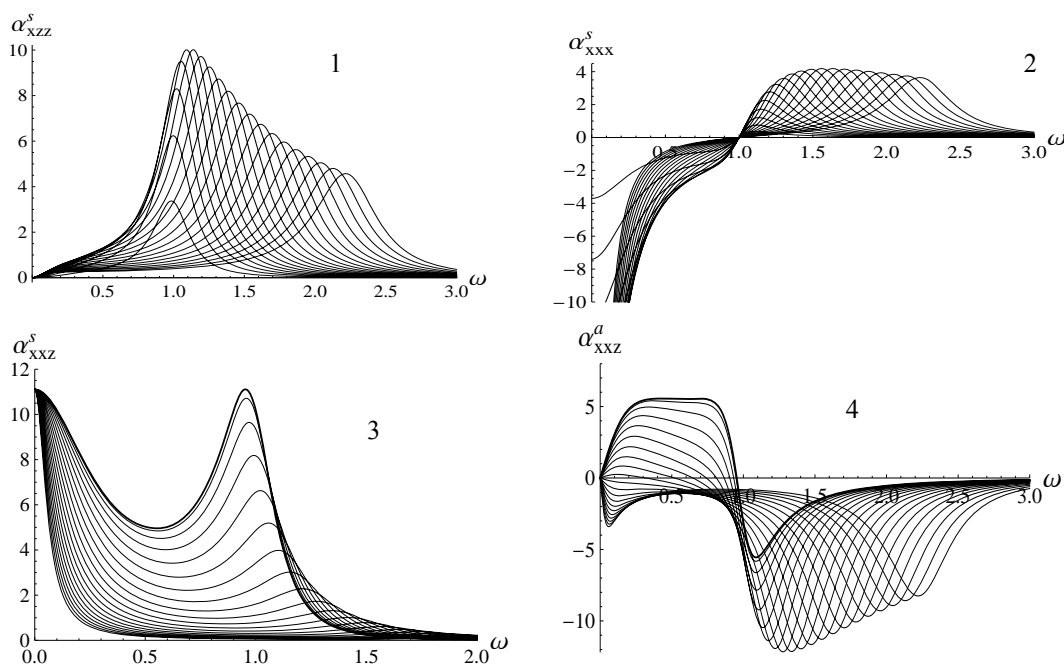
Л.И. Магарилл^{1,2}, М.В. Энтин¹

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

²Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова 2, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)333-32-64, факс: (383)333-27-71, эл. почта: levim@isp.nsc.ru

Рассматривается стационарный поверхностный ток, вызванный воздействием переменного электрического поля $\text{Re}(Ee^{-i\omega t})$ на электронный газ в параболической потенциальной яме $U(z)=m\Omega^2 z^2/2$ (ось z вдоль нормали к плоскости ямы). Предполагается, что поперек ямы имеется неоднородное распределение рассеивателей. Задача решается на основе классического уравнения Ньютона с жидким трением, зависящим от координаты z , аналитически в квадратичном по электрическому полю приближении и численно в произвольном электрическом поле. Найдены линейные α^s_{ijk} и циркулярные α^a_{ijk} компоненты фотогальванического тензора, определяющего стационарный ток $j_i = \alpha^s_{ijk}\text{Re}(E_j E_k^*) + \alpha^a_{ijk}\text{Im}(E_j E_k^*)$ ($i=x,y$). В отсутствие постоянного магнитного поля ток появляется лишь при наклонном по отношению к нормали электрическом поле. В присутствии магнитного поля, лежащего в плоскости системы (x,y) , ток возникает и при чисто нормальном или планарном переменном электрическом поле. Показано, что в отсутствие магнитного поля α^s_{ijk} имеет симметричный резонанс на частоте $\omega=\Omega$, а α^a_{ijk} — антисимметричный резонанс, меняя знак на этой частоте. Исследована зависимость тока от магнитного поля и величины переменного электрического поля. На рисунках приведены примеры зависимостей элементов фотогальванического тензора (в произвольных единицах) от частоты в единицах Ω при разных величинах магнитного поля, направленного вдоль оси y . Считается, что сила трения зависит от координаты z как $\gamma_0 + \gamma_1 z$ ($\gamma_0=0.3 \Omega$). С увеличением магнитного поля максимумы на рисунках 1, 2, 3 и правый минимум на рисунке 4, соответствующие комбинационной частоте $(\Omega^2 + \omega_c^2)^{1/2}$, где ω_c — циклотронная частота, сдвигаются вправо.



Поляронная масса носителей в квантовой яме

А.Ю. Маслов, О.В. Прошина

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)292-73-97, факс: (812)297-10-17, эл. почта: maslov.ton@mail.ioffe.ru

Взаимодействие заряженных частиц с полярными оптическими фононами в наноструктурах оказывается значительно более сложным, чем в объемных материалах. Это связано как с квантованием электронного спектра, так и с появлением новых фононных ветвей, в частности, интерфейсных оптических фононов. При этом даже в случае слабого взаимодействия его нельзя описать одной константой связи. В настоящей работе проведено детальное теоретическое исследование электрон-фононного взаимодействия в квантовой яме. Принималось во внимание взаимодействие заряженных частиц как с локализованными в квантовой яме объемными фононами, так и с интерфейсными оптическими фононами. Показано, что величина поляронной массы носителей в квантовой яме существенным образом зависит от выбора материала барьеров. Если барьеры изготовлены из материала с высокой степенью ионности, то в достаточно узких квантовых ямах, в которых энергия размерного квантования больше энергии оптических фононов, эффективная масса описывается формулой, известной из теории двумерного полярона [1]. Однако в нее входит модифицированная константа взаимодействия, которая определяется эффективной массой электрона в квантовой яме и диэлектрическими свойствами барьеров. В недавней работе [2] была измерена эффективная масса носителей в системе ZnO-ZnMgO, которая существенно отличалась от предсказаний теории двумерного полярона. Использование полученной нами константы связи [3] улучшает согласие с экспериментом.

Иная ситуация реализуется в случае использования барьеров из неполярного материала. В этом случае энергия и эффективная масса полярона определяются взаимодействием заряженных частиц с фононами, локализованными внутри квантовой ямы. Эффективная масса полярона оказывается зависящей от ширины квантовой ямы L .

$$m_{eff} = \frac{m}{1 - C\alpha^{(w)}\sqrt{m\omega^{(w)}L^2/\hbar}}. \quad (1)$$

В формуле (1) $\alpha^{(w)}$ - это константа Фрелиха для материала квантовой ямы, а коэффициент C определяется конкретной формой квантовой ямы.

Значительного усиления роли электрон-фононного взаимодействия следует ожидать, когда энергия размерного квантования близка к энергии оптического фонона. Построена теория усиления электрон-фононного взаимодействия в квантовых ямах при выполнении такого резонансного условия. Показано, что это приводит к немонотонной зависимости эффективной массы носителей от ширины квантовой ямы.

Литература

- [1] J.T. Devreese, Encyclopedia of Applied Physics, Wiley-VCH Publishers, Inc. **14**, 383-409 (1996).
- [2] Y. Imanaka, T. Takamasu, H. Tampo, H. Shibata, and S. Niki, Phys.Stat.Sol. **C 7**, 1599 (2010).
- [3] A.Yu. Maslov, O.V. Proshina, AIP Conf. Proc., (2013) принято к печати.

Эволюция g-фактора и циклотронной массы дырок в наклонном магнитном поле в структурах p-Ge/SiGe с высокой подвижностью

И.Л. Дричко¹, В.А. Малыш¹, **И.Ю. Смирнов¹**, Л.Е. Голуб¹, С.А. Тарасенко¹, А.В. Суслов²
¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, Florida 32310, USA

тел: (812)515-92-29, факс: (812)515-67-47, эл. почта: ivan.smirnov@mail.ioffe.ru

Основной задачей настоящей работы было определение величин g-фактора и циклотронной массы дырок m^* в наклонном магнитном поле в гетероструктуре p-Ge/GeSi с одиночной напряженной квантовой ямой Ge акустическими методами. Для этого проведены измерения поглощения и изменения скорости поверхностной акустической волн в диапазоне температур (0.3–5.8) К при частотах 30 и 85 МГц в магнитном поле до 18 Тл и их зависимости от угла наклона магнитного поля θ при $T=0.3$ К. Из экспериментальных кривых с помощью формул работы [1] определены зависимости реальной части высокочастотной проводимости σ_1 от магнитного поля, температуры и угла наклона магнитного поля при $T=0.3$ К. Используя температурные зависимости проводимости в минимумах осцилляций с нечетными числами заполнения ($\nu=3, 5, 7$), соответствующими спиновому

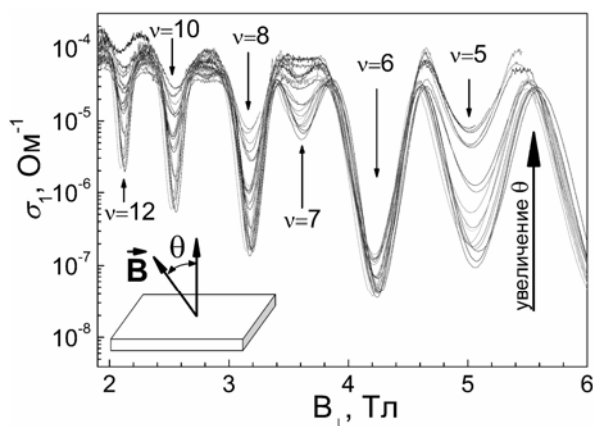


Рис. 1. σ_1 от B_{\perp} для разных углов $\theta=0\div 80^\circ$.

расщеплению уровней Ландау при $\theta=0$, мы определили поперечный g-фактор дырок $g_{zz}\approx 5$.

На рис. 1 приведены зависимости σ_1 от нормальной составляющей магнитного поля B_{\perp} для разных θ . Поскольку валентная зона Ge в двумерных слоях под действием растяжения расщепляется так, что верхней зоной оказывается подзона тяжелых дырок, спиновое расщепление определяется компонентой магнитного поля, перпендикулярной плоскости структуры, т.к. в этом случае g-фактор сильно анизотропен. Такое поведение наблюдается при $\theta < 30^\circ$. Однако, при дальнейшем

увеличении угла θ в эксперименте наблюдается уменьшение амплитуды осцилляций проводимости как для $\nu=5, 7$, так и для осцилляций с четными номерами $\nu > 8$. Такое поведение необычно, поскольку при изменении относительного положения уровней Ландау с ростом угла наклона эти проводимости изменяются в противофазе. В работе показано, что наблюдаемые на эксперименте явления можно объяснить увеличением циклотронной массы [2] и уменьшением эффективного g-фактора при росте продольной составляющей магнитного поля.

Работа поддержана проектами РФФИ 11-02-00223, Президиума РАН, ОФН РАН, Умник 16906, NSF DMR-0654118, State of Florida.

Литература

[1] I.L. Drichko et al. J. Appl. Phys. **106**, 094305 (2009).

[2] T. Ando, A.V. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).

Пространственное распределение неравновесных токов в режиме квантового эффекта Холла

Д.А. Похабов^{1,2}, М.В. Буданцев^{1,2}, А.Г. Погосов^{1,2}, Е.Ю. Жданов^{1,2}, А.К. Бакаров^{1,2}, А.И. Торопов^{1,2}

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

²Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

факс: (383)333-28-32, тел: (383)333-10-87, эл. почта: pokhabov@isp.nsc.ru

Двумерный электронный газ (ДЭГ) в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) демонстрирует неравновесное состояние, проявляющееся в гистерезисе различных характеристик ДЭГ таких, как намагниченность [1], магнетосопротивление сужения, помещённого в макроскопический резервуар ДЭГ [2], и других по отношению к направлению развёртки магнитного поля. В этом состоянии в ДЭГ индуцируются гигантские неравновесные токи. До сих пор нет общепринятого мнения об их пространственном распределении. В существующих работах делаются противоречивые выводы: в [1] предполагается, что неравновесные токи распределены вдоль всей плоскости ДЭГ, тогда как в [3] утверждается, что неравновесные токи индуцируются лишь вблизи края ДЭГ. Мы экспериментально исследовали гистерезис магнетосопротивления и неравновесные токи в сужении, помещённом в ДЭГ. Полученная зависимость площади петли гистерезиса магнетосопротивления от ширины сужения содержит критическое значение ширины, что указывает на краевую природу неравновесных токов и позволяет определить ширину области неравновес-

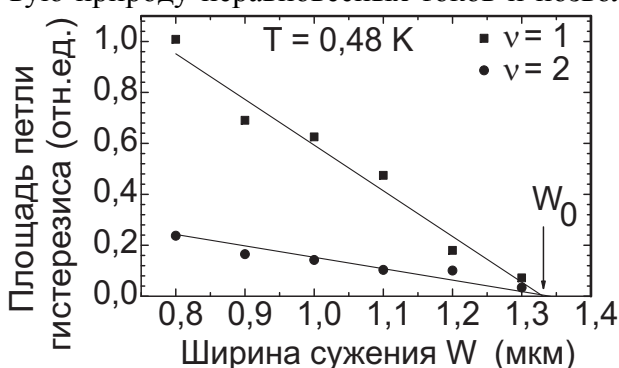


Рис. 1. Зависимость площади петли гистерезиса магнетосопротивления от ширины сужения W .

ет при критической ширине $W_0 \sim 1,35$ мкм. Учитывая наличие в сужении двух слоёв обеднения шириной $\sim 0,2$ мкм, можно заключить, что ширина области неравновесных токов составляет $\sim 0,5$ мкм. Для объяснения полученных результатов, мы предлагаем качественную модель гистерезиса магнетосопротивления, основанную на неравновесном перераспределении электронов между уровнями Ландау.

Работа поддержана РФФИ (грант №12-02-00532), программой ОНИТ РАН (проект №1.13), программой Президиума РАН (грант №24.19).

Литература

- [1] A.J. Matthews et al., Phys. Rev. B. **70**, 075317 (2004).
- [2] М.В. Буданцев и др., Письма в ЖЭТФ **86**, 294 (2007).
- [3] T. Klaffs et al., Physica E **22**, 737 (2004).

Рассеяние света двумерной электронной системой с рашбовским спин-орбитальным взаимодействием в сильном магнитном поле

Р.З. Витлина¹, Л.И. Магарилл^{1,2}, А.В. Чаплик^{1,2}

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

²Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)333-32-64, факс: (383)333-27-71, эл. почта: ritta@isp.nsc.ru

Рассматривается двумерная электронная система со спин-орбитальным взаимодействием в модели Бычкова-Рашба [1], помещенная в сильное магнитное поле. Магнитное поле предполагается настолько сильным, что заполнен только нулевой уровень Ландау, т.е. $\nu < 2$, где ν — фактор заполнения. В такой системе существует межподзонный плазмон со следующим законом дисперсии [2]:

$$\omega_0(q) = \Delta \sqrt{1 + \delta\nu \frac{qa^2}{a_B} \exp(-q^2 a^2 / 2)},$$

где Δ — разность энергий между спиновыми подуровнями, a_B — боровский радиус, a — магнитная длина, $\delta\nu$ — разность факторов заполнения нижнего и верхнего спиновых подуровней нулевого уровня Ландау.

Мы рассматриваем резонансное рамановское рассеяние, связанное с переходами между спиновыми подуровнями. Показано, что плазмонный пик в спектре рассеянного света появляется для произвольных поляризаций падающей и рассеянной волн. Особая ситуация возникает, если падающая волна циркулярно поляризована и её волновой вектор нормален к плоскости системы, в то время как рассеянный луч линейно поляризован и наклонен к нормали. В такой ситуации интенсивность плазмонного пика в сечении рассеяния содержит член, чувствительный к знаку эффективной константы Рашба, но инвариантный относительно одновременного изменения направления магнитного поля и киральности падающего света. Это позволяет экспериментально определить знак константы Рашба.

Литература

[1] Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба, Письма в ЖЭТФ, **39**, 66 (1984).

[2] Р.З. Витлина, Л.И. Магарилл, А.В. Чаплик, ЖЭТФ, **140**, 323 (2011).

Динамика фазового перехода «плазма-экситонный газ» в квазидвумерных системах на основе SiGe/Si квантовых ям

В.С. Багаев¹, В.С. Кривобок¹, С.Н. Николаев, А.В. Новиков², Е.Е. Онищенко¹

¹ФИАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991, Россия

²ИФМ РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

тел: (499)135-79-41, факс: (499)135-78-50, эл. почта: krivobok@lebedev.ru

С помощью измерений кинетики фотолюминесценции (ФЛ) исследована динамика перехода Мотта в квантовых ямах (КЯ) Si_{1-x}Ge_x/Si толщиной 5 нм с различным содержанием германия. Показано, что при температуре 15 К возбуждение структур короткими УФ импульсами с энергией несколько мкДж приводит к образованию в КЯ вырожденной электронно-дырочной плазмы (ЭДП) с плотностью $\sim 10^{12}$ см⁻². Последующая рекомбинация носителей и уменьшение плотности плазмы позволили наблюдать квазиравновесный фазовый переход «плазма-экситонный газ». Динамика перехода сильно зависит от содержания германия в КЯ, что вызвано наличием барьера для электронов в слое SiGe, высота которого возрастает по мере увеличения концентрации германия (x).

При значительной высоте барьера (x ≥ 9.5%) рекомбинация носителей в ЭДП приводит к постепенному ослаблению экранирования и появлению экситонных состояний. При этом система остается пространственно однородной и не проявляет признаков, характерных для фазового перехода I-го рода. Такой сценарий фазового перехода подтверждается отсутствием у полос излучения КЯ структуры, возникающей при сосуществовании фаз с разным электронным спектром, и монотонным возрастанием времени затухания сигнала ФЛ с увеличением времени задержки. Качественно иная ситуация наблюдается для КЯ с x ~ 3–4%, в которых мала высота барьера для электронов. В этом случае форма линии излучения ЭДП и скорость рекомбинации носителей в КЯ не меняются во временном диапазоне ~100–500 нс после возбуждающего импульса, что указывает на постоянную плотность ЭДП. При этом регистрируется тонкая структура у линии излучения КЯ, свидетельствующая о расслоении на фазы. Наблюдаемое расслоение системы обладает всеми признаками фазового перехода I-го рода.

При содержании германия ~5–7% сценарий фазового перехода носит двоякий характер: на временах отстройки $\tau < 250$ нс после импульса возбуждения свойства электронно-дырочной системы описываются в рамках представлений о однородной ЭДП, тогда как на временах $\tau > 350$ нс регистрируется расслоение на ЭДЖ и экситоны. Показано, что в структурах с промежуточной высотой барьера для образования ЭДЖ в КЯ необходим экситонный газ существенно большей плотности, чем в КЯ с x = 3–4%. Возрастание плотности экситонного газа, сосуществующего с ЭДЖ, в КЯ с x ~ 5–7% способствует увеличению роли каналов излучательной рекомбинации, связанных с образованием трионов T⁺, биекситонов и заряженных многоэкситонных комплексов.

Отсутствие расслоения на фазы в КЯ с x ≥ 9.5% позволило исследовать транспортные свойства квазидвумерной ЭДП с помощью измерений латеральной проводимости гетероструктуры. При плотности ЭДП $\sim 5 \cdot 10^{11}$ см⁻² обнаружено резкое уменьшение латеральной проводимости в диапазоне температур 7–4.2 К. Данное поведение может объясняться формированием диэлектрической фазы типа БКШ с шириной щели ~1 мэВ. Обнаруженный переход сопровождается красным сдвигом и уменьшением ширины линии излучения ЭДП.

Влияние электронных интерференционных эффектов на туннелирование в полупроводниковых 2D наноструктурах

В.А. Петров, А.В. Никитин

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009, Россия

тел: (495)629-33-94, эл. почта: vpetrov@cplire.ru

Теоретически исследовано влияние электронных интерференционных эффектов на туннелирование электронов в полупроводниковых 2D наноструктурах с прямоугольным потенциальным барьером. Рассмотрено распространение электронной волны единичной амплитуды вдоль 2D наноструктуры, представляющей собой последовательно расположенные в направлении распространения волны (ось x — ось симметрии структуры) узкую и широкую в поперечном направлении (ось z — ось размерного квантования) квантовые ямы прямоугольного профиля, разделенных в точке их сочленения туннельным барьером высоты V . Предполагалось, что структура состоит из трех областей: обл. 1 ($x < 0$) ширины a , обл.2 — потенциальный барьер ширины A ($0 < x < b$) и обл. 3 ($x > b$) также ширины A . Наличие геометрической неоднородности структуры приводит к рассеянию электронной волны на ней и, вследствие перепутывания волновых функций разных областей из-за их неортогональности, к возможности распространения волн по различным размерным подзонам структуры. Именно этот факт приводит к появлению интерференционных эффектов, которые, как показали численные расчеты, обеспечивают появление пространственной зависимости плотности потока вероятности $j_x(x, z)$ в такой наноструктуре.

Мы рассмотрели ситуацию, когда падение электронной волны с продольной энергией $E_x < V$ происходит по нижней подзоне в обл. 1. Меняя продольную энергию волны можно реализовать различные ситуации, наиболее интересной из которых является случай, когда незатухающее отражение волны в обл.1 при $x \rightarrow -\infty$ возможно одновременно по двум разнесенным по энергии подзонам, а ее прохождение в обл.3 при $x \rightarrow \infty$ по двум или большему числу подзон с действительными квазиимпульсами. Возникающая в этой ситуации интерференция таких волн приводит к появлению пространственной зависимости $j_x(x, z)$. В результате расчета мы показали, что поперечное распределение $j_x(0, z)$, существующее на входе широкой КЯ, с определенной точностью воспроизводится на расстоянии X_1 от входа (повторяемость) и периодически воспроизводится в сечениях $X_p = pX_1$ (p — целые числа), а в середине каждого повторяющегося отрезка длины X_1 расщепляется в симметричной по оси z наноструктуре на 2 идентичных пика в 2 раза меньшей интенсивности (мультипликация). В обл. 1 также возникает неоднородное распределение $j_x(x, z)$. Так, например, при $b = 50 \text{ \AA}$ оно включает периодически следующие вдоль отрицательных значений оси x пики (области) $j_x(x, z)$, сопровождаемые сателлитами меньшей амплитуды, в которых плотность потока направлена в положительном направлении оси x . При $b = 150 \text{ \AA}$, когда отражение от барьера велико, в обл.1, кроме пиков (областей) с положительным направлением $j_x(x, z)$, существуют области, где $j_x(x, z)$ имеет противоположное направление. Кроме этого под барьером на границе областей 1 и 2 существует область, состоящая из трех частей: центральной, в которой $j_x(x, z)$ направлена в положительном направлении оси x , и двух боковых, в которых $j_x(x, z)$ направлена в противоположную сторону. Такое распределение $j_x(x, z)$ экспоненциально затухает под барьер. Параметры структуры на основе GaAs: $a = 160 \text{ \AA}$; $A = 300 \text{ \AA}$.

Аномальная зависимость эффекта Холла в структурах с двойной квантовой ямой в параллельных магнитных полях

Ю.Г. Арапов, С.В. Гудина, А.С. Клепикова, **В.Н. Неверов**, А.П. Савельев, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушина, М.В. Якунин

Институт физики металлов УрО РАН, 620990, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, Россия

тел: (343)378-37-88, факс: (343)374-52-44, эл. почта: neverov@imp.uran.ru

Проведены измерения компонент тензора магнитосопротивления в гетероструктурах n -InGaAs/GaAs с двойной квантовой ямой, при ориентации магнитного поля близком к параллельному (угол между нормалью к плоскости гетероструктуры и полем составлял $\sim 89.7^\circ$).

На рисунке 1 представлены зависимости холловской и продольной (вставка) компонент тензора магнитосопротивления от полного магнитного поля после усреднение по магнитному полю. Продольное сопротивление имеет обычный вид для гетероструктур с двойной квантовой ямой (см. например [1]).

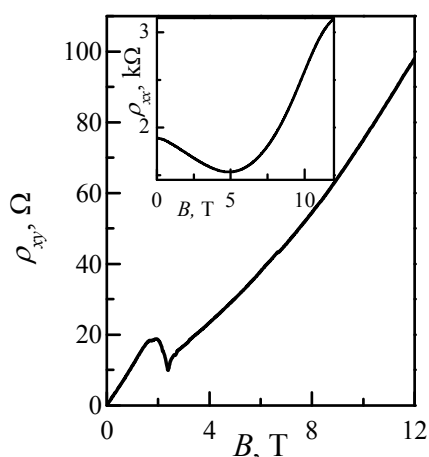


Рис. 1. Зависимости холловской и продольной (вставка) компонент тензора магнитосопротивления от полного магнитного поля. Угол между нормалью к плоскости гетероструктуры и магнитным полем $\sim 89.8^\circ$.

Зависимость $\rho_{xy}(B)$ имеет особенность в районе $B=2$ Т. Наклон зависимости $\rho_{xy}(B)$ при этом уменьшается почти в два раза. На зависимости продольного сопротивления от магнитного поля этой особенности соответствует точка перегиба.

Холловское сопротивление ρ_{xy} в нашем случае определяется двумя типами носителей, и для слабых магнитных полей, перпендикулярных плоскости структуры дается формулой: $R_H = \rho_{xy}/B = (en_1\mu_1^2 + en_2\mu_2^2)/(en_1\mu_1 + en_2\mu_2)^2$, где n_1 , n_2 , μ_1 и μ_2 , концентрации и подвижности первого и второго типа носителей. Изменение параллельным магнитным полем энергетической структуры двойной квантовой ямы (см. например [1]) приводит к изменению и характера носителей заряда, которые определяют ρ_{xy} . Выяснение конкретного механизма, который приводит к этой особенности, требует дальнейшего исследования.

Работа выполнена по Программе президиума РАН 12-П-2-1051 и при частичной поддержке РФФИ, грант 11-02-00427.

Литература

- [1] М.В. Якунин, Г.А. Альшанский, Ю.Г. Арапов, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушина, Б.Н. Звонков, Е.А. Ускова, А. де Виссер, Л. Пономаренко, ФТП **39**, 118 (2005).

Статический скин-эффект в двумерном электронном газе на цилиндрической поверхности при высоких температурах

А.Б. Воробьёв, А.В. Чесницкий, Е.В. Козик, А.И. Торопов

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

тел: (383)3330699, факс: (383)330-56-36, эл. почта: alex@isp.nsc.ru

Модификация двумерной системы носителей заряда внешними полями радикально меняет её транспортные характеристики. Сравнительно малоизученным остаётся вопрос о поведении двумерных систем в условиях сильного градиента магнитного поля. Ранее было экспериментально обнаружено, что продольное сопротивление двумерного электронного газа зануляется вдоль одной из граней изогнутого образца в широком диапазоне магнитных полей [1]. В области классических магнитных полей это явление было объяснено как проявление предсказанного ранее статического скин-эффекта — экспоненциальной зависимости плотности тока от поперечной координаты в образце, помещённом в перпендикулярное магнитное поле с постоянным градиентом вдоль направления тока [2]. Немногочисленные экспериментальные работы, в которых ранее наблюдался статический скин-эффект, были выполнены при температурах 300 мК и ниже [1, 3, 4]. В данной работе впервые наблюдался статический скин-эффект в двумерном электронном газе на цилиндрической поверхности при высоких температурах (вплоть до 300 К). Образцы создавались сворачиванием модулировано легированных эпитаксиальных плёнок с заранее созданным литографическим рисунком в свитки под действием встроенных механических напряжений [5]. Показано, что магнитополевые зависимости продольного сопротивления двумерного электронного газа на цилиндрической поверхности количественно описываются теорией статического скин-эффекта. Наблюдение данного эффекта при комнатной температуре показывает принципиальную возможность его приборного применения.

Работа поддержана грантами РФФИ 12-02-00918-а и 12-02-31889мол_а.

Литература

- [1] A.B. Vorob'ev et al., Phys. Rev. B **75**, 205309 (2007).
- [2] A.V. Chaplik, JETP Lett. **72**, 503(2000)].
- [3] K.-J. Friedland et al., Phys. Rev. B **79**, 125320 (2009).
- [4] K.-J. Friedland et al., Phys. Status Solidi C **7**, 2562 (2010).
- [5] V.Ya. Prinz et al., Physica E **6**, 828 (2000).

Диаманитный сдвиг уровней в двумерной электронной системе и туннельная аномалия при нулевом смещении

И.Н. Котельников, С.Е. Дижур, Е.Н. Морозова

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

тел: (495)629-34-59, факс: (495)629-36-78, эл. почта: i.kotelnikov@gmail.com

Эффекты межэлектронного взаимодействия проявляются в двумерной электронной системе (ДЭС) высокой плотности с беспорядком в том числе и как подавление плотности состояний на ферми-уровне [1]. Этот эффект приводит к появлению туннельной аномалии при нулевом смещении U (типа провала $\Delta\sigma$ в проводимости σ), которая позволяет изучать квантовые поправки к плотности состояний в условиях диффузии [2–4]. В настоящей работе исследовалась зависимость аномалии $\Delta\sigma/\sigma(U=0)$ от магнитного поля с ориентациями вдоль (B_{\parallel}) и поперек двумерного слоя в туннельных переходах Al/delta-GaAs с дельта-легированным двумерным каналом. Обнаружено, что характер зависимости аномалии от B_{\parallel} изменяется, когда при диаманитном сдвиге двумерных подзон существенно ослабляется поляронная особенность (при энергии $\epsilon_{ph}=36.5$ мэВ) в туннельном спектре.

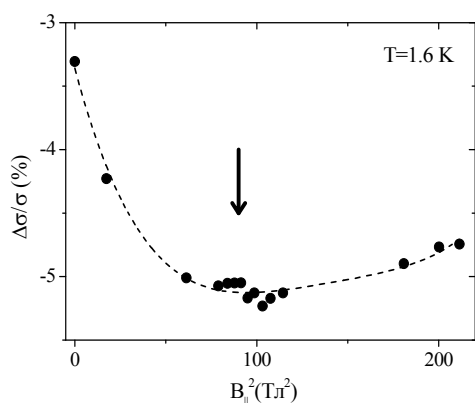


Рис. 1. Зависимость туннельной аномалии от квадрата магнитного поля B_{\parallel} .

При гелиевых температурах исследовались структуры, где по данным туннельной спектроскопии концентрации двумерных носителей в канале составляли $2\text{--}4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, при этом две подзоны (E_0 и E_1) были заполнены. Показано, что проявляется сильная анизотропия в поведении аномалии от ориентации магнитного поля [2, 3]. В перпендикулярном магнитном поле наблюдалось ожидаемое (квадратичное с полем) значительное усиление провала в туннельной проводимости, как в [3]. Туннельная аномалия почти не зависела от B_{\parallel} в образцах с энергией Ферми в подзоне $E_1 < 30$ мэВ. Однако, когда эта энергия (при $B=0$) превышала энергию оптического фона ϵ_{ph} , а с диаманитным сдвигом становилась меньше ϵ_{ph} , наблюдалась характерная немонотонная зависимость, приведенная на Рис. 1. При этом поляронная особенность в туннельном спектре трансформировалась в фоннную линию порогового типа в полях B_{\parallel} , превышающих поле, отмеченное на Рис. 1 стрелкой. Работа поддержана грантами РФФИ №13-02-01114 и Президиума РАН.

Литература

- [1] B.I. Altshuler, A.G. Aronov, in “Electron-electron interaction in disordered systems”, edited by A.L. Efros and M. Pollak, Elsevier, Amsterdam (1985), Ch. 1.
- [2] E.V. Sukhorukov, A.V. Khaetskii, Phys. Rev. B, **56**, 1456 (1997).
- [3] G.M. Minkov et al, Phys. Rev. B, **59**, 13139 (1999).
- [4] И.Н. Котельников и др., ПЖЭТФ, **96**, 646 (2012).

Скалярное уравнение метода эффективной массы в $k\rho$ -теории полупроводников с узкой запрещенной зоной

А.Я. Шульман

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11 к. 7, Москва, 125009, Россия

тел: (495)629 3574, факс: (495)629 3678, эл. почта: ash@cplire.ru

Приближение метода эффективной массы обосновывается обычно разложением искомого решения точного уравнения Шредингера с периодическим $V_0(\mathbf{r})$ и плавным $V(\mathbf{r})$ потенциалами по базису Латтинжера-Кона (L-K) $\chi_{nk}(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})u_{n0}(\mathbf{r})$, где $u_{n0}(\mathbf{r})$ — блоховская амплитуда решения невозмущенного уравнения при $\mathbf{k}=0$. Задача в координатном представлении сводится к решению дифференциального уравнения (ДУ) Шредингера с эффективной массой и потенциалом $V(\mathbf{r})$ для коэффициентов разложения — огибающей функции $F_n(\mathbf{r})$. Метод L-K был применен Кэйном в случае группы зон, близко расположенных по энергии, для вычисления при малых \mathbf{k} коэффициентов $c_{nn'}(\mathbf{k})$ в разложении по базису L-K блоховских амплитуд этих зон: $u_{nk}(\mathbf{r}) = \sum_n c_{nn'}(\mathbf{k})u_{n0}(\mathbf{r})$. Его развитием явилось распространение метода огибающих на случай полупроводников с узкой запрещенной зоной, в котором искомое возмущенное решение также ищется в виде разложения $\Psi(\mathbf{r}) = \sum_n F_n(\mathbf{r})u_{n0}(\mathbf{r})$ (см. напр. [1]). Для векторной волновой функции $\{F_n(\mathbf{r})\}$ получается система ДУ с матричным гамильтонианом Кэйна.

Однако решение полной системы ДУ для набора огибающих $\{F_n(\mathbf{r})\}$ не очень удобно, если возмущенное решение формируется из невозмущенных состояний только зоны проводимости с разными \mathbf{k} . В то же время в базисе L-K ответ всегда будет включать нескольких огибающих, когда непараболичность зоны проводимости существенна и нужно найти самосогласованное распределение электростатического потенциала и плотности электронов. Следует также отметить трудности с граничными условиями для компонент $F_n(\mathbf{r})$, которые не могут быть явно определены даже для случая бесконечной потенциальной стенки [2].

В [3] был предложен рецепт перехода от кэйновского закона дисперсии к однокомпонентному (скалярному) ДУ второго порядка для электронов в случае непараболической зоны проводимости. Его эффективность была показана при квазиклассических расчетах ВАХ туннельных контактов металл-полупроводник [4]. В данной работе это скалярное уравнение выводится разложением возмущенного решения по базису блоховских функций $\psi_{nk}(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})u_{nk}(\mathbf{r})$, диагонализацией матрицы полученной системы по зонным индексам и переходом к \mathbf{r} -представлению. Показано, что собственная функция $\varphi_E(\mathbf{r})$ этого уравнения есть точная волновая функция, усредненная скользящим сглаживанием с весом в виде функции Ванье $w_n(\mathbf{r})$. Параметр плавности потенциала $V(\mathbf{r})$ найден в виде $\partial_r[\varphi\partial_r V]/m_c E_g \ll 1$. Рассмотрены особенности применения скалярного ДУ к задачам типа спектр квазидвумерного электронного газа в обогащенном слое на поверхности полупроводника и эффект Келдыша-Франца. Граничные и нормировочные условия (ГНУ) точного решения просто переносятся на $\varphi(\mathbf{r})$. Отсюда формулы Кэйна позволяют выразить через $c_{nn'}(\mathbf{k})$ ГНУ для обычных огибающих.

Литература

- [1] G. Bastard, Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures. Les Ulis: Les Editions de Physique, 1990
- [2] В.А. Волков, Т.Н. Пинскер, ЖЭТФ **70**, 2268 (1976)
- [3] J.W. Conley, G.D. Mahan. Phys. Rev. **161** 681 (1967)
- [4] И.Н. Котельников, И.Л. Бейнихес, А.Я. Шульман. ФТТ **27**, 401 (1985)

Дипольный фотовольтаический эффект в несимметричных квантовых ямах

А.Я. Шульман¹, М.Н. Фейгинов²

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11 к. 7, Москва, 125009, Россия

²University of Duisburg-Essen, Center for Semiconductor Technology and Optoelectronics (ZHO), Lotharstr. 55, 47057 Duisburg, Germany

тел: (495)629 3574, факс: (495)629 3678, эл. почта: ash@cplire.ru

Рассмотрим эффект на примере контакта металл-полупроводник с квантовой ямой, образованной в полупроводнике δ -легированием донорами вблизи интерфейса металл-полупроводник. Принимается, что структура электрически нейтральна, электрическое поле в металле и в объеме полупроводника равно нулю, на интерфейсе имеет место пиннинг уровня Ферми. Поэтому положение дна зоны проводимости и потолка валентной зоны на интерфейсе относительно уровня Ферми металла, который принят за начало отсчета энергий, есть заданные величины для дырок и электронов, которые не зависят от степени и характера легирования полупроводника примесями и распределения электронов в нем.

Формула, которая связывает разность значений электростатического потенциала в бесконечно удаленной области и на интерфейсе с полным дипольным моментом D зарядов $\rho(x)$ в объеме полупроводника, получается из уравнения Пуассона путём двукратного интегрирования и имеет вид $\varphi(\infty) - \varphi(0) = 4\pi D/\epsilon$, где ϵ — диэлектрическая постоянная решетки полупроводника и $D = \int dx x \rho(x)$. Отсюда следует, что если за счет пространственного перераспределения заряда в объеме полупроводника дипольный момент изменится на ΔD , то должна измениться разность потенциалов $\Delta(\varphi(\infty) - \varphi(0)) \sim \Delta D$. Так как энергетические зоны полупроводника на интерфейсе жестко привязаны к уровню Ферми металла, то изменение разности потенциалов может произойти только за счет соответствующего смещения уровня Ферми в объеме полупроводника. Это представление лежит в основе механизма дипольного фотовольтаического эффекта при межподзонном поглощении излучения в несимметричной квантовой яме, в которой каждое связанное состояние обладает своим дипольным моментом.

Переход электронов из нижележащих подзон в вышележащие должен приводить к изменению дипольного момента полупроводника, так как из-за большей протяженности волновых функций с меньшей энергией связи можно ожидать, что появление неравновесных электронов увеличит электронный вклад в полный дипольный момент структуры. Для параметров δ -легированной кремнием структуры Al/p-GaAs, исследованной в [1], получены качественные характеристики и количественные оценки фотовольтаического отклика на облучение с энергией кванта, отвечающей условиям межподзонных переходов. Показано, что когда объем полупроводника легирован мелкой акцепторной примесью, а δ -слой образован донорной примесью, то фотовольтаический эффект должен проявиться как отрицательный потенциал затвора относительно потенциала квазидвумерных электронов в δ -слое. Можно предположить, что рассмотренный фотовольтаический эффект ответственен за обнаруженный при $T < 70$ К отрицательный знак отклика δ -структур Al/p-GaAs в условиях резонансного поглощения 10-мкм излучения [2].

Литература

[1] М. Feiginov, I.N. Kotelnikov, N.A. Mordovets, Phys. Rev. B **82**, 075318 (2010)

[2] Н.А. Мордовец, А.Я. Шульман, И.Н. Котельников, С.Н. Данилов, Тезисы XI Рос. конф. 2013.

Электронные уровни Si на гетерогранице с квантовыми точками Ge

И.Б. Чистохин, А.Б. Талочкин

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

тел: (383)330-91-49, факс: (383)333-27-71, эл. почта: igor@isp.nsc.ru

Спектр электрон-дырочных состояний Si/Ge структуры с квантовыми точками (КТ) Ge представляет интерес для ее использования [1]. Нижнее по энергии состояние электронов Si находится в деформационной потенциальной яме вблизи Ge/Si границы. Численные расчеты дают близкие значения протяженности ямы в Si (~ 50 Å), в то время как глубина этой ямы варьируется в широком диапазоне 50,70 мэВ [2, 3]–500 мэВ [4], что приводит к неопределенности энергии электронных состояний структуры.

Ранее нами исследованы спектры фотопроводимости (ФП) Si/Ge структур с КТ Ge [5]. Наблюдались линии оптических переходов между дырочными уровнями КТ и электронными состояниями Si. Энергии дырочных уровней основного состояния КТ хорошо описываются в простейшей модели «квантового ящика», а наблюдаемая дублетная структура линий оптических переходов связана с электронными уровнями Si, которые образуют двумерный канал проводимости вдоль смачивающего слоя Ge. В данной работе проанализировано это дублетное расщепление, наблюдаемое в структурах с разным напряженным состоянием КТ Ge. На рис. 1 показаны фрагменты спектров ФП двух образцов с разными напряжениями массивов КТ, в которых линии дублетов обозначены как А и В. Расщепление для образца а) составляет 26 мэВ, а для б) несколько меньше 20 мэВ.

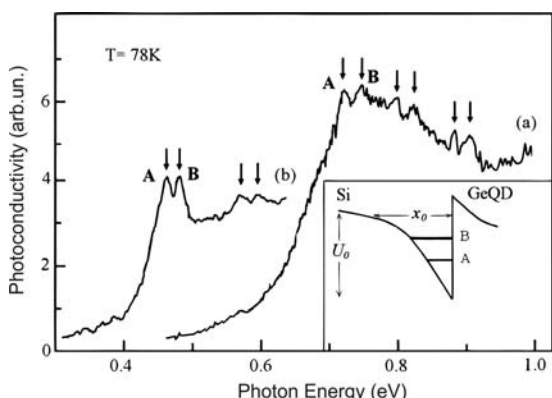


Рис.1 Спектры фотопроводимости структур Si/Ge с квантовыми точками Ge а) псевдоморфными; б) срелаксированными на 20%

На вставке рис. 1 показано положение дна зоны проводимости вблизи Si/Ge гетерограницы. Спектр электронных уровней Si рассмотрен нами в модели треугольной потенциальной ямы ширины x_0 и глубины U_0 (вставка рис. 1). Из формулы, определяющей дискретный спектр частицы в такой яме, можно найти, что для $x_0=40-50$ Å и $U_0=60-70$ мэВ существуют только два уровня квантования в яме, при больших же значениях U_0 появляется третий уровень, а при меньших значениях только один. Вычисленное расстояние между уровнями составляет $\delta E=33-40$ мэВ, что хорошо соответствует расщеплению, наблюдаемому в спектрах ФП (рис. 1(a)). В результате, использованная простейшая модель объясняет дублетную структуру спектров ФП и позволяет определить значение глубины деформационной потенциальной ямы $U_0 \approx 65$ мэВ для псевдоморфного состояния КТ Ge.

Литература

- [1] K. Brunner, Rep. Prog. Phys. **65**, 27 (2002)
- [2] А.В. Ненашев, А.В. Двуреченский, ЖЭТФ, **118**, 570 (2000)
- [3] Y. Kikuchi, H. Suggi and K. Chintani, J. Appl. Phys. **89**, 1191 (2001)
- [4] С.Е. Pryor, М.Е. Flatte, and J. Levy, Appl. Phys. Lett., **95**, 232103 (2009)
- [5] А.Б. Талочкин, И.Б. Чистохин, ЖЭТФ, **140**, 583 (2011)

Динамика рекомбинации носителей заряда в ансамбле квантовых точек GaN/AlN

И.А. Александров, В.Г. Мансуров, А.К. Гутаковский, К.С. Журавлев

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

тел: (383)330-44-75, факс: (383)333-27-71, эл. почта: aleksandrov@thermo.isp.nsc.ru

На свойства квантовых точек (КТ) GaN/AlN с гексагональной структурой сильно влияет встроенное электрическое поле, возникающее из-за пьезоэлектрической поляризации и различия спонтанных поляризаций GaN и AlN. Это поле приводит к сильной зависимости излучательного времени жизни от размера и формы квантовой точки. В данной работе исследовано влияние флуктуаций формы квантовых точек на закон затухания фотолюминесценции (ФЛ) ансамбля КТ GaN/AlN.

Исследовалась кинетика ФЛ ансамбля КТ GaN/AlN при возбуждении на уровни КТ и при достаточно низкой мощности возбуждения, при которой эффекты экранирования встроенного электрического поля и заполнения состояний практически не влияют на спектр ФЛ и закон затухания нестационарной ФЛ. Установлено, что, не смотря на отсутствие влияния данных эффектов, закон затухания ФЛ ансамбля КТ GaN/AlN существенно отличается от экспоненциального [1]. Предложена модель кинетики ФЛ ансамбля КТ GaN/AlN, учитывающая флуктуации формы КТ и позволяющая определить спектральную зависимость кривых затухания ФЛ ансамбля КТ GaN/AlN с известным распределением КТ по размерам. Закон затухания ФЛ ансамбля КТ рассчитывался в предположении, что закон затухания ФЛ отдельной КТ экспоненциален. Уровни энергии и излучательное время жизни в КТ с различным отношением высоты к диаметру рассчитывались в приближении эффективной массы. Предполагалось, что КТ имеют форму гексагональной усеченной пирамиды, расположенной на смачивающем слое. Модель согласуется с экспериментально полученными кривыми затухания и описывает их спектральную зависимость, следовательно, флуктуации формы КТ приводят к существенному отличию закона затухания ФЛ ансамбля КТ GaN/AlN от экспоненциального.

Литература

[1] I.A. Aleksandrov, A.K. Gutakovskii, K.S. Zhuravlev, Phys. Status Solidi A, **209**, 653 (2012).

Трионы в кремниевых нанокристаллах в матрице аморфного гидрогенизированного кремния

А.В. Белолипецкий¹, О.Б. Гусев², А.П. Дмитриев², Е.И. Тербуков², И.Н. Ясиевич²

¹Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), ул. Проф. Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
тел: (812)297-61-32, эл. почта: a_belolipetskiy@mail.ru

Аморфный гидрогенизированный кремний (a-Si:H) является одним из основных материалов в производстве тонкопленочных солнечных элементов. Однако ему свойственна фотоиндуцированная деградация материала. Она вызвана индуцированными светом собственными дефектами (эффект Стеблера–Вронского) [1], которые возникают при прямой безызлучательной рекомбинации фотовозбужденных носителей заряда из «хвостовых» состояний зон и сопровождаются разрывом слабых Si–Si связей. Увеличение плотности дефектов приводит к увеличению скорости рекомбинации через эти дефекты и к уменьшению КПД солнечных элементов. Один из способов подавления эффекта Стеблера–Вронского — создание нанокристаллов кремния (NC–Si) в матрице a-Si:H. Современная технология позволяет создавать такие структуры.

Основой для настоящей работы послужили измерения фотолюминесценции a-Si:H с NC–Si, которые давали яркий пик при энергии 1,17 эВ. В исследуемых образцах размер нанокристаллов был порядка 3 нм. В таких нанокристаллах энергетический уровень имеется только для дырок. При захвате одной или нескольких дырок в нанокристалл, за счёт кулоновского притяжения формируется эффективный потенциал, в котором уже возможен захват электрона.

Проведено компьютерное моделирование, которое позволило найти пик фотолюминесценции для экситона, который образуется при захвате электрона и одной дырки в нанокристалл, а также для положительно заряженного триона (две дырки и один электрон в одном нанокристалле). Экситонная излучательная рекомбинация в кремниевых нанокристаллах обычно идёт с испусканием фонона [2, 3]. Излучательная рекомбинация для триона сопровождается вылетом дырки из нанокристалла в матрицу a-Si:H и не требует испускания фонона.

Вычисленный пик трионной люминесценции для нанокристаллов с размером 3 нм соответствует экспериментально найденному значению 1,17 эВ.

Литература

- [1] D.L. Staebler, C.R. Wronski, Appl. Phys. Lett., **31**, 292 (1977).
- [2] D. Kovalev, H. Heckler, G. Polisski, F. Koch, Phys. Status Solidi B, **215**, 871 (1999)
- [3] О.Б. Гусев, А.Н. Поддубный, А.А. Прокофьев, И.Н. Ясиевич, ФТП, **47**, 147 (2013)

Эффект Ааронова-Бома в одноканальном кольце со слабым беспорядком

П.М. Шмаков, А.П. Дмитриев, В.Ю. Качоровский

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, СПб, 194021, Россия

тел: +7 (9211)646-48-52, факс: —, эл. почта: pshmakov@yandex.ru

Мы изучаем эффект Ааронова-Бома в одноканальном кольце со слабым примесным беспорядком и туннельными контактами. Температура τ предполагается много большей расстояния между энергетическими уровнями в кольце Δ .

Интерференция электронных волн, распространяющихся по и против часовой стрелки в кольце, приводит к осцилляциям Ааронова-Бома: кондактанс кольца $G(\phi)$ периодически зависит от магнитного потока ϕ с периодом 1 (поток ϕ измеряется в квантах магнитного потока hc/e). При низких температурах, $\tau \ll \Delta$, в кондактансе имеются узкие резонансные пики, каждый из которых возникает при пересечении уровня в кольце с энергией Ферми [1]. Исходя из этой картины можно ожидать подавления эффекта Ааронова-Бома при $\tau \gg \Delta$. Этого, однако, не происходит: зависимость $G(\phi)$ содержит узкие провалы («антирезонансы») при полуцелых значениях ϕ [2]. Мы изучаем влияние беспорядка на эти антирезонансы.

Кондактанс кольца вычисляется по формуле Ландауэра, $G = 2e^2T/h$, где T — термически усредненный коэффициент прохождения, который мы находим путем суммирования амплитуд траекторий электрона в кольце. Коэффициент прохождения «чистого» кольца имеет антирезонанс вблизи $\phi = 1/2$: $T = 2\gamma \delta\phi^2 / (\delta\phi^2 + \gamma^2)$, где $\delta\phi = \phi - 1/2$, а величина γ характеризует силу туннельной связи с контактами [2]. Мы вычислили кондактанс кольца с N одинаковыми примесями, характеризуемыми амплитудой отражения r , в режиме слабого беспорядка, $N|r|^2 \ll 1$. Оказалось, что влияние примесей становится существенным при $\sqrt{N}|r| \sim \gamma$, причем при условии $\sqrt{N}|r| \gg \gamma$ ширина антирезонанса по порядку величины равна $\sqrt{N}|r|$, а его глубина не зависит от r и имеет вдвое меньшее значение, чем в «чистом» кольце (рис. 1). Таким образом, даже при достаточно сильном рассеянии на примесях высокотемпературный эффект Ааронова-Бома не менее ярко выражен, чем в кольце без примесей.

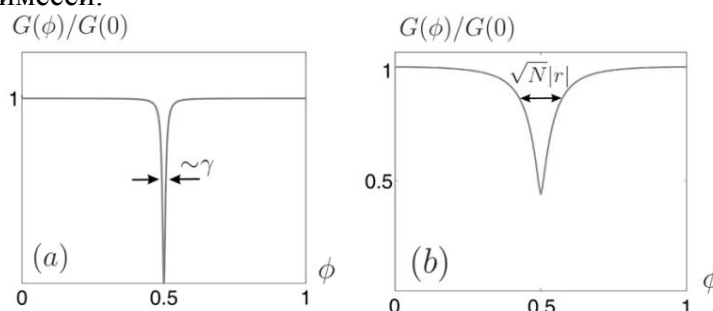


Рис. 1. Зависимость кондактанса кольца от магнитного потока в кольце без примесей (a) и в кольце с примесями (b).

Литература

- [1] M. Buttiker, Y. Imry, and M.Ya. Azbel, Phys. Rev. A **30**, 1982 (1984).
 [2] A.P. Dmitriev, I.V. Gornyi, V.Yu. Kachorovskii, D.G. Polyakov, Phys. Rev. Lett., **105**, 036402 (2010).

Исследование нелюминесцирующих дефектов в квантовых точках CdSe спектрально разрешенным методом термостимулированной люминесценции

А.В. Кацаба, В.В. Федянин, С.А. Амброзевич, А.Г. Витухновский

Физический институт им. П.Н. Лебедев РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 199911, Россия

тел: (499)132-68-34, эл. почта: katsaba@sci.lebedev.ru

В работе предложен спектрально разрешенный метод термостимулированной люминесценции (ТСЛ), основанный на измерении спектров фотолюминесценции при непрерывном лазерном возбуждении образца. В стандартном методе ТСЛ [1] возбуждение проводят в течении короткого интервала времени при низкой температуре и наблюдают слабую интенсивность люминесценции в узкой спектральной полосе при нагреве. Это позволяет исследовать только процессы эмиссии носителей из ловушек, накопивших энергию. Предлагаемый нами подход позволяет наблюдать не только характер эмиссии носителей, но и определить энергию активации захвата. Использование непрерывного лазерного возбуждения позволяет отказаться от использования высокочувствительных ФЭУ и регистрировать обзорные спектры в широком диапазоне с помощью спектрометров на основе ПЗС-линеек.

Предложенным методом были исследованы квантовые точки CdSe со средним диаметром 5 нм. В спектре обнаружены две

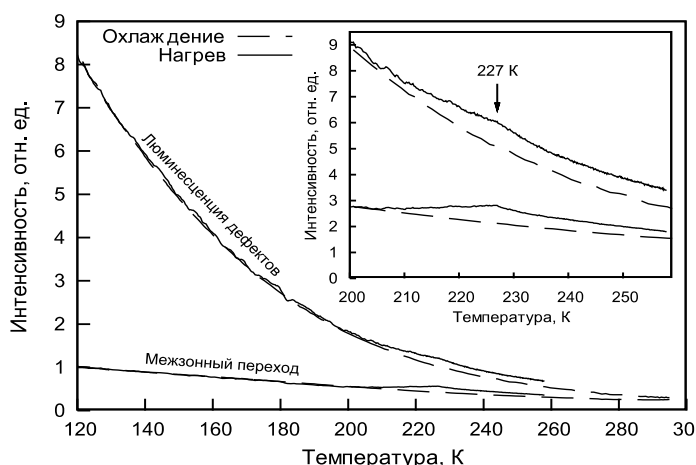


Рис. 1. Интенсивность полос люминесценции квантовых точек CdSe при охлаждении и нагреве.

полосы люминесценции в области 2.01 и 1.37 эВ, отвечающие межзонному переходу и люминесценции центров, связанных с дефектными состояниями. Построены зависимости интенсивностей каждой из полос при охлаждении и нагреве (рис. 1). Найдены величины энергий активации процессов эмиссии и захвата электронов в ловушки (190 и 205 мэВ соответственно), а также глубина электронного уровня (57 мэВ), отвечающего за люминесценцию в области 1.37 эВ.

Литература

- [1] R. Chen, S.W.S. McKeever, Theory of Thermoluminescence and Related Phenomena, World Scientific, 1997.

Влияние фосфидирования на формирование и оптические свойства гетероструктур с квантовыми точками InAs/GaAs

Н.В. Байдусь, О.В. Вихрова, Б.Н. Звонков, А.В. Здравейщев

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

тел: (831)462-31-20, факс: (831)462-37-13, эл. почта: bnv@nifti.unn.ru

Обработка в потоке фосфина является апробированным способом пассивации поверхности арсенида галлия с точки зрения повышения химической стабильности, уменьшения плотности поверхностных состояний и скорости поверхностной рекомбинации [1, 2]. Применение фосфидирования перед нанесением контактов Шоттки улучшает параметр неидеальности ВАХ, повышает чувствительность высоты барьера к виду напыляемого металла [3]. В настоящей работе приведены результаты исследования влияния фосфидирования буферного слоя на формирование и свойства слоя квантовых точек InAs/GaAs, выращиваемых методом МОС-гидридной эпитаксии, а также влияния фосфидирования поверхности гетероструктуры с квантовыми точками на фотолюминесценцию и электролюминесценцию прямосмещенных диодов Шоттки.

Установлено, что выдержка буферного слоя GaAs в потоке фосфина влияет на формирование последующего слоя квантовых точек. Если время выдержки в потоке фосфина составляет 2-3 минуты, то формируется слой квантовых точек, для которых наблюдается длинноволновый сдвиг максимума спектра фотолюминесценции. Данный эффект объясняется уменьшением упругих напряжений слоя квантовых точек InAs/GaAs вследствие образования тонкого слоя фосфида галлия (или его твердого раствор GaAsP), который имеет меньшую постоянную решетки. При времени выдержки буферного слоя GaAs в потоке фосфина более 8 минут, в спектрах фотолюминесценции гетероструктур присутствует только пик от смачивающего слоя.

Фосфидирование поверхности гетероструктуры с КТ при 550°C в течение 15 минут значительно повышает интенсивность фотолюминесцентного излучения квантовых точек благодаря эффекту пассивации (снижения скорости поверхностной рекомбинации). Электролюминесценция прямосмещенных диодов Шоттки (Au) [4] на пассивированных гетероструктурах также имеет улучшенные характеристики. Это проявляется в расширении интервала приложенного напряжения, при котором наблюдается излучение, как в сторону низких, так и в сторону высоких значений (1–3.5 В) и значительном повышению устойчивости к электрическому пробую. Интегральная интенсивность излучения зависит по квадратичному закону от величины $V-V_{ph}$, где V_{ph} — пороговое значение напряжения в модели инжекции неосновных носителей заряда через туннельно-тонкий диэлектрик, которым в данном случае является слой Ga(As)P. Изменение приложенного напряжения в широких пределах позволяет наблюдать на спектральных зависимостях ФЛ последовательное заполнение уровней КТ и смачивающего слоя вплоть до их насыщения.

Литература

- [1] Б.И. Бедный, Н.В. Байдусь, ФТП **30**, 236 (1996).
- [2] D.A. Harrison, R. Arès, S.P. Watkins *et al*, Appl. Phys.Lett. **70**, 3275 (1997).
- [3] T. Sugino, T. Yamada, K. Matsuda, *et al*, Appl. Surf. Sci., **56–58**, 311, (1992).
- [4] N.V. Baidus, B.N. Zvonkov, P.B. Mokeeva *et al*, Semicond. Sci. Technol. **19** S469 (2004).

Резонансное неупругое рассеяние света и фотолюминесценция в изолированных квантовых точках *nc*-Si/SiO₂

Б.Х. Байрамов¹, В.В. Топоров¹, Е.Д. Полоскин¹, Ф.Б. Байрамов^{1,2}, А.Л. Чернев², М.В. Дубина², С. Röder³, С. Sprung³, G. Irmer³, A. Lashkul⁴, E. Lahderanta⁴, Y.W. Song⁵

¹ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул. 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия

²Академический университет, ул. Хлопина, 7, Санкт-Петербург, Россия

³Institute of Theoretical Physics, University of Mining and Technology, D-09596, Freiberg, Germany

⁴Lappeenranta University of Technology, FI-53851, Lappeenranta, Finland

⁵Korea Polytechnic University, 2121, Jundwang-dong, Siheungcity, Gyeonggi-do, 429-793, Korea

эл. почта: Bairamov@mail.ioffe.ru

Будут представлены экспериментальные данные, свидетельствующие об обнаружении резонансного неупругого рассеяния света пространственно ограниченными оптическими фононами и экситонной фотолюминесценции при комнатной температуре для ансамбля изолированных квантовых точек Si/SiO₂. Показано, что наблюдаемые явления обусловлены эффектами размерного квантования в диапазоне диаметров квантовых точек 2.0–9 нм. Селективное резонансное возбуждение спектров вторичного излучения осуществлялось, в полосу экситонных переходов, фотонами с энергией 1.96 и 2.32 эВ, соответствующими нижайшим по энергии оптическим переходам квантовых точек. При этом реализовывался режим слабой локализации, с использованием достаточно малой плотности мощности возбуждения ~ 1 Вт/см², а следовательно, и малой скорости генерации неравновесных электронов и дырок. Путем сравнения полученных экспериментальных данных с феноменологической теорией в модели пространственного ограничения оптических фононов выявлена необходимость учета сильно локализованной формы весовой функции для оптических фононов. Показано, что исследовавшиеся наночастицы имеют форму близкую к сферической и являются сверхчистыми квантовыми точками *nc*-Si/SiO₂. При этом ядро такой квантовой точки характеризуется высоким структурным совершенством, без изменения постоянной решетки кристаллического кремния и без присутствия аморфной фазы α -Si, а также вредных химических реагентов [1–2]. Установлено, что одновременная регистрация спектров неупругого рассеяния света локализованными фононами и экситонной люминесценции электронно-дырочными парами в квантовых точках *nc*-Si/SiO₂ дает возможность самосогласованным образом при комнатной температуре определять наиболее достоверные значения диаметра квантовых точек *nc*-Si/SiO₂.

Работа подержана грантами программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 27 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов», Санкт-Петербургского научного центра РАН и Корейского Политехнического университета.

Литература

[1] B.H. Bayramov et. al. J. J. Appl. Phys. **50**, 05FE06 (2011).

[2] B.H. Bairamov et. al. Phys. Stat. Sol. (c) **1**, 2773 (2004).

О причине 0.7-аномалии в баллистическом микроконтакте

О.А. Ткаченко, В.А. Ткаченко

Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383) 333-10-80, факс: (383) 333-10-80, vtkach@isp.nsc.ru

Квантование кондактанса субмикронных сужений в двумерном электронном газе хорошо описывается в рамках основного подхода квантовой баллистики — формализма Ландауэра при спиновом вырождении. Тот же подход дает наблюдаемое чередование пиков и нулевых плато термоЭДС в полном согласии с обобщенной формулой Мотта. Однако на затворной зависимости кондактанса $G(V_g)$ есть небольшая область аномального поведения — плато $0.7 \cdot 2e^2/h$. Оно может отсутствовать в пределе нулевой температуры, но сохраняется при полном тепловом размывании ступеней квантования кондактанса. С 0.7-особенностью кондактанса тесно связано аномальное ненулевое плато термоЭДС, которое нарушает обобщенную формулу Мотта.

До настоящего времени все объяснения интригующей 0.7-аномалии были даны вне основного подхода квантовой баллистики. Но, проверив работоспособность этого подхода на экспериментальных зависимостях во всем интервале заполнения нижней подзоны микроконтакта, мы нашли естественное объяснение температурного поведения кондактанса и термоЭДС [1]. Оказалось, что аномалия означает сильную температурную зависимость высоты отражающего барьера и пиннинг его вершины на глубине $k_B T$ под уровнем Ферми при изменении V_g . Отрезок по V_g , который охвачен этим необычным пиннингом, расширяется с ростом T .

Наши расчеты показали, что пиннинг не возникает для потенциала самосогласованного с электронной плотностью даже при учете обменно-корреляционной поправки в локальном приближении. Следовательно, баллистический пробный электрон в наиболее узком месте чувствует не этот потенциал. Мы предположили, что отражающий барьер понижен притяжением электрона к обменно-корреляционной дырке, оставшейся в области повышенной электронной плотности. Т.е., присутствует еще нелокальная обменно-корреляционная поправка к самосогласованному потенциалу аналогично действию заряда изображения на пробный электрон в туннельном зазоре. Для расчета зависимости этой поправки от исходного потенциала и температуры мы применили простую формулу, аналогичную учету электрон-электронного взаимодействия в случае фриделевских осцилляций плотности. Результаты вычислений поправленного потенциала, электронного транспорта и термоэлектрических коэффициентов по этой модели хорошо соответствуют измеренным затворным характеристикам микроконтактов [1].

Работа поддержана программой №24 Президиума РАН и интеграционным проектом ИП130 СО РАН.

Литература

[1] О.А. Ткаченко, В.А. Ткаченко, Письма в ЖЭТФ **96**, 804 (2012); arXiv:1302.4025

Стимуляция когерентности волны зарядовой плотности в квазиодномерных полупроводниках СВЧ излучением

С.Г. Зыбцев, В.Я. Покровский

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11-7, Москва 125009, Россия

тел: 629 3656, факс: 629 3678, эл. почта: zyb@cplire.ru

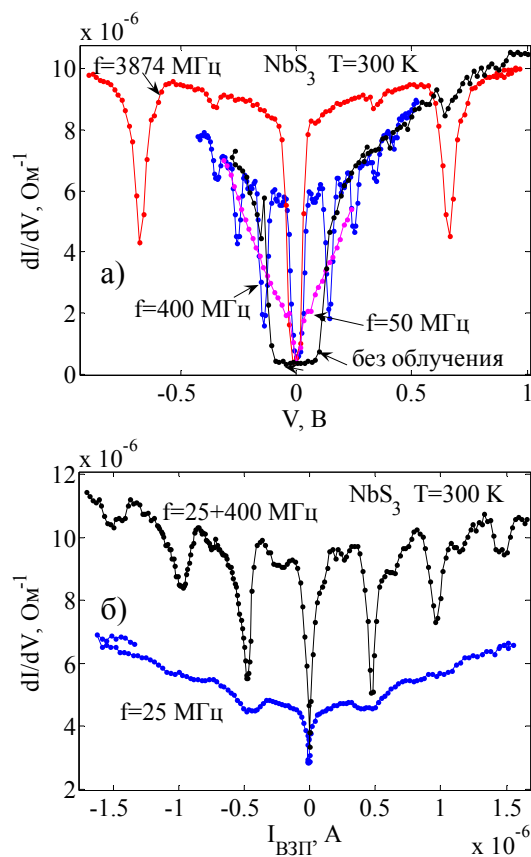


Рис. 1. Зависимость дифференциальной проводимости от напряжения при разных частотах облучения — (а) и от тока ВЗП при частоте облучения — 25 МГц и со модулирующим излучением 400 МГц — (б).

температурой перехода $T_p=365\text{ K}$. Наиболее наглядно стимулирующее воздействие СВЧ проявляется в эффекте синхронизации ВЗП внешним, относительно низкочастотным излучением (ступеньки Шапиро), подаваемым на образец одновременно с СВЧ. Рис. 1б демонстрирует очевидный рост степени синхронизации при воздействии СВЧ. Стимуляция когерентности наблюдалась не только для NbS_3 , но для других квазиодномерных соединений, TaS_3 и $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$, что говорит об универсальности эффекта. Рост когерентности движения ВЗП может быть качественно объяснён влиянием СВЧ накачки на релаксацию метастабильных состояний, возникающих при движении ВЗП. Двигаясь в потенциале пиннинга, домены ВЗП под действием накачки успевают релаксировать к равновесному состоянию и преодолевают каждый следующий барьер с одинаковой фазой, т.е. когерентно.

Ниже температуры пайерлсовского перехода во многих квазиодномерных материалах происходит переход металл–диэлектрик. На поверхности Ферми возникает полупроводниковая щель, связанная с появлением волны зарядовой плотности (ВЗП). В обычных полупроводниках проводимость можно модулировать, изменяя концентрации носителей, возбуждённых над щелью (в p-n переходах, либо в 2-D каналах полевых транзисторов), на чем основаны все полупроводниковые приборы. В проводниках с ВЗП проводимость может изменяться также за счет носителей, сконденсированных под диэлектрической щелью, при движении ВЗП в полях выше порогового. При этом, двигаясь в примесном потенциале, ВЗП способна генерировать узкополосный шум с частотой пропорциональной току ВЗП. Недавно мы обнаружили, что при облучении образцов на частотах гораздо выше частот, генерируемых ВЗП, (до ГГц диапазона), т.е. при асинхронном СВЧ облучении, срыв ВЗП с примесей (депиннинг) происходит резко, а скольжение — намного когерентнее: ВЗП движется с меньшим уровнем диссипации. Эффект усиливается с увеличением частоты облучения. Это видно из рис. 1а, на котором показаны ВАХ квазиодномерного материала NbS_3 с

Усиление люминесценции наноколонн InGaN наночастицами золота

К.Г. Беляев¹, М.В. Рахлин¹, А.А. Торопов¹, В.Н. Жмерик¹, С.В. Иванов¹, П.С. Копьев¹, G. Pozina², B. Monemar²

¹ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

²Linköping University, S-581 83 Linköping, Sweden

тел: (812) 292-7124, факс: (812) 297-1017, эл. почта: belyaev.kirill@mail.ioffe.ru

Современные технологии синтеза наноколончатых структур InGaN позволяют получать образцы с пониженной по сравнению с объемным слоем плотностью проникающих дислокаций и допускают возможность создания светоизлучающих гетероструктур, работающих при комнатной температуре, в том числе и однофотонных источников излучения для квантовой криптографии. Одной из возможностей дальнейшего увеличения квантового выхода излучения InGaN наноструктур является управление скоростью спонтанной рекомбинации экситонных переходов с помощью резонансного плазмонного эффекта (аналога эффекта Парселла), возникающего в системе излучатель-металлическая наночастица [1].

Нами исследованы люминесцентные свойства структур, представляющих собой наноколонны со средним содержанием индия ~20%, высотой до 300 нм и толщиной 100–500 нм, выращенных на GaN буферных слоях на с-Al₂O₃ подложке с помощью технологии молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота [2]. Путем осаждения коллоидных частиц золота из водного раствора были получены образцы наноколонн InGaN с наночастицами золота со средним размером 60, 100 и 250 нм.

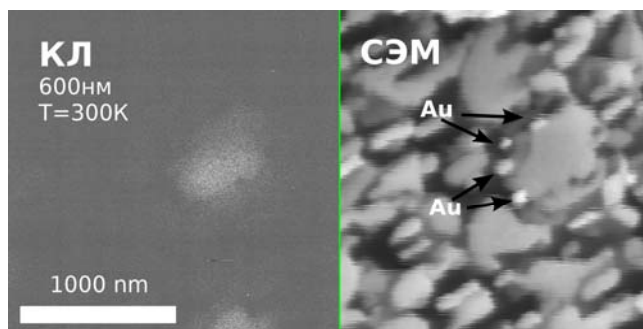


Рис. 1. Изображения катодолуминесценции (слева) в диапазоне излучения 590–610 нм и электронного микроскопа (справа) наноколонн InGaN с наночастицами Au 100 нм.

С помощью методик катодо-люминесценции и микро-фотолуминесценции получены спектры одиночных наноколонн, ширина линии экситонного излучения в которых оказалась значительно меньше ширины интегрального спектра, что свидетельствует о подавлении эффекта фазового распада твердого раствора в отдельной наноколонне. При сопоставлении изображений растрового электронного микроскопа и катодолуминесценции высокого разрешения наблюдалась корреляция между люминесценцией наноколоннок в «красном» диапазоне, соответствующем области плазмонного резонанса, и нахождением вблизи наноколонны наночастиц золота.

Обнаруженная тенденция подтверждает перспективность использования эффекта плазмонного усиления для увеличения квантового выхода излучения в InGaN:Au гетероструктурах.

Литература

- [1] A.A. Toropov et al., Phys. Rev Lett. 103, 037403 (2009).
 [2] V.N. Jmerik at al., Journal of Crystal Growth 301, 469 (2007).

Распад фононов в кремниевых нанокристаллах

А.А. Прокофьев, А.Н. Поддубный, И.Н. Яссиевич

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, С.-Петербург, 194021, Россия

тел: (8-812) 292-79-74, эл. почта: lxpro@mail.ioffe.ru

Кремниевые нанокристаллы представляют большой интерес с точки зрения их применения в оптоэлектронике и фотовольтаике, так как оптические переходы в них гораздо эффективнее, чем в объемном кремнии. Особое внимание уделяется явлениям, в которых участвуют носители в возбужденных состояниях: горячая фотолюминесценция, размножение носителей. В частности, важной задачей является выяснение механизмов определяющих время жизни горячих носителей.

С одной стороны, расчеты показывают, что скорость энергетической релаксации возбужденных электронов и дырок в нанокристалле при испускании оптических фононов достигает величины 0.1 эВ/фс. С другой — экспериментальным фактом является то, что горячие носители присутствуют в нанокристалле даже спустя 1..100 пс после импульса накачки [1].

В данной работе рассматривается механизм, при котором энергия из нанокристалла уносится не оптическими фононами, групповая скорость которых мала, а акустическими. В таком случае именно процесс распада оптических фононов на акустические определяет скорость энергетической релаксации. Подобные механизмы изучались, например, в приборах на основе GaN [2].

Вероятности такого распада, рассчитанные для всех фононных мод нанокристалла диаметром 2,5 нм методом валентных сил, представлены на рис. 1. Для оптических фононов (с энергиями выше 45 мэВ) характерные времена распада лежат в диапазоне 1..10 пс и слабо зависят от размера нанокристалла.

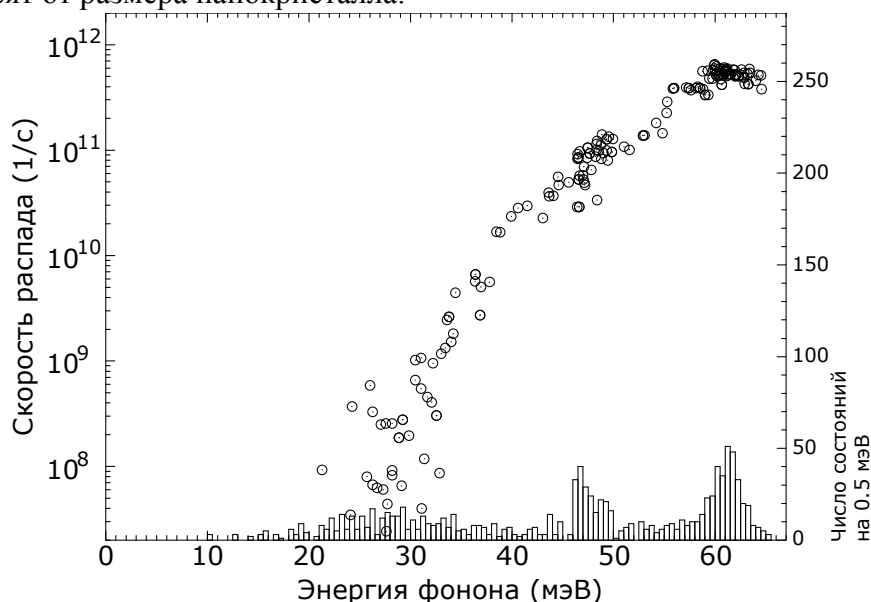


Рис. 1. Вероятность распада фононных мод (кружки) в зависимости от их энергии в нанокристалле Si_{363} (диаметр 2,5 нм). Гистограмма демонстрирует плотность фононных состояний.

Литература

- [1] W.D.A.M. de Boer, D. Timmerman, K. Dohnalova, I.N. Yassievich, H. Zhang, W.J. Buma, and T. Gregorkiewicz, *Nature Nanotech.* **5**, 878 (2010).
 [2] J. Khurgin, Y.J. Ding, and D. Jena, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 252104 (2007).

Исследование фазового состава нанокристаллов Cu_xS с помощью гигантского комбинационного рассеяния света

Н.А. Ерюков¹, А.Г. Милехин^{1,2}, Л.Л. Свешникова¹, Т.А. Дуда¹, Л.Д. Покровский¹,
А.К. Гутаковский¹, С.А. Бацанов¹

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

²Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)316-60-54, эл. почта: yeryukov@isp.nsc.ru

Нанокристаллы (НК) сульфидов меди (Cu_xS) благодаря своим уникальным оптическим и электронным свойствам являются перспективными с точки зрения их применения в устройствах нанoeлектроники и фотовольтаики [1]. Эти свойства изменяются в широком диапазоне вследствие существования нескольких устойчивых фазовых состояний НК Cu_xS . Знание условий, при которых осуществляется переход из одной фазы Cu_xS в другую, позволит управлять их физическими свойствами. Поэтому определение условий существования разных фаз и перехода из одной фазы в другую становится актуальной задачей.

В настоящей работе исследованы фазовые превращения, структурные, оптические и колебательные свойства НК Cu_xS , синтезированных с помощью технологии Ленгмюра-Блоджетт [2].

Методами сканирующей и высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии и дифракции быстрых электронов (ДБЭ) определены форма, размер НК Cu_xS и их кристаллическая структура. Установлено, что НК Cu_xS обладают формой, близкой к сферической, и размером 6–8 нм. Кристаллическая структура НК Cu_xS зависит от температуры отжига и изменяется от гексагональной (120–150°C) структуры к кубической (250°C) и снова к гексагональной (350–400°C).

Обнаружено и исследовано явление гигантского комбинационного рассеяния света (ГКРС) оптическими фононами в НК Cu_xS с разной пространственной плотностью, помещенных вблизи упорядоченных (Au) и разупорядоченных (Au и Pt) массивов металлических нанокластеров. В спектрах ГКРС НК Cu_xS , отожженных при разных температурах, наблюдался частотный сдвиг линии оптического фонона CuS, свидетельствующий о формировании новых кристаллических фаз. Исследования, проведенные с помощью метода ДБЭ, показали наличие, по крайней мере, трех устойчивых фаз: CuS, $\text{Cu}_{1.8}\text{S}$ и Cu_2S , формирующихся при температурном отжиге исходных НК Cu_xS в интервале 120–400°C. Посредством сравнительного анализа данных ДБЭ и ГКРС, было установлено, что в температурном интервале 120–150°C формируются НК CuS. Повышение температуры до 250°C приводит к структурной перестройке НК от CuS к $\text{Cu}_{1.8}\text{S}$. При дальнейшем росте температуры до 350–400°C выделение серы способствует образованию НК с кристаллической структурой Cu_2S .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 12-02-31412 мол_а, 13-02-00063 А) и СО РАН (интеграционный проект 134).

Литература

- [1] Yue Wu, C. Wadia, W. Ma, B. Sadtler and A.P. Alivisatos, Nano Lett. **8(8)**, 2551–2555 (2008).
- [2] A.G. Milekhin, L.L. Sveshnikova, S.M. Repinsky, A.K. Gutakovsky, M. Friedrich, D.R.T. Zahn, Thin Solid Films **422**, 200 (2002).

Анизотропия акустических фононов в сверхрешетках InAs/AlAs и Ge/Si с квантовыми точками

А.Г. Милёхин^{1,2}, Н.А. Ерюков¹, Д.В. Дмитриев¹, А.В. Тогоров¹, А.И. Никифоров¹,
D.R.T. Zahn³

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, пр.-кт Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

²Новосибирский Государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

³Semiconductor Physics, Chemnitz University of Technology, D- 09107, Chemnitz, Germany
тел: (383)316-60-54, факс: (383)333-27-71, эл. почта: milekhin@isp.nsc.ru

Представлены результаты исследования анизотропии свернутых акустических фононов в сверхрешетках InAs/AlAs и Ge/Si с квантовыми точками (КТ) с помощью комбинационного рассеяния света (КРС). Структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии в ростовой моде Странского-Крастанова на подложках (001)- GaAs и -Si, соответственно. Структуры InAs/AlAs состояли из 20 периодов слоев с КТ InAs с номинальной толщиной 2.8 монослоя, разделенных слоем AlAs толщиной 6, 8, 10, 13 нм. Наноструктуры Ge/Si состояли из 10 слоев Ge и Si с номинальной толщиной of 1.4 и 30 нм, соответственно.

Эксперименты по микро-КРС были выполнены с использованием микро-зонда на спектрометре Horiba T64000 при длине волны возбуждающего Ar⁺ лазера 514.5 нм. Лазерное пятно диаметром 1 мкм фокусировалось на планарной, либо торцевой поверхности (110) образца.

Были изучены спектры КРС, записанные от планарной и торцевой (110) поверхностей наноструктур, причем КРС в акустической области спектра от торцевой поверхности было исследовано впервые. Все возможные дублеты свернутых продольных акустических (FLA) фононов и ряд дублетов (до 12го порядка) наблюдались в спектрах КРС наноструктур InAs/AlAs и Ge/Si, соответственно, измеренных в геометрии рассеяния z(x,x)-z (Рис. 1). Частотное положение FLA дублетов хорошо описывается в рамках модели упругого континуума. Частоты и интенсивность компонент FLA дублетов меняется в спектрах КРС, записанных в геометрии y'(x',x')-y', что обусловлено изменением эффективного волнового вектора. Обсуждаются правила отбора для КРС свернутыми LA фононами в двух типах наноструктур.

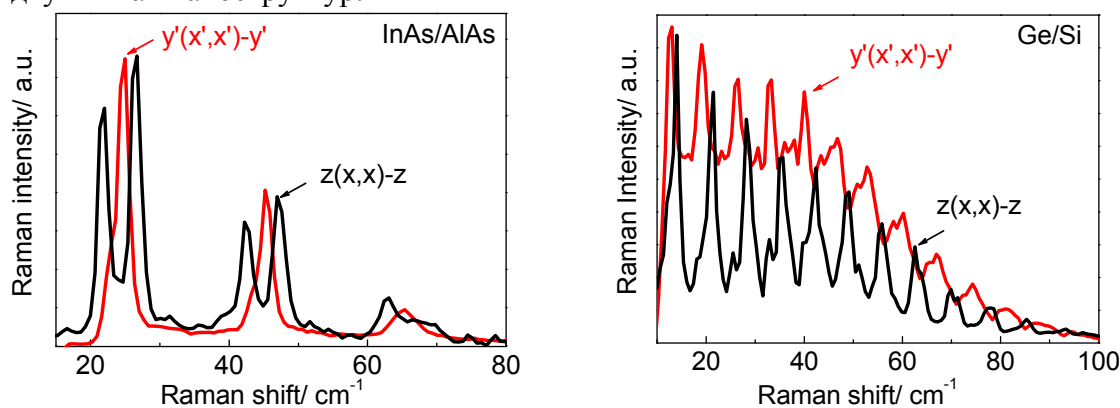


Рис. 1 Спектры КРС наноструктур InAs/AlAs и Ge/Si, записанные от планарной и торцевой поверхностей.

Фотогальванический эффект в квантовом кольце с присоединенными проводниками

М.А. Пятаев, С.Н. Ульянов

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Большевикская, 68, Саранск, 430005, Россия

тел: (8342)29-05-87, факс (8342)24-24-44, эл. почта: pyataevma@gmail.com

Как хорошо известно, необходимым условием для возникновения постоянного тока под действием переменного возмущения является отсутствие центра инверсии у системы. Например, такое нарушение симметрии может быть связано с асимметрией кристаллической решетки. В наноструктурах при баллистическом транспортном режиме появляется новая возможность нарушения симметрии, связанная с геометрией всей системы в целом. Среди подобных структур можно упомянуть квантовые каналы с одиночным точечным рассеивающим центром [1], искривленные одномерные проводники [2, 3], квантовые кольца, имеющие точечный контакт с одномерным проводником [4]. Следует отметить, что интерференция электронных волн в квантовом кольце может существенно усиливать отклик системы, что может быть использовано для создания чувствительного детектора излучения, работающего при сравнительно малых интенсивностях.

В настоящей работе исследован постоянный ток, возникающий в квантовом кольце с асимметрично присоединенными проводниками, при падении на него циркулярно поляризованного электромагнитного излучения. Кольцо и проводники считаются одномерными, а контакты моделируются с помощью потенциалов нулевого радиуса. Система находится в постоянном магнитном поле, перпендикулярном плоскости кольца. Для нахождения тока используется обобщение формулы Ландауэра-Бюттикера, учитывающее взаимодействие электронов с излучением [1, 2]. Для нахождения коэффициентов прохождения электрона использован метод, основанный на приближенном решении нестационарного уравнения Шредингера с помощью квазиэнергетических состояний и теории потенциалов нулевого радиуса [1].

Показано, что за счет интерференционных эффектов на кольце знак тока может меняться с изменением химического потенциала электронов, частоты падающего излучения или величины внешнего магнитного поля. Наиболее заметно фотогальванический эффект проявляется при частотах, при которых энергия кванта излучения одного порядка с характерной энергией электронов на кольце $E = \hbar^2 / (2mr^2)$, где m — эффективная масса электрона, а r — радиус кольца. Это позволяет управлять спектральной чувствительностью фотодетектора с помощью геометрических параметров. В частности, для кольца из GaAs с r порядка 100 нм наиболее сильный эффект будет наблюдаться в терагерцовом диапазоне частот.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 11-02-00699-а) и Минобрнауки РФ (госконтракт 11.519.11.3023).

Литература

- [1] M.A. Pyataev, S.N. Ulyanov, Phys. Rev. B **79**, 235428 (2009).
- [2] Y.V. Pershin, C. Piermarocchi, Phys. Rev. B **72**, 195340 (2005).
- [3] M. V. Entin, L.I. Magarill, Phys. Rev. B **79**, 075434 (2009).
- [4] Y.V. Pershin, C. Piermarocchi, Phys. Rev. B **75**, 035326 (2007).

ИК спектроскопия квантовых точек CdSe/CdS

А.Г. Милёхин¹, Н.А. Ерюков¹, В.Н. Джаган², М.Я. Валах², В. Dubertret³, D.R.T. Zahn⁴

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

²Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины, Киев, Украина

³Laboratoire de Physique et d'Etude des Matériaux, CNRS, ESPCI, 75005 Paris, France

⁴Semiconductor Physics, Chemnitz University of Technology, D- 09107, Chemnitz, Germany

тел: (383)316-60-54, факс: (383)333-27-71, эл. почта: milekhin@isp.nsc.ru

Представлены результаты исследования фононного спектра квантовых точек (КТ) CdSe/CdS типа ядро/оболочка с различной толщиной оболочки, сформированных с помощью коллоидной химии.

КТ, имеющие кристаллическую структуру цинковой обманки, наносились из коллоидного раствора на подложки Si с нанесенным слоем Au толщиной 100 нм. Толщина слоя с КТ составляла несколько микрон. Эксперименты по измерению спектров ИК отражения были выполнены на ИК спектрометре BRUKER VERTEX 80v при нормальном и наклонном ($\theta \approx 75^\circ$) падении света.

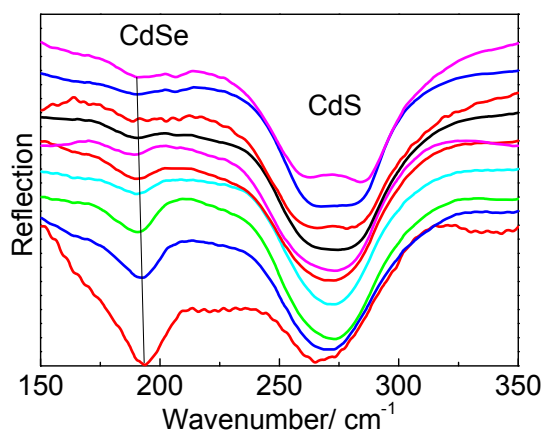


Рис.1 ИК спектры отражения КТ CdSe/CdS с ростом толщины оболочки CdS от 1 до 10 монослоев (снизу вверх).

Поведение мод оптических и интерфейсных фононов в КТ CdS/CdSe хорошо описывается в рамках модели диэлектрического континуума [1].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 13-02-00063) и СО РАН (интеграционный проект №134).

Литература

- [1] F. Comas, C. Trallero-Giner, S.J. Prado, G.E. Marques, and E. Roca, Phys. Stat. Sol. (b) **243**(2), 459 (2006).

В ИК спектрах отражения обнаружены особенности, соответствующие модам поверхностных оптических (СО) фононов, локализованных в материалах как ядра CdSe, так и оболочки CdS. ИК спектры отражения НК CdS/CdSe с размером ядра 3 нм и с разной толщиной оболочки представлены на рис. 1. Частота СО фононов ядра и оболочки зависят от толщины оболочки и величины механических деформаций, возникающих вследствие несоответствия параметров кристаллических решеток CdS и CdSe. Для оболочки CdS наблюдается две моды СО фононов, локализованных вблизи внутренней (оболочка/ядро) и внешней (оболочка/воздух) поверхности.

Особенности роста и свойства ансамблей квантовых колец $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, выращенных методом капельной эпитаксии

И.С. Васильевский¹, А.Н. Виниченко¹, И.С. Еремин¹, Д.М. Жигунов², Н.И. Каргин¹,
Ю.Д. Сибирмовский¹, М.Н. Стриханов¹

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское шоссе, 31, Москва, 115409, Россия

²Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

тел: (906)750-23-74, эл. почта: sibirmovsky@gmail.com

Квантовые кольца (КК) — перспективные наноструктуры, проявляющие уникальные магнитные и оптические свойства, которые могут найти применение в оптоэлектронике, квантовых компьютерах и запоминающих устройствах.

В данной работе методом капельной эпитаксии (КЭ) [1] сформированы ансамбли одиночных и двойных квантовых колец $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0 \div 0,2$) в матрице $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ за счет термодинамического контроля процессов диффузии. Изучено влияние температуры подложки, давления As, содержания In и других условий роста на размер, морфологию и поверхностную плотность квантовых колец. Получены КК с плотностью ансамбля порядка $30 \div 140 \text{ мкм}^{-2}$ и диаметрами от 50 до 75 нм (145 нм для двойных КК). Показано, что добавление In уменьшает сумму диффузионного барьера и энергии связи адатомов (по оценкам, от 0,7 эВ до 0,2 эВ $x_{\text{In}}=0,2$), что приводит к заметному уменьшению плотности ансамбля. Оптические свойства выращенных структур исследованы методом спектроскопии фотолюминесценции в диапазоне температур $20 \div 300 \text{ К}$. На спектрах наблюдаются пики, смещенные в область высоких энергий, которые свидетельствуют о размерном квантовании носителей в квантовых кольцах. Метод КЭ выгоден тем, что применим как для решеточно-согласованных, так и несогласованных систем материалов, а также широкими возможностями контроля параметров получаемых наноструктур.

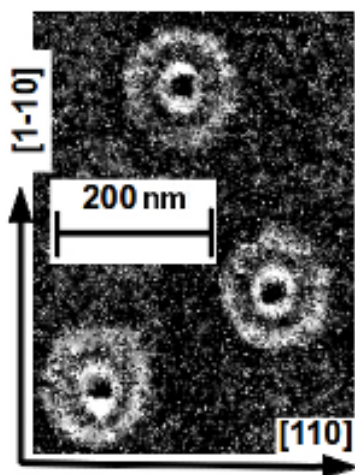


Рис. 1. РЭМ-изображение участка поверхности образца с двойными КК

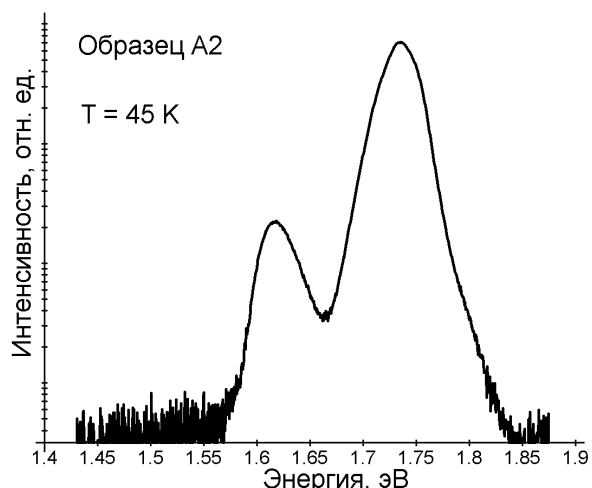


Рис. 2. Спектр фотолюминесценции в логарифмическом масштабе образца с двойными КК

Литература

[1] T. Mano, N. Koguchi, Journal of Crystal Growth, **278**, p. 108 (2005).

Особенности формирования квантовых точек InSb в узкозонной матрице InAs(Sb,P)

К.Д. Моисеев, Я.А. Пархоменко, В.В. Романов, П.А. Дементьев, В.Н. Неведомский, Н.А. Берг

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, 194021 Санкт-Петербург, Россия
тел: (812)292-79-29, факс: (812)297-00-06, эл. почта: mkd@iropt2.ioffe.rssi.ru

Наногетероструктуры с самоорганизованными квантовыми точками (КТ) InSb с плотностью до 10^{10} см⁻² были получены в узкозонной матрице InAsSbP с помощью комбинированной технологии на основе методов ЖФЭ и МОГФЭ. Структурные характеристики выращенных нанообъектов (размеры, форма, плотность, однородность распределения и др.) были исследованы методами АСМ и ПЭМ. Определены два доминирующих механизма роста в зависимости от критической температуры формирования квантовых точек: механизм Вольмер-Вебера для больших КТ с низкой поверхностной плотности объектов $5 \cdot 10^8$ см⁻² и размерами 12–14 нм в высоту и Странски-Крастанова для малых КТ высокой плотности $1 \cdot 10^{10}$ см⁻² и размерами 3–4 нм в высоту. При этом малые КТ были упруго напряжены, когерентны, без присутствия точечных или протяженных дефектов, тогда как большие КТ были полностью релаксированы. Наблюдалась трансформация формы КТ от округло-выпуклой до трапецевидной в зависимости от увеличения продольного размера нанообъекта с 15 нм до 40 нм. Оценен критический размер КТ при сохранении пластической деформации.

Проведено исследование влияния условий эпитаксиального роста и химии поверхности матрицы в системе многокомпонентных твердых растворов In-As-Sb-P, изоморфных с подложкой InAs, на природу формирования и кристаллическую ориентацию самообразующегося нанообъекта. Применение многокомпонентных соединений в системах твердых растворов InAsSbP с содержанием фосфора в твердой фазе (до 46 %) в качестве матричного материала позволяло контролировать размеры и плотность осаждаемых нанообъектов. Определены толщины смачивающего слоя InSb при формировании квантовых точек методом Странски-Крастанова в зависимости от химии поверхности матрицы: 2 нм для бинарной InAs и 1.3 нм для многокомпонентной InAsSbP поверхности.

Было установлено, что открытая поверхность массива свободностоящих квантовых точек в системе InSb/InAs покрыта слоем естественного окисла толщиной 3 нм. Предложена уникальная методика для измерения локального туннельного транспорта через разъединенный гетеропереход II типа InSb/InAs и впервые была измерена вольтамперная характеристика такой гетероструктуры [4].

Рассмотрены перспективы и способы зарощивания КТ InSb в узкозонной матрице на основе соединений арсенида индия.

Работа поддержана программами ОФН РАН, грантами Президента для научных школ и РФФИ.

Литература

- [1] К.Д. Моисеев, Я.А. Пархоменко, Е.В. Гущина, А.В. Анкудинов, М.П. Михайлова, Н.А. Берг, Ю.П. Яковлев, ФТП **43** (08), 1142-1150 (2009).
- [2] В.В. Романов, П.А. Дементьев, К.Д. Моисеев, ФТП **47**, 420 (2013).
- [3] N.A. Bert, V.N. Nevedomsky, P.A. Dement'ev, K.D. Moiseev, Appl. Surf. Sci. **267**, 77 (2013)
- [4] P.A. Dement'ev, K.D. Moiseev, Appl. Surf. Sci. **267**, 177 (2013).

Исследование люминесцентных свойств коллоидных квантовых точек CdSe, синтезированных в водных средах

С.А. Тарасов, Д.С. Мазинг, Л.Б. Матюшкин, И.И. Михайлов, А.Е. Панченко,
Д.С. Романовский

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»
им. В.И. Ульянова (Ленина), ул. Профессора Попова, д. 5, Санкт-Петербург, 197376
тел: (911)260-12-90, эл. почта: SATarasov@mail.ru

Коллоидные квантовые точки – неорганические частицы нанометрового размера, выращенные в растворе и покрытые тонким стабилизирующим слоем поверхностно-активных веществ. Простота изготовления коллоидных нанокристаллов в сочетании с сильной зависимостью физических свойств от размера и формы делает их многообещающими строительными блоками для новых материалов с заданными свойствами. Пространственное ограничение носителей заряда в квантовых точках вызывает появление квантово-размерных эффектов, проявляющихся в виде дискретизации энергетических уровней. Технологическое управление дисперсией размеров квантовых точек позволяет получать как чрезвычайно узкие, так и значительно уширенные пики люминесценции. Применение квантовых точек на основе CdSe в сочетании со стеклянной основой позволяет изготавливать высокоэффективные светофильтры, лазерные структуры, полевые фототранзисторы, фотодетекторы и электрооптические модуляторы.

Коллоидные квантовые точки CdSe были получены в водных средах, в которых стабилизаторами служили тиогликолевая кислота и цитрат натрия. В качестве источника кадмия были предложены соли слабых кислот, а в качестве источника селена — лабораторно синтезированные гидроселенид натрия и селеносульфат натрия. Полученные образцы квантовых точек исследовались на установках, основанных на одно- и двухрешеточных дифракционных монохроматорах. Образцы возбуждались излучением синего полупроводникового лазера, модулированным с заданной частотой. Фотолюминесцентный сигнал после прохождения монохроматора регистрировался высокочувствительным фотоприемником с предусилителем, а затем дополнительно усиливался в системе синхронного детектирования на частоте модуляции. Установка управлялась в автоматическом режиме с помощью разработанного программного обеспечения.

В результате экспериментов были получены фотолюминесцентные сигналы значительной интенсивности в ожидаемом спектральном диапазоне (450–750 нм), существенно отличающемся от диапазона излучения объемного CdSe. Были проведены расчеты, позволившие из положения максимума спектра ФЛ оценить размеры полученных частиц, лежащие в пределах единиц нанометров. На основании полуширины спектральной характеристики была оценена дисперсия размеров наночастиц и исследованы влияющие на нее факторы. Изучено влияние времени роста на зародышеобразование в водном растворе, содержащем коллоидные квантовые точки. Продемонстрирована возможность реализации растворов и структур, содержащих наночастицы заданного размера, что позволяет управлять длиной волны люминесценции исследуемых образцов и создать набор излучателей, охватывающих практически весь оптический диапазон спектра. Полученные материалы планируется использовать в качестве ядер для структур ядро/оболочка, выступающих в качестве эффективных маркеров биологических процессоров.

Нелинейные оптические процессы при самодифракции двух типов в полупроводниковых квантовых точках CdSe/ZnS

В.С. Днепровский, А.М. Смирнов, М.В. Козлова

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1с2, Москва, 119991, РФ

тел: (495)939-50-72, факс: (495)939-37-31, эл. почта: hieroglifics@mail.ru

В данной работе были изучены особенности самодифракции двух типов при резонансном одно- и двух- фотонном возбуждении коллоидного раствора квантовых точек (КТ) CdSe/ZnS двумя пересекающимися пикосекундными лазерными импульсами. Изучены физические процессы, отвечающие за нелинейные оптические свойства КТ CdSe/ZnS, а также эффекты самовоздействия в исследуемых КТ.

Самодифракция является одним из эффектов самовоздействия лазерных лучей, распространяющихся в среде, свойства которой зависят от интенсивности падающего излучения. Резонансное возбуждение нелинейно поглощающей среды может сопровождаться двумя различными процессами самовоздействия.

1. В случае однофотонного резонансного возбуждения сильно поглощающего раствора КТ изучены особенности самодифракции на наведенной круглой апертуре. Образование канала прозрачности и дифракция Френеля на наведенной апертуре объяснены эффектом заполнения состояний [1] и Штарковским сдвигом экситонного перехода.

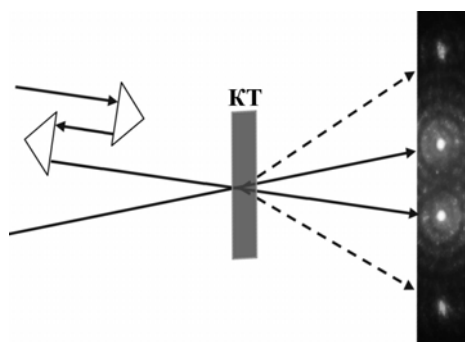


Рис. 1. Схема распространения двух лучей, возбуждающих кювету с коллоидным раствором КТ CdSe/ZnS, и самодифрагированных лучей (пунктир).

2. При взаимодействии двух пересекающихся лучей образуется интерференционное световое поле, под действием которого в среде возникает периодическое изменение диэлектрической проницаемости. В случае резонансного однофотонного возбуждения коллоидного раствора КТ CdSe/ZnS, может образовываться наведенная амплитудная и фазовая дифракционные решетки, и вследствие самодифракции появляются лучи распространяющиеся в новых направлениях (Рис. 1). Самодифракция в случае резонансного двухфотонного возбуждения экситонов объяснена преимущественно дифракцией на наведенной фазовой решетке. Нелинейное изменение показателя преломления обусловлено нелинейной восприимчивости третьего

порядка, значение которой резко увеличивается при достижении промежуточного двухфотонного резонанса.

Метод наведенных дифракционных решеток позволил измерить длительность возбуждающего лазерного импульса, регистрируя энергию самодифрагированного луча как функцию задержки между двумя возбуждающими импульсами.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 11-02-00424-а).

Литература

- [1] V. Dneprovskii, D. Kabanin, V. Lyaskovskii, T. Wumaier, and E. Zhukov, *phys. stat. sol.(c)* **5**, 2503 (2008).

Электронная структура и Оже-переходы в нанокристаллах кремния, сильно легированных фосфором

В.А. Бурдов, Н.В. Курова

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

тел: (831)462-33-04, эл. почта: burdov@phys.unn.ru

Исследования кремниевых нанокристаллов привлекают большой интерес в связи с надеждами на создание оптоэлектронных приборов на их основе. В отличие от объемного кремния, в котором непрямозонность препятствует эффективной генерации фотонов, в кремниевых нанокристаллах наблюдается сравнительно интенсивное излучение в красном и ближнем ИК-диапазонах. Большим преимуществом в использовании нанокристаллов в качестве ключевых элементов при создании источников излучения, является возможность управления их оптическими свойствами, что может быть осуществлено, к примеру, изменением материала матрицы, размера нанокристалла, а также введением примесных атомов. Как следствие, в настоящее время большое внимание уделяется изучению электронной структуры кремниевых нанокристаллов и их оптических свойств, в связи с чем рассчитываются скорости излучательных и безызлучательных релаксационных процессов. Действенным способом улучшения излучательных свойств нанокристаллов кремния является введение в них фосфора. Одним из основных факторов, способствующих увеличению интенсивности излучения в этом случае, является сильный рост скорости излучательной межзонной рекомбинации, возникающий за счет эффективного смешивания X- и Г-долин в зоне проводимости вследствие наличия короткодействующего потенциала иона фосфора, что приводит к частичному выпрямлению запрещенной зоны. Однако при этом, очевидно, должна расти также и вероятность Оже-рекомбинации ввиду появления в зоне проводимости дополнительных электронов, эмитированных донорами. Интенсификация Оже-процесса будет, напротив, приводить к гашению люминесценции. В результате, выходная интенсивность излучения будет определяться конкуренцией этих двух процессов. Полного понимания релаксационной динамики в нанокристалле, сильно легированном фосфором, нет до сих пор — главным образом, из-за отсутствия точного знания скоростей Оже-рекомбинации и их зависимости от концентрации фосфора. В данном докладе представлены результаты расчетов электронной структуры кремниевых нанокристаллов, сильно легированных фосфором, выполненных на базе пакета OSTOPUS, реализующего метод функционала плотности в базисе линеаризованных присоединенных плоских волн в реальном пространстве с соответствующим заданным шагом по сетке, равном 0.1 Å. При этом рассматривались две принципиально разных ситуации — когда поверхность нанокристалла полностью пассивирована водородом, и когда на поверхности есть оборванные связи. В обоих этих случаях найдены скорости Оже-рекомбинации, демонстрирующие сильную зависимость от состояния поверхности кристаллита. В частности, в случае наличия оборванных связей на границе, Оже-рекомбинация оказывается сильно подавленной, что действительно может привести к существенному улучшению излучательных свойств нанокристаллов кремния.

Исследование видимой и инфракрасной фотолюминесценции кремниевых нанонитей

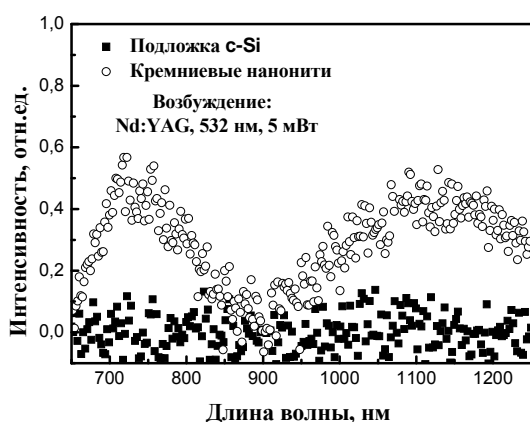
К.А. Гончар¹, В.С. Маршов¹, Л.А. Осминкина¹, В.Ю. Тимошенко¹, В.А. Сиваков²

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

²Max Planck Institute of Microstructure Physics, Weinberg 2, D-06120 Halle, Germany

тел: (495) 939-46-81, эл. почта: k.a.gonchar@gmail.com

Образцы представляли собой неупорядоченные структуры в виде совокупности кремниевых нитей с диаметрами 20–200 нм, выращенных на подложке кристаллического кремния (с-Si) методом химического травления, последовательно используя два раствора на основе AgNO_3/HF и $\text{H}_2\text{O}_2/\text{HF}$ [1].



В работе исследовалась фотолюминесценция (ФЛ) кремниевых нанонитей в видимом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазонах спектра при возбуждении лазерами с длинами волн 364 нм, 532 нм и 1064 нм. Была обнаружена видимая ФЛ с максимумом в области 700–750 нм, а так же ИК ФЛ в диапазоне 1120–1150 нм. Видимая ФЛ хорошо объясняется излучательной рекомбинацией экситонов в кремниевых нанокристаллах с размерами 3–4 нм, расположенных на поверхности кремниевых нанонитей. Положение ИК ФЛ совпадает с ФЛ в исходных подложках c-Si, однако интен-

сивность ФЛ в кремниевых нанонитях было значительно сильнее, чем для подложки. ИК ФЛ может быть объяснена межзонной излучательной рекомбинацией носителей заряда в объеме нанонитей.

Было установлено, что соотношение интенсивностей видимой и ИК ФЛ в кремниевых нанонитях можно контролировать путём варьирования структурных параметров и морфологии нанонитей. Видимая и ИК ФЛ могут быть использованы для применения в биомедицине и светоизлучающих устройствах, соответственно.

Литература

[1] V.A. Sivakov et al., J. Phys. Chem. C, **114**, 3798 (2010)

Дислокационный эффект Пул-Френкеля в кремнии

О.Ф. Вывенко, М.В. Трушин

НИИ физики им. В.А.Фока, Санкт-Петербургский Государственный Университет,
ул. Ульяновская 1, 198504, Санкт-Петербург, Россия

тел: (812)428-43-96, факс: (812)428-44-78, эл. почта: max_trushin@mail.ru

Эффект Пула-Френкеля — ускорение термоэмиссии носителей заряда с локальных уровней, обладающих притягивающим Кулоновским потенциалом, является давно и хорошо известным явлением в полупроводниках и диэлектриках, характеризующееся корневой зависимостью энергии активации от электрического поля [1].

Недавно аналогичное явление было обнаружено для некоторых уровней в образцах р-типа с дислокационными сетками (ДС) [2] изготовленных по методу прямого сращивания кремниевых пластин [3]. Независимыми измерениями было установлено, что указанные уровни нейтральны в пустом состоянии. Кроме того, оказалось, что коэффициент наклона полевой зависимости (коэффициент Пула-Френкеля) превышает все значения, сообщенные ранее в литературе для кулоновских центров. Данный эффект был объяснен наличием притягивающего деформационного потенциала дислокаций, который, как и кулоновский с потенциал, обратно пропорционально зависит от координаты. Проведенный расчет по теории деформационного потенциала показал хорошее согласие расчетных и экспериментальных значения коэффициентов Пул-Френкеля [4] и позволил говорить о дислокационном эффекте Пул-Френкеля.

В настоящей работе приводятся новые результаты исследований ДЭПФ на ДС, причем впервые сообщается об этом явлении на сращенных пластинах кремния n-типа и приводятся соответствующие теоретические расчеты. Объединяя новую информацию с полученной ранее для образцов р-типа, будет представлено полное обобщенное описание дислокационного эффекта Пул-Френкеля для эмиссии носителей с дислокационных уровней в валентную зону и зону проводимости.

Литература

- [1] J. Frenkel, *Physical Review* **54**, 647 (1938).
- [2] M. Trushin, O. Vyvenko, T. Mchedlidze, O. Kononchuk, M. Kittler, *Solid State Phenomena*, **156–158** 283 (2010).
- [3] O. Kononchuk, F. Boedt and F. Allibert, *Sol. St. Phenom.*, Vol. **131–133**, p.113. (2008).
- [4] M. Trushin, O. Vyvenko, V. Vdovin, M. Kittler, *Journal of Physics: Conference Series*, **281** 012009 (2011).

Перспективы использования разбавленных магнитных полупроводников в качестве материала для спинтроники

С.С. Хлудков, И.А. Прудаев, О.П. Толбанов

Сибирский физико-технический институт при Томском госуниверситете,
пл. Новособорная, 1, Томск, 634050, Россия

тел: (3822)41-34-34, факс: (3822)41-25-88, эл. почта: Khludkov@pochta.ru

В последнее время ведется широкий поиск ферромагнитных полупроводников (dilute magnetic semiconductors-DMS), которые могут быть интегрированы с материалами современной электроники и сохранять ферромагнетизм при комнатных температурах [1, 2]. Нами будет сделан обзор литературы по исследованию DMS на основе элементарных полупроводников, соединений $A^{III}B^V$, $A^{II}B^{IV}C^V_2$, а также приведены наши экспериментальные данные по получению и исследованию GaAs:Fe.

Элементы IV группы, легированные Mn, перспективны как магнитные полупроводники: Ge — в виде наноструктур, сплав $Si_{1-x}Mn_x$ с $x \approx 0.5$ обладает высокотемпературным ферромагнетизмом [3, 4].

GaAs, легированный Mn, является одним из наиболее перспективных DMS. Использование неравновесной низкотемпературной эпитаксии и послеростового отжига позволило довести температуру Кюри (T_C) DMS GaMnAs с 60 К [5] до 185 К [6]. Получены DMS GaMnAs также в процессе ионного внедрения Mn. В последнее время GaMnAs в значительной мере используется как модельный DMS. Изучено межслойное обменное взаимодействие в структурах на основе GaMnAs, в которых наблюдали устойчивый эффект как ферромагнитного, так и антиферромагнитного взаимодействия [7]. На основе DMS осуществлено циркулярную поляризованное излучение [8]. Методом эпитаксии получены структуры GaAs:Fe, в которых обнаружено уникальное явление фотоускоренного намагничивания при комнатной температуре [9]. В процессе высокотемпературной диффузии железа в GaAs и последующего низкотемпературного отжига получены структуры с включениями частиц второй фазы обладающие ферромагнитными свойствами при комнатной температуре [10].

Ферромагнитный GaN с $T_C = 350-400$ К получен путем легирования переходными металлами и редкоземельными элементами [11].

Халькопириты $A^{II}B^{IV}C^V_2$, легированные Mn, как DMS проявляют ферромагнитные свойства с $T_C = 350-400$ К [12].

Литература

- [1] Б.П. Захарченя, В.Л. Корнев, УФН **175**, 629 (2005).
- [2] Ю.Г. Кусраев УФН **180**, 759 (2010).
- [3] Р.Б. Моргунов, А.И. Дмитриев, ФТТ **51**, 1873 (2009).
- [4] С.Н. Николаев, В.В. Рыльков, Б.А. Аронзон и др., ФТП **46**, 546 (2012).
- [5] H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura et al, Appl. Phys. Lett. **69**, P.363 (1996)
- [6] T. Jungwirth et al., Rev. Mod. Phys. **78**, 809 (2006).
- [7] S.Lee, J.-H. Chung, X.Liu et al, Materialstoday. **12**, 14 (2009).
- [8] М.В. Дорохин, Е.И. Малышева и др. Письма в ЖТФ **38**, 69 (2012).
- [9] S.Haneda, H. Munekata et al, J. Appl. Phys. **87**, 6445(2000).
- [10] И.А. Прудаев, С.С. Хлудков и др., Неорг. Материалы **48**, 133 (2012).
- [11] А.Ф. Орлов, Л.А. Балагуров и др., ФТТ **54**, 267 (2012).
- [12] Л.И. Королева, В.М. Заширинский и др., ФТТ **51**, 286 (2009).

Оптическая ориентация электронов в компенсированных полупроводниках

И.А. Кокурин¹, П.В. Петров², Н.С. Аверкиев²

¹Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, ул. Большевикская, 68, Саранск, 430005, Россия

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
тел: (8342)29-05-87, эл. почта: kokurinia@mail.ru

Представлена теория оптической ориентации носителей заряда в полупроводниках A_3B_5 и квантовых ямах на их основе в случае возбуждения электронов из состояния заряженного акцептора $Mn^{\cdot-}$ в зону проводимости. Такие переходы проявляются в спектрах поглощения компенсированных полупроводников при энергиях меньших, чем ширина запрещенной зоны [1]. Кроме того, недавно было показано, что компенсация и связанные с ней оптические переходы являются основным фактором, определяющим спектральные свойства магнитного циркулярного дихроизма в $GaMnAs$ [2].

Нами показано, что в случае объемного полупроводника ситуация во многом напоминает классический случай оптической ориентации при возбуждении «зона-зона» [3], и степень ориентации в этом случае также ограничена величиной $1/2$. Для квантовой ямы $GaAs/AlGaAs$ степень спиновой ориентации электронов в зоне проводимости при указанной схеме возбуждения может достигать 85%. При этом рост степени ориентации не связан с расщеплением уровней за счет размерного квантования, а происходит за счет увеличения вклада тяжелых дырок в состояние акцептора вблизи центра дефекта. Степень ориентации в квантовой яме максимальна на краю поглощения и незначительно убывает с ростом частоты возбуждения. Это связано с подмешиванием легких и тяжелых дырок в состояниях дырки на акцепторе. Показано, что степень циркулярной поляризации фотолюминесценции при рекомбинации электрона со дна зоны и дырки в основном состоянии акцептора в случае объемного полупроводника ограничена величиной $1/4$ (аналогично возбуждению из зоны), а для квантовой ямы возрастает и на краю возбуждения для реальных структур $GaAs/AlGaAs$ может превышать 70%.

Изучена зависимость степени ориентации и поляризации люминесценции от интенсивности возбуждающего излучения. Показано, что степень поляризации фотолюминесценции линейно возрастает с интенсивностью при слабых накачках, а при сильных выходят на насыщение. При этом степень ориентации и поляризация люминесценции в насыщении определяются концентрацией заряженных акцепторов, временем спиновой релаксации и скоростью процессов рекомбинации.

Полученные результаты могут быть легко обобщены на случай переходов из состояний немагнитного акцептора.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 12-02-90809-мол_рф_нр, 11-02-00348-а, 11-02-00699-а), Министерства образования и науки РФ (проект 2.2676.2011) и Совета по грантам Президента РФ (грант НШ-5442.2012.2).

Литература

- [1] D.M. Eagles, J. Phys. Chem. Solids **16**, 76 (1960).
- [2] M. Berciu et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 247202 (2009).
- [3] М.И. Дьяконов, В.И. Перель, ЖЭТФ **60**, 1954 (1971).

Микроскопическая теория спиновой диффузии и спиновой релаксации в полупроводниковой системе со спин-инжектированными носителями

И.И. Ляпилин

Институт физики металлов, Екатеринбург, Россия

тел: (343)378-37-30, эл. почта: lyapilin@imp.uran.ru

Развита микроскопическая теория, описывающая эволюцию неравновесной плотности спиновой намагниченности электронов проводимости в полупроводниковой системе со спин-инжектированными носителями заряда.

При рассмотрении описанной выше ситуации широкое распространение получили феноменологические схемы расчета, в которых как время релаксации спина, так и коэффициент спиновой диффузии являются параметрами теории. Эти расчеты в своем большинстве основаны на использовании кинетического уравнения Больцмана с феноменологическим интегралом столкновения, учитывающим процессы рассеяния с переворотом спина электронов и классического уравнения диффузии. Однако, такой полуфеноменологический подход, очевидно, не может дать теоретических оценок для величины кинетических коэффициентов, зависимости их от температуры, концентрации носителей, напряженности магнитного поля и т.д.

Одним из методов, который дает возможность получить замкнутые выражения для кинетических коэффициентов, фигурирующих в уравнениях Блоха для плотности компонент спиновой намагниченности, является метод неравновесного статистического оператора, в котором, как время спиновой релаксации, так и компоненты тензора спиновой диффузии электронов проводимости, получаются в форме интегралов от временных корреляционных функций.

В рассмотренной модели полагалось, что в результате инжектирования электронов с доминирующим направлением спина из ферромагнитного полупроводника в немагнитный в последнем реализуется неравновесное по спину распределение электронов, которое описывалось спиновой температурой отличной от равновесной температуры решетки. Процессы рассеяния электронов с переворотом спина приводят к переходу электронов из одной электронной подсистемы в другую; выравниванию концентраций электронов в подсистемах на длине порядка длины спиновой диффузии. При этом очевидно, спиновая температура приближается к равновесной температуре решетки.

В рамках такой модели решена задача построения макроскопических уравнений движения для пространственной плотности спиновой намагниченности электронов проводимости, возникающей при инжекции спин-поляризованных электронов; найдены явные выражения для кинетических коэффициентов, определяющих частоту спиновой релаксации, и коэффициенты диффузии спина.

Исследование переходов ферромагнетик–парамагнетик в магнитном полупроводнике $\text{CdGeAs}_2:\text{Mn}$ при высоком давлении

А.Ю. Моллаев¹, И.К. Камилов¹, Р.К. Арсланов¹, Т.Р. Арсланов¹, В.М. Новоторцев², С.Ф. Маренкин²

¹ФГБУ Институт физики ДНЦ РАН им. Х.И. Амирханова, 367003, Махачкала, Россия

²ФГБУ ИОНХ РАН им. Н.С. Курнакова, Москва, 119991, Россия

эл. почта: a.mollaev@mail.ru

В числе обширного класса полупроводниковых соединений, особое место занимают разбавленные магнитные полупроводники [1] и гибридные магнитные системы полупроводник–металл [2], которые представляют колоссальный интерес в области функциональной и фундаментальной спинтроники. Среди наиболее дискуссионных вопросов остается понимание установления связи между транспортными и магнитными свойствами и главным образом достижение температуры магнитного упорядочения выше 300 К. Соединения группы $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{IV}}\text{C}^{\text{V}}_2$ легированные 3d элементами являются, в том числе перспективными объектами, в которых успешно сочетаются полупроводниковые и магнитные свойства [3]. Представляет так же интерес исследование данной группы материалов воздействием внешним давлением, которое приводит к возникновению своеобразных эффектов (индуцированное давлением магнетосопротивление, магнетообъемный эффект) [4] и может дать дополнительную возможность для регулирования магнитных фазовых переходов.

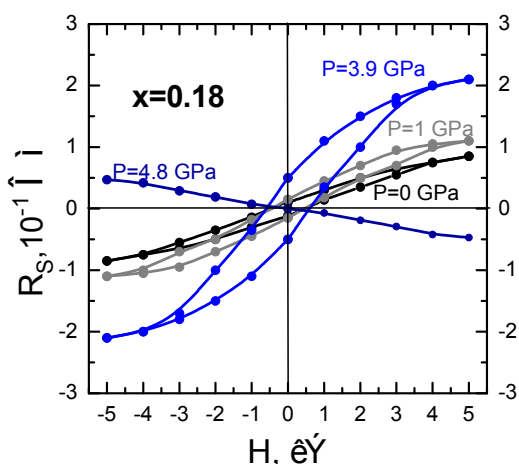


Рис. 1. Зависимость аномального Холловского сопротивления от магнитного поля при различных значениях давления для $\text{CdGeAs}_2:\text{Mn}$

В работе представлено экспериментальное исследование природы фазовых переходов ферромагнетик-парамагнетик (ФМ-ПМ), индуцированных гидростатическим давлением до 7 ГПа в поликристаллических образцах $\text{CdGeAs}_2:\text{Mn}$ с наличием кластерного ферромагнетизма.

На Рис. 1 приведены зависимости Холловского сопротивления как функции магнитного поля при фиксированных значениях давления. Из характера наблюдаемых петель гистерезиса ясно видно, что ферромагнитная фаза стабильна вплоть до давлений $P < 4.8$ ГПа. Увеличение ширины гистерезиса с ростом давления до 3.9 ГПа, свидетельствует о значительном увеличении намагниченности и возможном метамагнитном поведении до перехода ФМ-ПМ.

Литература

- [1] J. Sinova and I. Žutić, *Nature Mater.* **11**, 368 (2012); T. Dietl, *Nature Mater.* **9**, 965 (2010); H. Ohno, *Science* **281**, 951 (1998).
- [2] L. Kilanski, *et al.* *Solid State Commun.* **151**, 870 (2011).
- [3] P. Mahadevan and A. Zunger, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 047205 (2002).
- [4] A.Yu. Mollaev, I.K. Kamilov, R.K. Arslanov, T.R. Arslanov, U.Z. Zalibekov, V.M. Novotorzev, S.F. Marenkin, V.M. Trukhan, *Appl.Phys. Lett.* **100**, 202403 (2012).

Ферромагнитное упорядочение в квантовых ямах GaAs-AlGaAs, легированных Mn, обусловленное виртуальным переходом Андерсона в примесной зоне

Н.В. Агринская, В.А. Березовец, В.И. Козуб, Д.С. Полоскин

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, 612345, Россия

тел: (812)292-7358, факс: (812)292-1017, эл. почта: nina.agrins@mail.ioffe.ru

Выполнено подробное исследование гальваномагнитных явлений в квантовых ямах на основе GaAs, легированных Mn. Обнаружены явные проявления ферромагнитного перехода (аномальный эффект Холла, пик в температурной зависимости сопротивления) при сравнительно высоких температурах (порядка 100 К). При этом указанный переход наблюдался в образцах с аномально малой степенью легирования ($5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ Mn в слое 50А), примерно на порядок меньшей, чем характерные для образцов с монослоями Mn в GaAs, для которых ранее сообщалось о наблюдении ферромагнитного перехода [1]. Благодаря столь малым концентрациям легирующей примеси наши образцы соответствовали выраженному диэлектрическому пределу, характеризующимся прыжковой проводимостью с переменной длиной прыжка. При этом оценки интегралов перекрытия в рамках обычных моделей не позволяли объяснить высокие наблюдаемые значения температуры Кюри. Более того, увеличение концентрации примеси в 5 раз приводило в конечном счете к подавлению ферромагнитного перехода. Мы предлагаем объяснение такого парадоксального поведения в рамках предложенной нами ранее концепции виртуального перехода Андерсона [2]. Речь идет о том, что в примесных зонах со сравнительно малой степенью беспорядка (достигаемой, в частности, при малых степенях компенсации) переход металл-диэлектрик происходит при концентрациях, меньших, чем следует из стандартного критерия Мотта-Андерсона за счет малого разброса энергий узлов. При этом в окрестности максимума примесной зоны возникает полоса делокализованных состояний, которые, однако, не обеспечивают металлической проводимости в силу того, что уровень Ферми оказывается вне этой полосы (слабая компенсация). Однако указанные делокализованные состояния способны участвовать в непрямом обмене и обеспечивать ферромагнитное взаимодействие. Приведены теоретические оценки, которые позволяют объяснить как проявление ферромагнитного перехода при малых концентрациях магнитной примеси, так и разрушение перехода при увеличении концентрации примеси, что приводит к росту беспорядка. Еще раз подчеркнем, что, несмотря на наличие делокализованных состояний, низкотемпературная проводимость имеет выраженный прыжковый характер, поскольку уровень Ферми лежит вне полосы этих состояний.

Литература

[1] В.А. Aronzon, М.А. Pankov, V.V. Rylkov et.al. JOURNAL OF APPLIED PHYSICS **107**, 023905 (2010)

[2] Н.В. Агринская, В.И. Козуб, Д.С. Полоскин, Письма в ЖЭТФ, **85**, 202 (2007).

Спин-решеточная релаксация в II-VI полумагнитных полупроводниковых гетероструктурах: роль кластеров ионов Mn^{2+} и спиновой диффузии по магнитной подсистеме

А.А. Максимов, И.И. Тартаковский, Е.В. Филатов

Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432, Россия

тел: (496)522-83-78, факс: (496)522-81-60, эл. почта: maksimov@issp.ac.ru

Экспериментально наблюдается очень сильная зависимость времени спин-решеточной релаксации (релаксации намагниченности) в II-VI полумагнитных полупроводниках и наноструктурах на их основе от концентрации ионов Mn [1]. При увеличении концентрации Mn от 0.4% до 15% эти времена изменяются более чем на 5 порядков величины от миллисекунд до наносекунд. Характерно, что наиболее резкая зависимость наблюдается в диапазоне концентраций $>2\%$.

Очень важно заметить, что время релаксации намагниченности определяется не только временем спин-решеточной релаксации, но и процессами спиновой диффузии [2]. До некоторой степени можно считать, что время релаксации намагниченности просто совпадает со временем спин-решеточной релаксации лишь в полумагнитных полупроводниковых структурах с однородной концентрацией Mn. Однако, даже в этом случае, необходимо учитывать миграцию спиновых возбуждений (спиновую диффузию) от одиночных ионов Mn к более сложным кластерам, содержащим несколько ионов, расположенных в соседних узлах решетки. При этом роль марганцевых кластеров, которые выступают как центры быстрой спин-решеточной релаксации в полумагнитных полупроводниках, становится чрезвычайно важной, поскольку спиновая релаксация изолированного иона Mn практически отсутствует.

Были выполнены численные расчеты числа кластеров с различным количеством ионов Mn при различных концентрациях в гранецентрированных кубических подрешетках катионов полумагнитных полупроводников типа (Zn,Mn)Se или (Cd,Mn)Te. С увеличением концентрации Mn растет как число кластеров, так и усложняется их структура, которая включает все большее число спинов. Это приводит, с одной стороны, к уменьшению среднего расстояния, на которое необходимо передать спиновое возбуждение при диффузии от одиночного иона Mn к кластеру, а с другой, ускоряет процессы релаксации в самих кластерах. В докладе обсуждается математическая модель, в которой для количественного объяснения наблюдаемых на эксперименте зависимостей времен спин-решеточной релаксации – наиболее сильных изменений при концентрациях от $\sim 2\%$ до $\sim 10\%$, необходимо предположить важную роль относительно больших кластеров, содержащих 7 и более ионов Mn и обладающих быстрой спин-решеточной релаксацией. При меньших концентрациях Mn ($< 2\%$) релаксацию намагниченности в полумагнитных полупроводниках начинают определять более простые кластеры, обладающие менее быстрой спин-решеточной релаксацией.

Литература

- [1] M.K. Kneip, D.R. Yakovlev, M. Bayer, A.A. Maksimov, I.I. Tartakovskii, D. Keller, W. Ossau, L.W. Molenkamp, and A. Waag PRB **73**, 045305 (2006)
- [2] A.A. Maksimov, D.R. Yakovlev, J. Debus, I.I. Tartakovskii, A. Waag, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut, and M. Bayer PRB **82**, 035211 (2010).

Спиновая динамика носителей в полупроводниковых коллоидных нанокристаллах CdSe/CdS

А.В. Родина¹, F. Liu², L. Biadala^{2,3}, Д.Р. Яковлев^{1,2}, D. Dunker², С. Javaux⁴, J.-P. Hermier³, Al.L. Efros⁵, В. Dubertret⁴, М. Bayer²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Technical University of Dortmund, 44221 Dortmund, Germany

³Universitре de Versailles-Saint-Quentin-en-Yvelines, 78035 Versailles, France

⁴Laboratoire de Physique et d'Etude des Matériaux, CNRS, 75231 Paris, France

⁵Naval Research Laboratory, Washington, DC 20375, USA

тел: (812) 247-2245, факс: (812) 247-1017, эл. почта: anna.rodina@mail.ioffe.ru

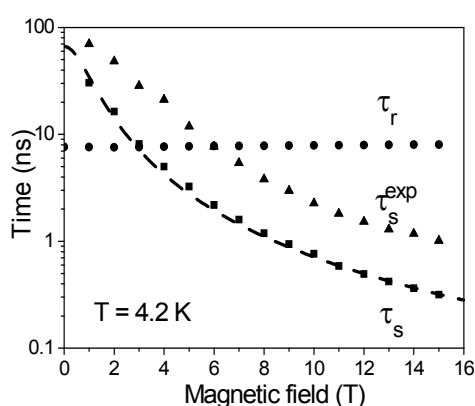


Рис. 1. Зависимость времен спиновой релаксации от магнитного поля.

Коллоидные нанокристаллы CdSe/CdS (радиус ядра 2.5 нм, толщина оболочки 10 нм) обладают уникальными оптическими свойствами. При низких температурах они фотоионизируются и остаются заряженными, демонстрируя стабильную трионную фотолюминесценцию (ФЛ) при полном подавлении нерадиационных Оже процессов [1]. Негативный знак резидентного заряда однозначно определяется по знаку циркулярной поляризации ФЛ P_c , индуцированной внешним магнитным полем \mathbf{B} . Исследование процесса нарастания $P_c(t)$ во времени позволяет изучать процессы спиновой релаксации в негативно заряженном трионе, определяющиеся переворотом спинового момента тяжелых дырок с проекциями $\pm 3/2$ на ось квантования z нанокристалла. В настоящей работе исследовалась поляризация ФЛ в ансамбле нанокристаллов. В малых полях впервые наблюдались длительные (нс) времена нарастания $P_c(t)$, на порядок большие радиационного времени жизни трионов ($\tau_r \approx 8$ нс). В таких полях при непрерывном возбуждении наблюдалась P_c , значительно меньшая значения P_c^{eq} , определяемого равновесной заселенностью земановских подуровней триона. При увеличении магнитного поля τ_s^{exp} уменьшалось до 1 нс (см. Рис. 1) и $P_c \rightarrow P_c^{eq}$. Развита теоретическая модель, объясняющая ускорение спиновой релаксации за счет смешивания тяжелых и легких дырок поперечной компонентой \mathbf{B} . Анализ экспериментальных данных, усредненных по ансамблю нанокристаллов, позволил определить времена спиновой релаксации дырок τ_s в индивидуальных нанокристаллах, зависящие от угла между осью z и \mathbf{B} . Максимальная скорость спиновой релаксации достигается в нанокристаллах, ориентированных перпендикулярно магнитному полю (соответствующая зависимость τ_s от магнитного поля показана на рис. 1), в то время как в нанокристаллах, ориентированных параллельно \mathbf{B} , релаксация остается медленной.

Литература

[1] С. Javaux et al, Nature Nanotechnology (published online 10 February 2013).

Свойства нестехиометрических пленок $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ при $x \approx 0.5$

В.В. Рыльков¹, С.Н. Николаев¹, К.Ю. Черноглазов¹, В.В. Тугушев^{1,2}, Э.Т. Кулатов²,
А.Б. Дровосеков³, Н.М. Крейнс³, С.В. Капельницкий¹, А.Б. Грановский⁴, Е.А. Ганьшина⁴,
А.С. Семисалова⁴, Н.С. Перов⁴, А.С. Веденеев⁵, А.В. Шорохова⁶, О.Д. Храмова⁶,
О.А. Новодворский⁶

¹Национальный исследовательский центр «Курчатовский Институт», Москва, 123182
Россия

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

³Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, Москва, Россия

⁴Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

⁵Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
141190 Фрязино, Россия

⁶Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Шатура, Московская
область, 140700 Россия

тел: (499)196-77-24, факс: (499)194-19-94, эл. почта: vvrylkov@mail.ru

В диапазоне температур 5–400 К и магнитных полей 0–2 Тл исследованы транспортные и магнитные свойства $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ пленок толщиной 55–70 нм с содержанием Mn ($x = 0.44–0.6$), полученных методом импульсного лазерного напыления на подложки Al_2O_3 (0001) при температуре 340 °С. Пленки обладали металлически характером проводимости и удельным сопротивлением $\rho = (2–8) \cdot 10^{-4}$ Ом·см.

Обнаружено, что для пленок, содержащих небольшой избыток Mn ($x=0.52–0.55$) относительно стехиометрического MnSi, температура Кюри ($T_C \sim 300$ К) возрастает более чем на порядок по сравнению с MnSi ($T_C \approx 30$ К) [1]. При этом концентрация носителей заряда (дырок) резко падает, а их подвижность при ~ 100 К на порядок увеличивается в сравнении с MnSi. Температурные зависимости экваториального эффекта Керра и аномальной компоненты холловской проводимости хорошо коррелируют, что указывает на глобальный характер ферромагнитного (ФМ) перехода в пленках. Данные ферромагнитного резонанса (ФМР) дают при этом эффективную величину намагниченности, превышающую почти в два раза значение, полученное из магнитных измерений.

Особенности ФМ в рассматриваемых сплавах объясняются их нестехиометричностью, приводящей к формированию дефектов с локализованными магнитными моментами (ЛММ) внутри матрицы слабого зонного ферромагнетика. Существование таких дефектов подтверждается численными расчетами в рамках метода функционала электронной плотности. Высокая температура Кюри связана с механизмом непрямого обмена ЛММ через спиновые флуктуации матрицы. В экспериментах по ФМР, вероятно, проявляется локальная намагниченность на дефектах, значительно превышающая среднюю статическую намагниченность сплава. Рост подвижности дырок связывается с разрушением кондовских или спин-поляронных резонансов, предположительно имеющих место в MnSi.

Литература

[1] В.В. Рыльков, С.Н. Николаев, К.Ю. Черноглазов и др., Письма ЖЭТФ **96**, 272 (2012).

Теория спиновых флуктуаций неравновесных экситонных поляритонов

М.А. Семина¹, М.М. Глазов^{1,2}, Е.Я. Шерман^{3,4}, А.В. Кавокин^{2,5}

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия

²Лаборатория оптики спина СПбГУ, 198504, Ульяновская 1, Петродворец, Россия

³University of the Basque Country, 48080 Bilbao, Spain

⁴IKERBASQUE Basque Foundation for Science, Bilbao, 48011 Bizkaia, Spain

⁵University of Southampton, Highfield, Southampton SO17 1BJ, United Kingdom

тел: (812) 292-7367, факс: (812) 297-1017, эл. почта: msemina@gmail.com

Сильное взаимодействие света с веществом в квантовых микрорезонаторах приводит к формированию экситонных поляритонов — квазичастиц, сочетающих малую эффективную массу фотонов и эффективное взаимодействие друг с другом и с окружением от экситонов. Поляритоны характеризуются целочисленной проекцией спина на ось роста структуры, $s_z = \pm 1$, и демонстрируют коллективные эффекты, характерные для бозонов: стимулированное рассеяние и конденсацию, а также ряд необычных спиновых эффектов [1]. Нами разработана теория спиновых флуктуаций экситонных поляритонов в условиях нерезонансной накачки [2].

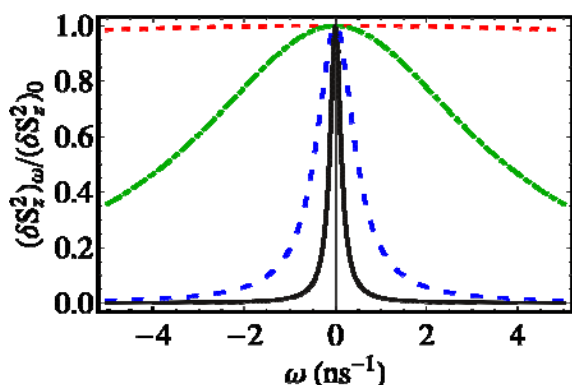


Рис. 1. Спектр спинового шума, рассчитанный для $\langle N \rangle \rightarrow 0$ (короткий штрих), 10 (штрих-пунктир), 100 (штриховая линия) и 1000 (сплошная линия)

Дублет спиновых состояний поляритонов удобно описывать в формализме псевдоспина, при этом состояния с $s_z = \pm 1$ отвечают циркулярной поляризации излучения, а их линейные комбинации — эллиптической. При нерезонансной накачке средние значения компонент псевдоспина равны нулю, а амплитуда их флуктуаций определяется заселенностью $\langle N \rangle$ основного состояния и статистикой поляритонов. Показано, что эффект стимулированного рассеяния поляритонов приводит к существенному замедлению спиновых флуктуаций и, соответственно, к сужению спектра мощности спинового шума (см. рис. 1). Более того, флуктуации линейной поляризации оказываются чувствительными к поляритон-поляритонному взаимодействию, а форма их спектра может сильно отличаться от лоренцевской. Спиновый шум экситонных поляритонов может наблюдаться как во флуктуациях поляризации излучения структуры с микрорезонатором, так и в шуме фарадеевского/керровского вращения зондирующего луча, пропускаемого через микрорезонатор [3].

Литература

- [1] A. Kavokin, J. Baumberg, G. Malpuech and F. Laussy, Microcavities (Oxford University Press, UK (2011)).
- [2] М.М. Глазов, М.А. Семина, Е.Я. Шерман, А.В. Кавокин, arXiv:1302.6439 (2013).
- [3] Е. В. Александров, В.С. Запасский, Journal of Physics: Conference Series **324**, 012002 (2011).

Спиновое расщепление Дрессельхауза в двумерных дырочных системах

М.В. Дурнев, М.М. Глазов, Е.Л. Ивченко

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812) 297-2245, факс: (812) 297-1017, эл. почта: durnev@mail.ioffe.ru

Спин-орбитальное взаимодействие в нецентросимметричных системах, например, полупроводниках типа GaAs и квантовых ямах на их основе, приводит к снятию спинового вырождения энергетических зон электронов

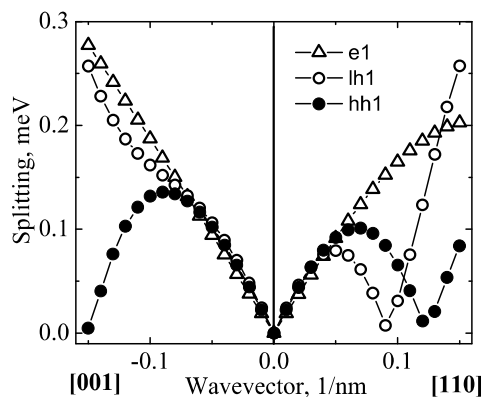


Рис. 1. Спиновые расщепления подзон $e1$, $lh1$ и $hh1$ в яме GaAs/Al_{0.36}Ga_{0.64}As шириной 100 Å.

и дырок при ненулевом волновом векторе частицы k . В отличие от спинового расщепления зоны проводимости, которое изучено достаточно хорошо, проблема линейных и кубических по k спин-зависимых членов в эффективном гамильтониане валентной зоны сравнительно мало исследована и по-прежнему привлекает повышенный интерес [1]. Цель данной работы — разработка микроскопической теории спинового расщепления дырочных подзон, обусловленного объемной инверсионной асимметрией (эффект Дрессельхауза) в трехмерных материалах и квантовых ямах. В рамках 14-ти зонной, расширенной модели Кейна, учитывающей валентные зоны Γ_{8v} ,

Γ_{7v} , зону проводимости Γ_{6c} и далекие зоны проводимости Γ_{8c} , Γ_{7c} , найдены коэффициенты при кубических по k членах в валентной зоне объемного полупроводника с решеткой цинковой обманки. При этом, в отличие от [2], учтены все вклады четвертого порядка теории возмущений: третьего по kp -смешиванию и первого по спин-орбитальному взаимодействию. Для структур с квантовыми ямами аналитический расчет возможен лишь в приближении бесконечных барьеров [3]. Для нахождения спиновых расщеплений при конечных барьерах нами развит эффективный численный метод диагонализации 14-ти зонного гамильтониана, учитывающий в граничных условиях анизотропию химических связей на интерфейсах. На рис. 1 представлены результаты расчета спиновых расщеплений основных подзон размерного квантования электронов ($e1$), тяжелых ($hh1$) и легких ($lh1$) дырок для квантовой ямы GaAs/Al_{0.36}Ga_{0.64}As шириной 100 Å. Неожиданно оказалось, что при малых $|k|$ расщепления всех трех подзон почти совпадают и только с ростом $|k|$ возникают существенные различия, включая заметную анизотропию расщеплений ветвей тяжелой и легкой дырки. Расчет в рамках развитой модели сопоставлен с расчетом в методе псевдопотенциала [1], и подтверждено заметное интерфейсное смешивание тяжелых и легких дырок [4].

Литература

- [1] J.-W. Luo, A.N. Chantis, M. van Schilfhaarde, G. Bester, and A. Zunger, Phys. Rev. Lett. 104, 066405 (2010).
- [2] Г.Е. Пикус, В.А. Марущак, А.Н. Титков, Физ. и техн. полупр. 22, 185 (1988).
- [3] E.I. Rashba, E.Ya. Sherman, Phys. Lett. A 129, 175 (1988).
- [4] E.L. Ivchenko, A.Yu. Kaminski, U. Roessler, Phys. Rev. B 54, 5852 (1996).

Исследование диффузионного транспорта электронов в слоях р-типа $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ методом оптической ориентации

Р.И. Джигоев, Е.И. Довгер, Ю.В. Жилиев, А.В. Мурашова, Т.А. Орлова, **Н.К. Полетаев**
 ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26
 тел: (812) 292-7156, факс: (812) 297-1017, эл. почта: poletaev@mail.ioffe.ru

Исследования диффузионного транспорта неравновесных электронов методом оптической ориентации проводились в р-GaAs [1, 2]. Было показано, что для корректного описания степени поляризации ближкравой люминесценции и эффекта Ханле необходимо учитывать диффузию носителей в полупроводнике и самопоглощение.

В данной работе исследовались слои р-типа $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ $x=0,33$ толщиной 2 мкм, выращенные на подложке GaAs. Маленькая толщина слоя ($d < 1/\alpha$, где α — коэффициент оптического поглощения) позволяет исключить его влияние, что подтверждается отсутствием спектральной зависимости формы и полуширины кривых деполяризации люминесценции в магнитном поле в наших экспериментах. В таких слоях существенное влияние на время жизни носителей будет оказывать их диффузия вглубь образца. Действительно, измерения показали, что при повышении температуры от 2 К до 77 К степень поляризации люминесценции растет, а полуширина кривых Ханле увеличиваются, что свидетельствует об уменьшении времени жизни электронов (τ) [3]. Эффективность диффузии растет с температурой, что приводит к увеличению степени поляризации люминесценции (ρ) и полуширины кривой Ханле (ΔB). В таблице приведены результаты измерений для образцов с разными подвижностями носителей.

Подвижность при $T=77\text{K}$, $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$	τ , нс		ρ , %		ΔB , Гс	
	2К	77К	2К	77К	2К	77К
635	46	0,33	8	17	45	3000
1220	10	0,2	9	18	60	4500

В образце с большей подвижностью время жизни меньше, т.к. диффузия в нем идет эффективнее.

Литература

- [1] Р.И. Джигоев, Б.П. Захарченя, Р.Р. Ичкитидзе, К.В. Кавокин, П.Е. Пак, ФТТ, **35**(10), 2821-2822 (1993).
- [2] Р.И. Джигоев, Б.П. Захарченя, К.В. Кавокин, П.Е. Пак, ФТТ, **36**(9), 2752–2762,(1994).
- [3] Оптическая ориентация. Современные проблемы науки о конденсированных средах, под.ред. Захарчени и Майера, Л., Наука, 1989.

Спиновая восприимчивость и туннельная плотность состояний в квантовой точке с анизотропным обменом

И.С. Бурмистров, А.У. Шарафутдинов

ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН, просп. Академика Семенова. д. 1-А, Черноголовка, 142432, Россия

тел: (+7495)702-93-17, факс: (+7495)702-93-17, эл. почта: shazat@itp.ac.ru

Известно, что квантовая точка в нульмерном приближении описывается универсальным гамильтонианом [1]

$$\hat{H} = \sum \epsilon_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha} + E_c \hat{N}^2 + J \hat{S}^2 \quad (1)$$

где \hat{N} -оператор числа электронов на точке, \hat{S} -оператор полного спина электронов на точке, a_{α} — оператор уничтожения электрона на точке, ϵ_{α} — одночастичные уровни энергии, E_c — кулоновская энергия, J — обменная энергия. Видно, что влияние кулоновского взаимодействия свелось к двум относительно простым вкладам в гамильтониан. Оказалось, что для такой системы можно найти аналитически точные выражения для статистической суммы и двухточечных корреляторов [2]. Таким образом, квантовая точка с гамильтонианом (1) представляет собой интересную, точно решаемую систему взаимодействующих электронов.

Оказалось, что свойства модели в случае изотропного и изинговского взаимодействий различаются. Так, например, в изотропном случае, в отличие от изинговского, мнимая часть частотной восприимчивости равна нулю. Поэтому интересно изучить поведение системы в промежуточном случае.

В докладе будут представлены результаты анализа квантовой точки в промежуточном случае — с одноосной анизотропией обменного взаимодействия с гамильтонианом

$$\hat{H} = \sum \epsilon_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha} + E_c \hat{N}^2 + J_z \hat{S}_z^2 + J_{\perp} \hat{S}_{\perp}^2 \quad (2)$$

Результаты

1. Получены точные выражения для продольной и поперечной спиновой восприимчивости и туннельной плотности состояний для произвольного спектра одночастичных уровней.
2. Получены асимптотики продольной и поперечной спиновой восприимчивости и туннельной плотности состояний в пределе больших температур (по сравнению со средним расстоянием между одночастичными уровнями).
3. Учтено влияние флуктуаций одночастичного спектра на продольную и поперечную спиновую восприимчивости.

Литература

- [1] AL.I. Glazman and M. Pustilnik in *New Directions in Mesoscopic Physics (Towards to Nanoscience)*, eds. R. Fazio, G. F. Gantmakher and Y. Imry, Kluwer, Dordrecht, 2003)
- [2] I.S. Burmistrov, Y. Gefen, and M. \N. Kiselev, *JETP Lett.*, **92**, 3 (2010).

Замедление спиновой релаксации электронов спин-орбитальным взаимодействием в квантовых ямах (110)

А.В. Пошакинский, С.А. Тарасенко

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург 194021, Россия
 тел: (812)292-71-55, факс: (812)297-10-17, эл. почта: *poshakinskiy@mail.ioffe.ru*

Построена теория спиновой релаксации электронов в симметричных и асимметричных квантовых ямах с кристаллографической ориентацией (110). Предсказано замедление спиновой релаксации спин-орбитальным взаимодействием Дрессельхауза, которое всегда присутствует в полупроводниках с решеткой цинковой обманки. Замедление наиболее эффективно в структурах с высокой подвижностью носителей заряда.

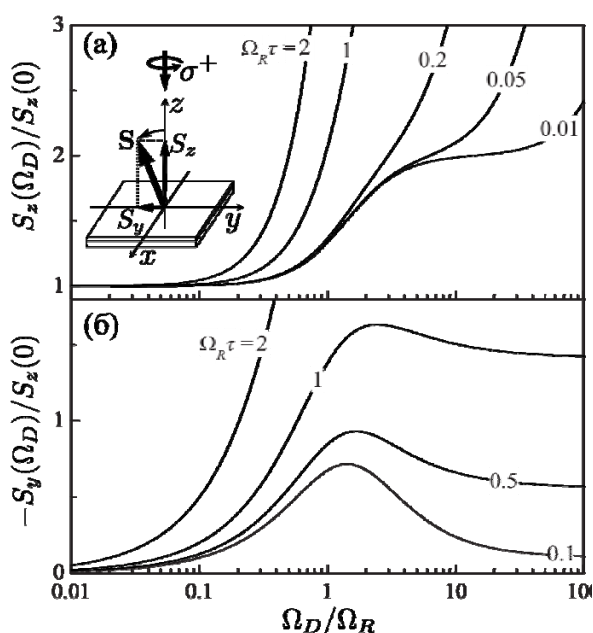


Рис. 1. Зависимости (а) нормальной компоненты спина S_z и (б) компоненты спина в плоскости ямы S_y от отношения констант Дрессельхауза Ω_D и Рашбы Ω_R в условиях оптической ориентации вдоль нормали квантовой ямы z .

примесей. Показано, что спин-орбитальное взаимодействие Дрессельхауза существенно влияет на спиновую динамику электронов. Оно приводит к замедлению спиновой релаксации и увеличению компоненты электронного спина S_z в условиях оптической ориентации, рис. 1(а). Интерференция полей Рашбы и Дрессельхауза вызывает динамическую связь компонент спина вдоль нормали и в плоскости ямы: оптическая ориентация вдоль оси роста структуры приводит к появлению компоненты спина в плоскости ямы S_y , рис. 1(б).

Литература

- [1] M. Griesbeck, M.M. Glazov, E. Sherman et al., Phys. Rev. B **85**, 085313 (2012).
 [2] R. Völkl, M. Griesbeck, S.A. Tarasenko et al., Phys. Rev. B **83**, 241306 (2011).

Повышенный интерес к квантовым ямам (110) обусловлен аномально длинными временами спиновой релаксации, достигающими сотен наносекунд и допускающими перенос спина на десятки и сотни микрометров [1, 2]. Такое поведение связано с тем, что спин-орбитальное поле Дрессельхауза направлено вдоль оси роста структуры и само по себе не вызывает релаксации нормальной компоненты спина. Спиновую релаксацию связывают с полем Рашбы, лежащим в плоскости ямы и обусловленным локальной асимметрией структуры.

В данной работе развита теория спиновой релаксации электронов в квантовых ямах (110) с произвольным соотношением между периодом прецессии спинов в эффективном поле и временем релаксации импульса электронов τ . Проанализированы как асимметричные квантовые ямы с однородным полем Рашбы, так и номинально симметричные структуры с пространственно флуктуирующим полем, вызванным доменами или неоднородным распределением легирующих

Неупругий транспорт электронов в магнитном поле через адсорбированную на поверхность магнитную примесь

В.В. Вальков¹, С.В. Аксенов¹, Е.А. Уланов²

¹Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036, Россия

²Сибирский аэрокосмический университет, пр. Красноярский рабочий, 31, Красноярск, 660014, Россия

тел: (391)249-45-06, эл. почта: vvv@iph.krasn.ru

В последнее время активно исследуется спин-зависимый электронный транспорт через магнитные наноструктуры, рассматриваемые как базовые элементы будущих электронных устройств [1]. Экспериментально установлено, что управление магнитным состоянием таких систем может быть осуществлено посредством индуцирования неупругих эффектов, возникающих при пропускании тока через иглу сканирующего микроскопа. Переход в режим неупругого транспорта зависит, в частности, от интенсивности процессов многократного рассеяния на магнитной наноструктуре. Ее характеристики проявляются в энергетическом спектре, зависящим, например, от магнитной анизотропии [2].

В работе в рамках метода неравновесных функций Грина с применением диаграммной техники Келдыша в атомном представлении исследованы транспортные свойства магнитной примеси со спином S , адсорбированной на поверхность, в магнитном поле. Влияние подложки проявлялось, в частности, в наличии у примеси магнитной анизотропии. Возбуждение примеси в процессе транспорта возникало из-за s - f -обменного взаимодействия.

На рисунке представлена зависимость дифференциальной проводимости магнитной примеси от электрического поля смещения. Она характеризуется резонансными пиками, каждый из которых соответствует включению в транспорт перехода между состояниями системы. Реализация режима неупругого транспорта проявляется в возникновении дополнительных вкладов в дифференциальную проводимость от переходов из возбужденных состояний магнитной примеси. Заметим, что учет процессов многократного рассеяния во всех порядках теории возмущений по параметрам туннельной связи позволил, как и в [3], получить для туннельного тока выражение, удовлетворяющее необходимым симметричным требованиям.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные системы», ФЦП (ГК № 16.740.11.0644), РФФИ (гранты № 12-02-31130, № 13-02-00523), а также гранта Президента РФ МК-526.2013.2 и стипендии Президента РФ СП-6361.2013.5.

Литература

- [1] S. Loth, S. Baumann, C.P. Lutz, et al., *Science* **335**, 196 (2012)
- [2] A. Otte, M. Ternes, K. von Bergmann, et al., *Nat. Phys.* **4**, 847 (2008).
- [3] П.И. Арсеев, Н.С. Маслова, *УФН* **180**, 1197 (2010).

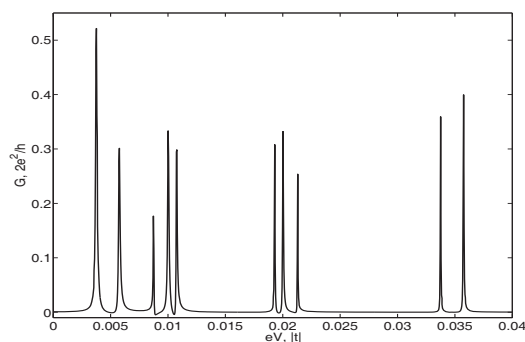


Рис. Дифференциальная проводимость магнитной примеси.

Спиновая динамика высокоподвижного электронного газа в GaAs квантовой яме

А.В. Ларионов

ИФТТ РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432, Россия

тел: (49652)2-10-05, эл. почта: larionov@issp.ac.ru

Исследована когерентная спиновая динамика высокоподвижного двумерного электронного газа в GaAs квантовой яме с помощью магнито-оптического эффекта вращения Керра. Для резонансного фотовозбуждения использовался фемтосекундный титан-сапфировый лазер, перестраиваемый по длине волны, совместно с формирователем длительности импульсов. Образец помещался в оптический криостат с соленоидом до 6 Тл (в геометрии Фарадея и Фойгта) при температуре 1.8 К.

Обнаружено, что время спиновой дефазировки сверхлинейно возрастает с уменьшением плотности квазидвумерных электронов (рис. 1b).

Экспериментально измерены времена релаксации электронов по импульсу и степень анизотропии спиновой релаксации в зависимости от электронной плотности (рис. 1a). Полученные данные позволили вычислить величину спин-орбитального расщепления как функцию плотности квазидвумерных электронов (рис. 1b).

В режиме целочисленного эффекта Холла изучена спиновая дефазировка электронов на нижнем и верхнем спиновых подуровнях полностью заполненного уровня Ландау для факторов заполнения электронов вблизи $\nu = 3$. Обнаружено существенное (более 2 раз) изменение времени спиновой дефазировки электронов на нижнем спиновом подуровне Ландау. Данный факт указывает на существенную роль коллективных явлений в плотном газе квазидвумерных электронов при нечетных факторах заполнения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ.

Литература

- [1] T. Korn, Physics Reports, **494**, pp. 415-445 (2010)
- [2] M. Griesbeck, M.M. Glazov, T. Korn, E.Y. Sherman, D. Waller, C. Reichl, D. Schuh, W. Wegscheider, C. Schueller, Phys. Rev. B, **80**, pp.241314 (2009)
- [3] A.V. Larionov, L.E. Golub, Physical Review B, **78**, 033302 (2008)

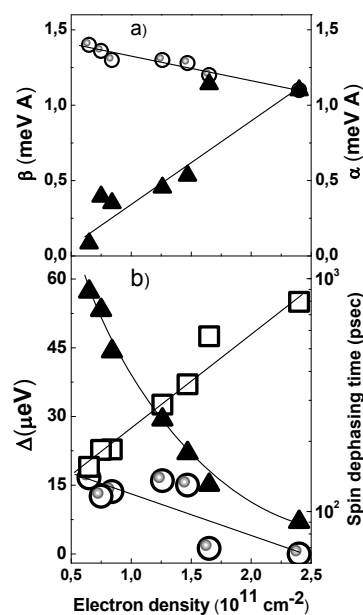


Рис. 1. (a) Экспериментальная зависимость постоянных Дрессельхауза β (круглые символы) и Рашбы α (треугольные символы) от плотности двумерного электронного газа; (b) Экспериментальная зависимость спин-орбитального расщепления вдоль направления [1-10] (круглые символы) и вдоль направления [110] (квадратные символы) от плотности двумерного электронного газа (левая шкала). Время дефазировки в зависимости от плотности электронов показано треугольниками (правая шкала). Сплошные прямые приведены для удобства.

Интерфейсный вклад в спиновое расщепление спектра 2D электронов внецентроинверсных структурах

Ж.А. Девизорова^{1,2}, В.А. Волков^{2,1}

¹Московский физико-технический институт, пер. Институтский, 9, Долгопрудный, 141700, Россия

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова, ул. Моховая, 11, к. 7, Москва, 125009, Россия

тел: +7 (495) 629-33-94, эл. почта: DevizorovaZhanna@gmail.com

Аналитически проанализировано влияние атомарно резкой границы на спиновое расщепление спектра двумерных (2D) электронов в структурах на основе [001] A_3B_5 . Разрыв зон на гетерогранице считается большим, а гетеробарьер — непроницаемым. Однозонный Γ_6 гамильтониан для огибающих функций зоны проводимости дополнен граничным условием (ГУ) общего вида, симметричным по отношению к обращению времени. ГУ получено из требования эрмитовости в полупространстве матричного kp -гамильтониана размера 14×14 , называемым иногда расширенным гамильтонианом Кейна, после чего сделан переход к однозонному пределу. Полученное ГУ учитывает спин-орбитальное взаимодействие с кристаллическим и интерфейсным потенциалами, асимметрию квантовой ямы, нецентросимметричность кристалла и содержит единственную феноменологическую длину R , характеризующую строение интерфейса на атомных масштабах. После приближенного унитарного преобразования к стандартным для высокого барьера нулевым ГУ в модифицированном гамильтониане появляется интерфейсный вклад, из которого с помощью усреднения по быстрому движению вдоль оси размерного квантования получается спиновый 2D гамильтониан. В отсутствие магнитного поля \mathbf{B} гамильтониан имеет вид суммы термов Дрессельхауза и Бычкова-Рашбы, но с перенормированными за счет вклада R константами.

В поле \mathbf{B} , содержащем квантовую компоненту B_z , g -фактор становится анизотропным, недиагональным (в кубических осях) и зависящим от B_z . Его диагональные компоненты зависят от константы Бычкова-Рашбы, а недиагональные — от константы Дрессельхауза. Кроме того, недиагональные компоненты линейно зависят от B_z и номера уровня Ландау N .

В недавних прецизионных измерениях спинового расщепления в GaAs квантовых ямах методом электронного парамагнитного резонанса в режиме квантового эффекта Холла [1] была обнаружена подобная зависимость недиагональных компонент тензора g -фактора B_z и N . Из сравнения развитой теории с измерениями [1] извлечены значения R и объемной константы Дрессельхауза. Показано, что они имеют разумные значения, оправдывающие сделанные в теории приближения.

Литература

[1] Yu.A. Nefyodov, A.V. Shchepetilnikov, I.V. Kukushkin, et al., Phys. Rev. B **83**, 041307 (2011).

Магнитооптические исследования квантовых ям InAs/InGaAs/In(Mn)AlAs

Я.В. Терентьев¹, М.С. Мухин¹, S.N. Danilov², Н. Plank², D. Schuh², D. Weiss²,
U. Wurstbauer³, S.D. Ganichev², М.В. Дурнев¹, С.А. Тарасенко¹, С.В. Иванов¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Terahertz Center, Regensburg University, Universitatstrasse, 31, 93040, Germany

³Walter Schottky Institut, TU Munchen, Coulombwall, 4, 85748, Germany

тел: (812)292-71-24, факс: (812) 297-3620, эл. почта: yakov.terentyev@mail.ioffe.ru

Исследован эффект Зеемана в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) InAs/In_{0.75}Ga_{0.25}As/In_{0.75}Al_{0.25}As методом измерения циркулярно-поляризованных спектров фотолюминесценции (ФЛ) в магнитном поле в геометрии Фарадея. Изучены структуры с разными ширинами КЯ, содержащие и не содержащие ионы Mn. Образцы выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Легирование марганцем осуществлялось за счет эффекта сегрегации Mn из барьера In_{0.75}Al_{0.25}As:Mn в процессе роста.

В немагнитных КЯ контур ФЛ испытывает слабое расщепление на циркулярно-поляризованные компоненты (~ 0.3 мэВ в поле 4Т), при этом степень поляризации излучения достигает 35%. Отсутствие расщепления объясняется близостью g факторов электронов и тяжелых дырок в исследованных структурах, а значительная поляризация люминесценции — различием времен спиновой релаксации электронов и дырок. Исходя из экспериментально измеренной степени поляризации ФЛ оценено отношение времен спиновой релаксации электронов и дырок в КЯ. В легированном Si образце с вырожденным двумерным электронным газом обнаружена сложная многопиковая структура контура ФЛ в магнитном поле, связанная с образованием уровней Ландау. Экспериментально измерена циклотронная масса электрона в яме.

В КЯ с марганцем контур ФЛ имеет два пика, поведение которых в магнитном поле отличается как друг от друга, так и от линии ФЛ из немагнитных образцов. Каждый из пиков, в отличие от контура ФЛ из КЯ без марганца, испытывает сильное (хотя и неодинаковое) расщепление на две циркулярно-поляризованные компоненты при приложении поля. Магнитополевые зависимости расщепления обеих компонент хорошо описываются функцией Бриллюэна, но знаки поляризации и взаимное положение циркулярно-поляризованных компонент противоположны. Предполагается, что линия с меньшей энергией связана с участием в рекомбинации дырки, локализованной на уровне Mn, а вторая – с оптическим переходом свободной дырки. Наблюдаемое в эксперименте поведение ФЛ объясняется в рамках модели обменного взаимодействия носителей заряда с ионами марганца с учетом различия знаков констант обменного взаимодействия электронов и дырок в InAs, а также различия времен их спиновой релаксации.

Когерентная спиновая динамика в гибридных ферромагнитных структурах $\delta\langle\text{Mn}\rangle/\text{GaAs}/\text{InGaAs}$

И.А. Акимов^{2,3}, В.Л. Коренев², С.В. Зайцев¹, В.Ф. Сапега^{2,4}, Д.Р. Яковлев^{2,3},
Ю.А. Данилов⁵, М. Bayer³

¹Институт физики твёрдого тела РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл, Россия

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021 Россия

³Технический университет Дортмунда, Дортмунд, 44227, Германия

⁴Физический факультет СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, Россия

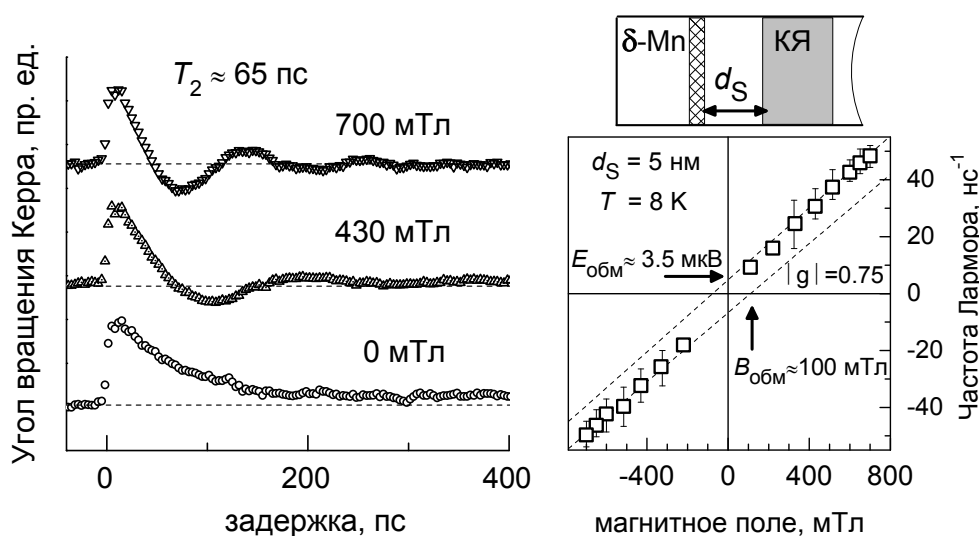
⁵Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского Университета, 603600, Нижний Новгород, Россия

тел: (812)292-73-42, факс: (812)297-10-17, эл. почта: szaitsev@issp.ac.ru

Управление поляризацией света в магнитных наноструктурах — одно из активно развивающихся актуальных направлений. Гетероструктуры с полупроводниковыми ферромагнитными (ФМ) слоями представляют несомненный интерес в связи с уникальным сочетанием их свойств.

Нами детально исследованы когерентная и некогерентная спиновая динамика в ФМ гетероструктурах, содержащих квантовую яму (КЯ) InGaAs/GaAs и туннельно-близкий ФМ тонкий слой GaMnAs в барьере, толщиной вплоть до долей монослоя. Важное преимущество таких структур состоит в разрешении проблемы деградации оптических свойств КЯ путем пространственного разделения с ФМ слоем.

Исследование когерентной спиновой динамики (эффект Керра) показывает наличие встроенных обменных магнитных полей, чрезвычайно малая величина которых $B_{\text{обм}} \sim 100$ мТл приводит к зеемановскому расщеплению $E_{\text{обм}} \sim 2\text{--}4$ микро-эВ, что не позволяет объяснить наблюдаемую в эксперименте значительную величину циркулярной поляризации фотолюминесценции из КЯ.



Эти факты противоречат модели стационарного взаимодействия носителей с ФМ слоем, которая также опровергается обнаруженным нами динамическим характером возникновения циркулярной поляризации фотолюминесценции при импульсном фотовозбуждении [1].

Литература

[1] V.L. Korenev, et al., Nature Communications, **3**, 959 (2012).

ЭПР электронов в структурах с кольцевыми группами GeSi квантовых точек

А.Ф. Зиновьева¹, А.В. Двуреченский¹, В.А. Армбристер¹, Л.В. Кулик²

¹ИФП СО РАН, пр. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090, Россия

²ИХКГ СО РАН, ул. Институтская 3, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)333-26-24, факс: (383)333-24-66, эл. почта: aigul@isp.nsc.ru

Полупроводниковые структуры с квантовыми точками (КТ) являются перспективным объектом для создания логических элементов для квантовых вычислений [1]. Для адресного обращения к отдельному кубиту и проведения двухкубитовых операций необходимо создание и исследование структур с упорядоченным расположением КТ в пространстве. В данной работе методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) были исследованы электронные спиновые состояния, локализованные в структурах с Ge/Si КТ, упорядоченными в кольцевые группы. При создании структур были использованы подложки Si(100) с предварительно созданными на них затравками в виде напряжённых SiGe нанодисков. В процессе молекулярно-лучевой эпитаксии на поверхности таких затравок формировались группы из близкорасположенных КТ в форме вытянутых *hut*-кластеров, ориентированных вдоль кристаллографических направлений $\langle 100 \rangle$. Согласно предварительным теоретическим расчетам электроны должны локализоваться вблизи вершин КТ, образующих кольцо, и при достаточной туннельной связи между КТ могут образовывать распространенное кольцевое состояние.

На рис. 1 представлен спектр ЭПР, полученный от структуры с 10-ю слоями кольцевых групп КТ. Полученный сигнал характеризуется анизотропной шириной ЭПР-линии. В магнитном поле, направленном вдоль оси роста структуры, наблюдается наиболее узкая ЭПР-линия с шириной $\Delta H = 0.19$ Гс, а в перпендикулярном магнитном поле, линия имеет $\Delta H = 0.4$ Гс. Полученная анизотропия свидетельствует о существовании туннельной связи между КТ в кольце и о действующем механизме спиновой релаксации, аналогичном механизму Дьяконова-Переля [2]. Анизотропия g -фактора полученного ЭПР сигнала невелика ($g_{\parallel} = 1.9999$, $g_{\perp} = 1.9996$), что говорит о существовании кольцевого (делокализованного) состояния электрона в группе КТ. Последнее приводит к сужению наблюдаемой ЭПР-линии по сравнению с неупорядоченными массивами КТ.

Работа поддержана РФФИ (гранты 12-02-90036, 12-02-31077), программой ОНИТ РАН (грант № 2.5) и грантом СО РАН № 83.

Литература

[1] D. Loss and D.P. DiVincenzo, Phys. Rev. A **57**, 120 (1998).

[2] М.И. Дьяконов, В.И. Перель, ФТТ, т. **13**, с.3581 (1972).

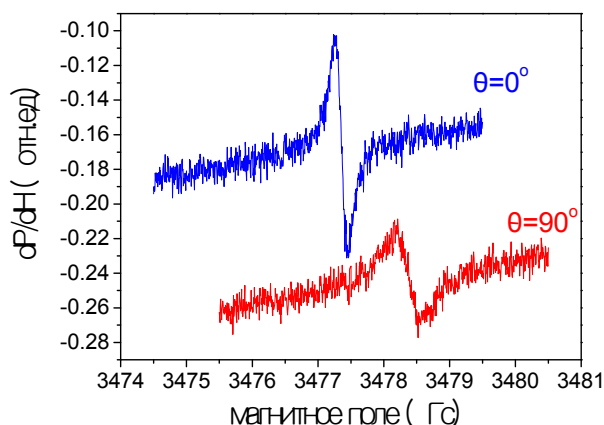


Рис. 1. ЭПР сигналы, полученные от структуры Ge/Si с 10 слоями кольцевых групп КТ при $T = 4.5$ К, для $\theta = 0^\circ$ магнитное поле направлено вдоль оси роста структуры

Ферромагнитные свойства наноструктур на основе гетеросистемы InGaAs/GaAs-дельта<Mn>

М.В. Дорохин^{1,2}, Е.И. Малышева¹, Ю.А. Данилов^{1,2}, О.В. Вихрова¹, И.Л. Калентьева², А.В. Кудрин^{1,2}, А.В. Здоровейщев¹, А.В. Рыков², Б.Н. Звонков¹

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

²Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

тел: (831) 462-31-20, факс: (831) 462-31-36, эл. почта: dorokhin@nifti.unn.ru

Гибридные ферромагнитные полупроводниковые структуры, состоящие из взаимосвязанных наноразмерного полупроводника и ферромагнетика, представляют научный интерес для возможного применения в спинтронике [1]. Взаимодействие носителей в наноразмерных областях с ферромагнетиком приводит к их спиновой поляризации и, как результат, к циркулярной поляризации рекомбинационного излучения. В настоящей работе представлены исследования одного из вариантов таких структур: светодиода с $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ квантовой ямой (КЯ) и близкорасположенным дельта<Mn> слоем. Структуры выращены на подложках n^+ -GaAs комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии и лазерного распыления. Буферный n -GaAs слой, квантовая яма и спейсер GaAs (1–10 нм) выращивались при температуре 600°C. Затем дельта<Mn>-легированный слой и 40 нм покровный GaAs были выращены в том же реакторе при 400°C посредством лазерного распыления Mn и GaAs мишеней. Для изучения магнитотранспортных свойств аналогичные структуры были получены на подложках i -GaAs. Исследовались циркулярная поляризация электролюминесценции (ЭЛ) диодных структур и магнитные свойства посредством измерения аномального эффекта Холла. Были выявлены корреляции между ферромагнитными свойствами системы и наблюдаемой циркулярной поляризацией ЭЛ. Обнаружено, что циркулярно-поляризованное излучение испускается лишь диодами на основе структур, для которых зарегистрирован аномальный эффект Холла. Магнитополевые зависимости степени поляризации ($P_{\text{ЭЛ}}$) и сопротивления Холла подобны (рис. 1), что свидетельствует о влиянии дельта-слоя на спиновую поляризацию носителей в КЯ. Проводится анализ свойств диодов и сопоставление результатов с теоретическими представлениями о взаимодействии носителей в наноразмерной области с ферромагнитным слоем.

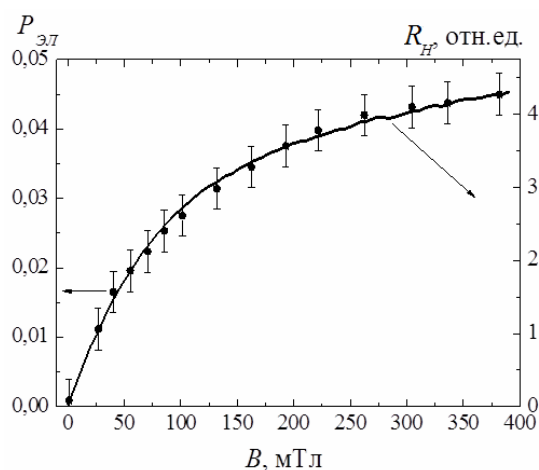


Рис. 1. Магнитополевые зависимости $P_{\text{ЭЛ}}$ (точки) диода и сопротивления Холла (линия) аналогичной структуры.

Были выявлены корреляции между ферромагнитными свойствами системы и наблюдаемой циркулярной поляризацией ЭЛ. Обнаружено, что циркулярно-поляризованное излучение испускается лишь диодами на основе структур, для которых зарегистрирован аномальный эффект Холла. Магнитополевые зависимости степени поляризации ($P_{\text{ЭЛ}}$) и сопротивления Холла подобны (рис. 1), что свидетельствует о влиянии дельта-слоя на спиновую поляризацию носителей в КЯ. Проводится анализ свойств диодов и сопоставление результатов с теоретическими представлениями о взаимодействии носителей в наноразмерной области с ферромагнитным слоем.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 11-02-00645а и 13-07-00982), Минобрнауки

РФ (ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы, грант № 14.В37.21.0346), грантов Президента РФ (МК-5198.2012.2 и МК-2708.2013.2).

Литература

[1] M. Holub, P. Bhattacharya, J.P.D: Appl. Phys, **40**, R179 (2007).

Спиновая динамика электронов и ядер в полупроводниковом микрорезонаторе

Р.В. Чербуни¹, А.В. Михайлов¹, К.В. Кавокин^{1,3}, П.Г. Лагудакис² и А.В. Кавокин^{1,2}

¹Лаборатория оптики спина, Санкт-Петербургский Государственный университет

²Школа физики и астрономии, Саутгемптонский университет, Великобритания

³ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

Электроны и ядра в полупроводниках формируют сильно связанную спиновую систему, демонстрирующую яркие динамические эффекты при накачке циркулярно поляризованным светом [1]. Приведение поляризованных по спину электронов и ядер в контакт с экситонными поляритонами в микрорезонаторе может открыть новые стороны физики поляритонных конденсатов, а также обеспечить перенос углового момента от ядерных спинов к фотонам и обратно для применения в квантовых информационных технологиях.

Мы использовали технику фотоиндуцированного эффекта Керра с различными энергиями фотонов накачивающего и пробного лучей для создания и регистрации спиновой поляризации резидентных электронов в одиночной квантовой яме из GaAs толщиной 20 нм, встроенной в микрорезонатор на базе AlAs/AlGaAs. При накачке в верхний поляритонный резонанс, сформированный в основном тяжелым экситоном, мы наблюдали углы Керровского вращения пробного луча, настроенного в резонанс с нижней поляритонной веткой, вплоть до 45 градусов. Амплитуда сигнала и его зависимость от длины волны пробного луча сильно изменялись с расстройкой оптической моды от экситонного резонанса, обнаруживая вариацию вкладов циркулярного двулучепреломления и дихроизма в усиленный резонатором эффект Керра.

Затухание сигнала было биэкспоненциальным, с временными константами примерно 10 пс и 3 нс, соответствующим излучательному распаду экситонов и спиновой релаксации резидентных электронов, соответственно. Приложение магнитного поля параллельно плоскости структуры приводило к появлению выраженных спиновых биений на Ларморовой частоте электронов в квантовой яме. В наклонных магнитных полях сигналы спиновых биений и резонансного спинового усиления (RSA) испытывали сильное влияние полей Оверхаузера динамически поляризованных ядер решетки (Рис. 1). Времена нарастания и спада ядерной спиновой поляризации зависели от интенсивностей накачивающего и зондирующего лучей, что свидетельствует о нетривиальном воздействии экситонных поляритонов на ядерную спиновую динамику.

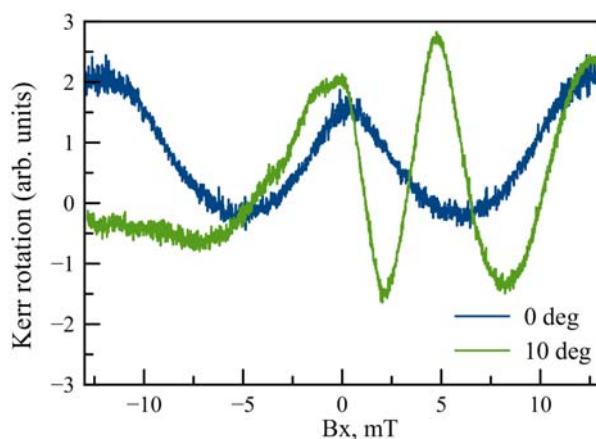


Рис. 1. Резонансное спиновое усиление на частоте повторения лазерных импульсов 80 MHz, измеренное при малой отрицательной задержке пробного импульса относительно накачки, в геометрии Фойхта (0 deg) и в наклонном магнитном поле (10 deg). В наклонном поле ненулевое скалярное произведение среднего спина электронов и магнитного поля приводит к динамической поляризации ядерных спинов. Созданное в результате поле Оверхаузера складывается с внешним полем B_x при положительных B_x и вычитается из него при отрицательных B_x делая кривую RSA сильно асимметричной.

The financial support from the Russian Ministry of Education and Science (contract No.11.G34.31.0067 with SPbSU and leading scientist A.V.Kavokin) is acknowledged.

[1] V.K. Kalevich, K.V. Kavokin, I.A. Merkulov, "Dynamic nuclear polarization and nuclear fields", in Spin physics in semiconductors, ed. by M.I.Dyakonov, Springer 2008, and references therein.

ОДМР в наноструктурах CdMnTe/CdMgTe с тремя квантовыми ямами различной ширины

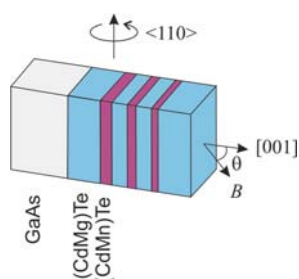
А.С. Гурин¹, Д.О. Толмачев¹, Н.Г. Романов¹, П.Г. Баранов¹, Б.Р. Намозов¹,
Ю.Г. Кусраев¹, G. Karczewski²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул. 29, Санкт-Петербург 194021, Россия

²Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, PL-02608 Warsaw, Poland

тел: (812)292-73-20, факс: (812)297-10-17, эл. почта: daniel.tolmachev@gmail.com

Метод оптического детектирования магнитного резонанса (ОДМР) широко использовался при исследовании разбавленных магнитных полупроводников A_2B_6 и наноструктур на их основе [1], однако лишь в последние годы было начато изучение анизотропии спектров ОДМР [2, 3] в квантовых ямах. В настоящей работе ОДМР применен для выяснения влияния конфайнмента на спектры ОДМР квантовых ямах (CdMn)Te/(CdMg)Te.



Исследовались выращенные методом МБЕ на подложке GaAs структуры с тремя квантовыми ямами (CdMn)Te (1% Mn) шириной 4, 6 и 10 нм, разделенные (CdMg)Te барьером 30 нм. Спектры ОДМР на частотах 35 и 94 ГГц регистрировались по фотолуминесценции образцов при температуре 1.8–2 К. Спектральное разрешение и длина волны выбирались таким образом, чтобы интенсивность люминесценции была пропорциональна сдвигу линий люминесценции при изменении магнитного поля и при магнитном резонансе.

Было обнаружено существенное различие формы и угловых зависимостей спектров ОДМР трех квантовых ям. В спектрах ОДМР квантовых ям 4 нм и 6 нм наблюдались широкие линии, смещающиеся из положения, соответствующего эффективному g -фактору $g > 2$ в высокие поля ($g < 2$) при увеличении угла θ между магнитным полем и осью роста структуры. Аналогичные угловые зависимости наблюдались нами в квантовых ямах, содержащих 2D дырочный газ, и были приписаны обменно-связанным комплексам, образованным ионами марганца и локализованными дырками [3]. В спектрах ОДМР квантовых ям 6 нм такие линии слабее, а в ямах 10 нм они не наблюдаются. В этих ямах присутствуют сигналы ЭПР «изолированных» ионов марганца.

На основании анализа спектров ОДМР можно сделать вывод, что в исследуемой системе имеет место направленное туннелирование электронов от более узких к более широким квантовым ямам, в результате которого в более узких ямах создается избыточная концентрация дырок.

Работа была поддержана Министерством образования и науки России по контрактам № 8017 и 8568, программами РАН «Спиновые явления в твердотельных наноструктурах и спинтроника» и «Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов», а также грантами РФФИ № 12-02-01011, 13-02-00821 и 13-02-00802.

Литература

- [1] V.Yu. Ivanov, M. Godlewski, Appl. Magn. Reson., **39**, 31 (2010).
- [2] P.G. Baranov, N.G. Romanov, D.O. Tolmachev, et al. JETP Lett., **88**, 631 (2008).
- [3] D.O. Tolmachev, A.S. Gurin, N.G. Romanov et al., Pis'ma v ZhETF **96**, 247 (2012)

Контроль времени жизни электронного спина в широких GaAs квантовых ямах с латерально локализирующим потенциалом

А.В. Ларионов

ИФТТ РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432, Россия

тел: (49652)2-10-05, эл. почта: larionov@issp.ac.ru

Исследована когерентная спиновая динамика электронов, латерально локализованных в ансамбле регулярно расположенных потенциальных ям (ПЯ). ПЯ создавались в плоскости 25 и 40 нм GaAs квантовых ям (КЯ) при приложении к КЯ электрического поля в специальной конфигурации с помощью двух электродов. Внутренним электродом служила легированная кремнием 30 нм КЯ, а внешним шоттки-затвором — нанесенный на поверхность гетероструктуры слой золота с отверстиями разного диаметра — от 0.8 до 0.4 мкм на треугольной сетке — мозаичный электрод (рис. 1).

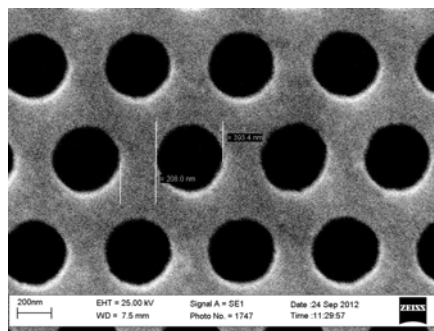


Рис. 1. Снимок участка мозаичного электрода с помощью сканирующего электронного микроскопа. Размер отверстий — 400 нм.

Спиновая динамика электронов изучалась с помощью фото-индуцированного магнито-оптического эффекта Керра. Для фотовозбуждения использовался фемтосекундный титан-сапфировый лазер, перестраиваемый по длине волны, совместно с формирователем длительности импульсов. Образцы помещались в оптический криостат с соленоидом до 6 Тл (геометрия Фойгта) при температуре 2К.

Было обнаружено, что время жизни электронного спина сверхлинейно возрастает с уменьшением отверстий в мозаичном электроде от 16 нсек до 45 нс (рис. 2).

Найдено, что время жизни электронного спина драматически (в несколько раз) падает при увеличении магнитного поля, что обусловлено разбросом g -фактора электронов, вызванным дисперсией размеров отверстий.

Полученные результаты указывают на возникновение 3-мерного латерального конфаимента, размер которого определяется размером отверстий в мозаичном электроде, и который приводит к ослаблению механизма спиновой релаксации Дьяконова-Переля.

Продемонстрировано, что использование мозаичного затвора с отверстиями порядка 400 нм позволяет контролировать время жизни электронного спина на масштабах от нескольких сотен пикосекунд до десятков наносекунд.

Литература

- [1] А.В. Ларионов, А.В. Секретенко, А.И. Ильин, Письма в ЖЭТФ, Т.93, вып. 5, с. 299–304 (2011)
- [2] A.V. Sekretenko, A.V. Larionov, A.I. Il'in, Solid State Comm. **152**, pp. 1893-1895 (2012)

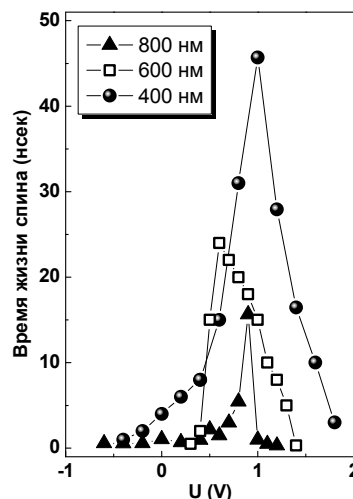


Рис. 2. Время жизни спина для 3-х разных отверстий в мозаичном электроде: 800, 600 и 400 нм, в зависимости от приложенного смещения.

Спиновая динамика в гетеровалентной структуре GaAs/AlGaAs/ZnMnSe/Zn(S)Se с туннельно-тонким барьером

В.Х. Кайбышев, Ф. Лиачи, Г.В. Климко, И.В. Седова, С.В. Сорокин, С.В. Иванов, А.А. Торопов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, С-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)297-71-24, факс: (812)297-10-17, эл. почта: kaibyshev@beam.ioffe.ru

Комбинация специфических свойств полупроводниковых соединений групп A^3B^5 и A^2B^6 в единой гетеровалентной структуре позволяет реализовывать спинтронные приборы с высокой эффективностью спиновой инжекции [1–3]. В таких гетероструктурах электроны, поляризованные по спину в области разбавленного магнитного полупроводника группы A^2B^6 , инжектируются в квантовую яму немагнитного полупроводника группы A^3B^5 , где, при определенных условиях, время жизни неравновесной спиновой поляризации может быть достаточно большим. Приближение квантовой ямы к спиновому инжектору позволяет ускорить транспорт спин-ориентированных носителей и уменьшить потери спиновой поляризации. С другой стороны, уменьшение толщины разделяющего барьера вплоть до туннельно-прозрачной может приводить к взаимному влиянию процессов спиновой динамики в обеих частях такой структуры и, вследствие этого, к возникновению качественно новых характеристик.

В данной работе представлено магнитооптическое исследование процессов спиновой инжекции и релаксации в гетеровалентной структуре с туннельно-тонким барьером между квантовой ямой GaAs/AlGaAs и слоем ZnMnSe спинового инжектора. Анализ процессов спиновой динамики проводился по зависимостям степени циркулярной поляризации низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) квантовой ямы от величины внешнего магнитного поля и энергии кванта циркулярно- или линейно поляризованного лазерного возбуждения. Показано, что процесс оптической ориентации спина электронов при внутреннем возбуждении насыщается в продольном магнитном поле ~ 4.5 Т, что позволяет предположить прецессионный характер механизма спиновой релаксации и сделать вывод о малости в этих условиях потерь спиновой поляризации в процессе релаксации и рекомбинации в квантовой яме. Эффективность спиновой инжекции через гетеровалентный туннельно-тонкий барьер при оптическом возбуждении носителей в области ZnMnSe составила порядка 60–75% в магнитном поле 4.5 Т. Потери спиновой поляризации, предположительно, связаны с рассеянием на неоднородностях гетеровалентного интерфейса. Высокая (до 25%) степень циркулярной поляризации ФЛ квантовой ямы наблюдалась при внутреннем возбуждении, причем степень поляризации пороговым образом увеличивалась при росте энергии линейно-поляризованных возбуждающих фотонов. Такая зависимость может быть объяснена эффективным рассеянием неравновесных электронов с энергией превышающей край зоны проводимости в ZnMnSe в область спинового инжектора, их спиновой поляризацией и обратной инжекцией в немагнитную квантовую яму.

Литература

- [1] R. Fiederling et al., Nature **402**, 787 (1999).
- [2] A.A. Toropov et al., Phys. Rev. B **71**, 195312 (2005).
- [3] F. Liaci et al., Phys. Status Solidi C **9**, 1790 (2012).

Антилокализационная температурная зависимость проводимости в двумерной системе со спин-орбитальным взаимодействием

С.И. Дорожкин, А.А. Капустин, С.С. Мурзин

ИФТТ РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432, Россия

тел: (49652)2-82-61, факс: (49652)2-81-60, эл. почта: dorozh@issp.ac.ru

После создания теории квантовых поправок к проводимости неупорядоченных систем считалось хорошо установленным (см., например, обзор [1]), что антилокализационная (металлическая) температурная зависимость, предсказываемая теорией слабой локализации для двумерных систем со спин-орбитальным взаимодействием, наблюдаться не может по причине доминирования эффектов электрон-электронного взаимодействия, приводящего к уменьшению проводимости при понижении температуры. В дырочных каналах кремниевых полевых транзисторов нами была наблюдаена немонотонная температурная зависимость проводимости в нулевом поле (рис. 1, открытые символы) с минимумом. В исследованной области температур до 0.5 К ниже точки минимума эта зависимость имеет металлический характер. В классически слабых магнитных полях температурная зависимость сопротивления становится диэлектрической (сплошные символы). Основные черты немонотонной температурной зависимости в нулевом поле удается описать (пунктирные кривые) теорией слабой локализации при использовании значений времени спин-орбитальной релаксации τ_{so} и зависящего от температуры T времени сбоя фазы электронной волны, определенных из дополнительных измерений аномального магнетосопротивления. Учет квантовых поправок от электрон-электронного взаимодействия в баллистическом и диффузионном режимах [2] позволяет улучшить согласие между расчетом

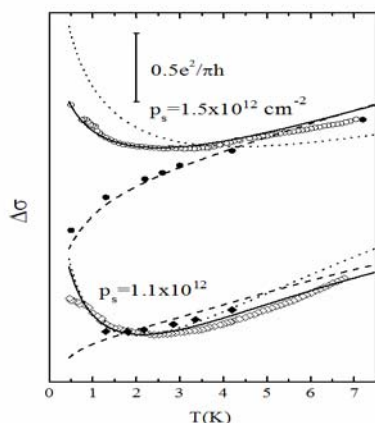


Рис. 1. Зависимость от температуры проводимости p-канала кремниевого полевого транзистора при двух значениях плотности дырок p_s

и экспериментом (сплошные линии для нулевого магнитного поля и штриховые линии для поля 0.4 Тл), но только при условии сохранения триплетного члена, который, согласно теории [1], должен подавляться спин-орбитальным взаимодействием при выполнении условия $T\tau_{so}/\hbar \ll 1$. В нашем эксперименте это условие не выполнялось, что, по видимому, и дало возможность наблюдения антилокализационной температурной зависимости. Представляет интерес продолжение исследований при более низких температурах, где, согласно теоретическим представлениям, проводимость должна пройти через максимум. Работа была поддержана программой ОФН РАН Спиновые явления в твердотельных наноструктурах и спинтроника.

Литература

- [1] B.L. Altshuler and A.G. Aronov, in *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems*, edited by A.L. Efros and M. Pollak North-Holland, Amsterdam, 1985.
 [2] G. Zala, B.N. Narozhny, and I.L. Aleiner, *Phys.Rev. B* **64**, 214204 (2001).

Электронные и спиновые состояния в кремниевых нанокристаллах с мелкими донорами

А.А. Конаков, Н.В. Курова, В.А. Бурдов

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

тел: (831)462-33-04, эл. почта: anton.a.konakov@gmail.com

В последние годы кремний — основной материал микроэлектроники — привлекает внимание исследователей в связи с возможным применением в спинтронике ввиду сравнительно слабого спин-орбитального взаимодействия, больших времен спиновой релаксации и длин спиновой диффузии электронов проводимости в сравнении с типичными прямозонными полупроводниками [1]. Вместе с тем, в соответствии с существующими представлениями [2], понижение размерности системы должно способствовать дальнейшему увеличению времен релаксации спиновых возбуждений. По этой причине представляется интересным исследование спиновой релаксации, например, в упорядоченных массивах кремниевых нанокристаллов. Первым шагом в таких исследованиях, очевидно, могло бы быть определение роли спин-орбитального взаимодействия в формировании электронной структуры кристаллитов. Эта задача решается в данной работе.

В докладе представлены результаты расчетов электронных и спиновых состояний в сферических кремниевых нанокристаллах с диаметрами от 1 до 6 нм, легированных мелкими донорами V группы, выполненных с использованием приближения огибающей функции, а также первопринципных расчетов на основе теории функционала плотности. За счет эффекта квантового конфайнмента, имеющего место в нанокристаллах, междолинное спин-орбитальное взаимодействие, индуцированное короткодействующей частью примесного потенциала, заметным образом усиливается подобно долинно-орбитальному взаимодействию [3]. Это приводит, в частности, к увеличению примерно на порядок спин-орбитального расщепления триплетного состояния электрона, а также к некоторому сдвигу дублетного уровня. Принимая во внимание слабую спин-орбитальную связь зоны проводимости и валентной зоны, а также дальнедействующие составляющие кулоновского потенциала (в том числе поля электростатических изображений), можно рассчитать смешивание состояний с противоположным спином в зоне проводимости в зависимости от размера кристаллита. Выполненный расчет показал, что в нанокристаллах с размерами от 2 до 6 нм оно примерно на 2 порядка возрастает в сравнении с объемным кремнием [4] за счет эффекта размерного квантования и усиливается под действием полей примеси и изображений.

Литература

- [1] R. Jansen, S.P. Dash, S. Sharma, B.C. Min, *Semicond. Sci. Technol.* **27**, 083001 (2012).
- [2] M.W. Wu, J.H. Jiang, M.Q. Weng, *Physics Reports* **493**, 61 (2010).
- [3] V.A. Belyakov, V.A. Burdov, *Phys. Rev. B* **76**, 045335 (2007).
- [4] J.L. Cheng, M.W. Wu, J. Fabian, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 016601 (2010).

Магнитный полярон в нанокристаллах CdSe:Mn

С.В. Зайцев¹, G. Bacher²

¹Институт физики твёрдого тела РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл, Россия

²Werkstoffe der Elektrotechnik, Universitat Duisburg-Essen, Germany

тел: (496)52-219-82, факс: (496)52-281-60, эл. почта: szaitsev@issp.ac.ru

В полупроводниках с магнитными примесями сильное обменное s,p-d взаимодействие носителей с магнитными ионами вызывает ферромагнитное выстраивание последних в области локализации носителя, что приводит к образованию магнитного полярона (МП). Это приводит к понижению энергии экситонного перехода на величину поляронного сдвига E_{MP} , равной энергии связи экситона с атомами магнитной примеси. Энергия E_{MP} в процессе образования МП передается в спиновую систему ионов и в конечном итоге в решетку. Понижение размерности системы вплоть до нулевой в квантовых точках (КТ) приводит к существенному улучшению стабильности МП.

Нами детально исследована динамика фотолюминесценции (ФЛ) в коллоидных КТ (нанокристаллах) CdSe:Mn сферической формы с диаметром $d \sim 5$ нм и содержанием Mn ~ 4 ат.%, выращенных методом кластерного термолиза [1]. Наблюдаются основные признаки формирования МП - фиолетовый сдвиг линии ФЛ с ростом температуры, вплоть до комнатной, отражающий разрушение МП, и красный сдвиг максимума линии излучения во время-разрешенных спектрах ФЛ. Установлено, что полная локализация экситона в нанокристаллах приводит к существенному усилению обменного взаимодействия носителей по сравнению с характерными значениями в эпитаксиальных структурах, что проявляется в существенном усилении E_{MP} до ~ 100 мэВ и внутренних обменных полей $B_{MP} \sim 20$ Тл, как было предсказано в [2]. Установлено, что формирование МП имеет две стадии — быструю и медленную. Быстрое время (~ 600 пс) длиннее характерных значений для эпитаксиальных гетероструктур, что связывается с ослаблением спиновой релаксации в замкнутых нанокристаллах, и удлиняется с ростом температуры. Медленные времена (>2 нс), которые удается наблюдать исключительно в нанокристаллах, связываются с переориентацией сформированного МП в анизотропном потенциале нанокристалла. Изучение МП при резонансном возбуждении дает возможность проверить сильную зависимость энергии связи полярона, близкую к $E_{MP} \sim 1/d^3$.

Литература

[1] R. Beaulac, L. Schneider, P.I. Archer et al., Science **325**, 973 (2009).

[2] D.M. Hoffman, B.K. Meyera, A.I. Ekimov et al., Sol. St. Comm. **114**, 547 (2000).

МПЭ рост и свойства квантовых точек на основе (In,Mn)As полупроводниковых соединений

А.Д. Буравлев¹⁻³, Г.Э. Цырлин¹⁻³, Ю.Б. Самосоненко¹⁻³, А.И. Хребтов²,
В.Н. Неведомский¹, П.Н. Брунков¹, В.Ф. Сапега¹, В.М. Устинов¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Академический университет, ул. Хлопина, 8-3, Санкт-Петербург, 194021, Россия

³Институт аналитического приборостроения РАН, ул. Ивана Черных, 31-33, Санкт-Петербург, 198095, Россия

тел: (812)297-79-48, факс: (812)297-10-17, эл. почта: bour@mail.ioffe.ru

В последнее время особое внимание уделяется так называемым разбавленным магнитным полупроводникам (РМП), поскольку они являются наиболее перспективными материалами для создания новых приборов спинтроники. Однако существует целый ряд проблем связанных не только с их получением, но и с адекватным описанием процессов магнитного упорядочения в подобных соединениях.

Настоящая работа посвящена синтезу и исследованию свойств квантовых точек (КТ) на основе РМП соединений типа (In,Mn)As.

Для роста (In,Mn)As КТ была использована установка молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) ЭП1203 оснащенная молекулярными источниками Mn, In, Al, Ga и As. В качестве подложек были использованы пластины монокристаллического GaAs с кристаллографической ориентацией типа (001) готовые к эпитаксии. Скорость роста по In и Ga устанавливалась на уровне $V_{InAs}=0.1$ (МС)/с и $V_{GaAs}=1$ МС/с, устанавливалась с помощью предварительной калибровки потоков по периоду осцилляций интенсивности зеркального рефлекса картины дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО).

МПЭ синтез (In,Mn)As КТ производился с использованием различных технологических подходов как с помощью стандартных способов формирования КТ, так и оригинальных, основанных на том, что заслонка ячейки Mn открывалась только в определенные промежутки времени, а не в течение всего времени роста КТ.

Проведенные структурные исследования полученных образцов продемонстрировали, что легирование Mn на заключительном этапе роста КТ приводит к образованию дислокаций несоответствия (SF) вдоль плоскостей типа {111}, тогда как при легировании Mn центральной части КТ в образце не наблюдается протяженных дефектов структуры.

При изучении спектров фотолюминесценции образца полученного путем легирования атомами Mn только центральной части КТ была зарегистрирована широкая полоса излучения с максимумом при 1,255 eV. При этом изучение поляризации фотолюминесценции в магнитном поле показало, что наблюдается характерное поведение, которое может быть обусловлено антиферромагнитным взаимодействием между электронами внутренней $3d^5$ оболочки Mn с дырками валентной зоны.

Полученные результаты могут послужить основой для разработки нового метода получения (In,Mn)As СМКТ.

Двухэлектронные центры олова с отрицательной корреляционной энергией в кристаллических и стеклообразных халькогенидных полупроводниках

Г.А. Бордовский, А.В. Марченко, А.В. Николаева, Т.Ю. Рабчанова, П.П. Серегин

Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена,
наб. р. Мойки, дом 49, 191186, Санкт-Петербург, Россия

тел: +7-921-3-100-200, эл. почта: ppseregin@mail.ru

Методом эмиссионной мессбауэровской спектроскопии на изотопах ^{119m}Sn (^{119m}Sn), ^{119}Sb (^{119m}Sn) и ^{119m}Te (^{119m}Sn) идентифицированы двухэлектронные центры олова с отрицательной корреляционной энергией (U-минус центры олова) в кристаллических халькогенидах свинца (PbS, PbSe) и стеклообразных халькогенидах германия ($\text{Ge}_{1-x}\text{S}_x$, $\text{Ge}_{1-x}\text{Se}_x$) и мышьяка ($\text{As}_{1-x}\text{S}_x$, $\text{As}_{1-x}\text{Se}_x$), а также путем измерения температурных зависимостей коэффициента Холла, коэффициента термоэдс и электропроводности, определены энергетические параметры U-минус центров олова (энергии ионизации центров, корреляционная энергия, положение уровня Ферми).

Мессбауэровские спектры примесных атомов олова ^{119m}Sn , образующихся после радиоактивного распада материнских атомов ^{119m}Sn , ^{119}Sb и ^{119m}Te в катионных узлах частично компенсированных дырочных образцов PbS и PbSe, отвечают суперпозиции состояний шестикоординированного двухвалентного Sn_6^{2+} и четырехвалентного Sn_6^{4+} олова, причем соотношение концентраций Sn_6^{2+} и Sn_6^{4+} зависит от степени компенсации, и не обнаружено присутствие состояния трехвалентного олова. Сделан вывод, что олово, находящееся в катионных узлах, образует U-минус центры донорного типа, причем центры Sn_6^{2+} отвечают нейтральному состоянию, а центры Sn_6^{4+} — двукратно ионизованному состоянию донорного центра. Уровни олова (и привязанный к ним уровень Ферми) лежат в нижней половине запрещенной зоны в PbS и на фоне состояний валентной зоны в PbSe.

Мессбауэровские спектры примесных атомов олова ^{119m}Sn , образующихся после радиоактивного распада материнских атомов ^{119m}Sn , ^{119}Sb и ^{119m}Te в узлах германия и мышьяка стекол $\text{Ge}_{1-x}\text{S}_x$, $\text{Ge}_{1-x}\text{Se}_x$, $\text{As}_{1-x}\text{S}_x$ и $\text{As}_{1-x}\text{Se}_x$, отвечают суперпозиции состояний трехкоординированного двухвалентного Sn_3^{2+} и шестикоординированного четырехвалентного Sn_6^{4+} олова, причем концентрация Sn_6^{4+} возрастает с ростом содержания в стекле атомов халькогенов, и не обнаружено присутствие состояния трехвалентного олова. Сделан вывод, что олово, находящееся в узлах германия и мышьяка, образует U-минус центры амфотерного типа, причем центры Sn_6^{2+} отвечают однократно ионизованному состоянию акцепторного центра, а центры Sn_6^{4+} — однократно ионизованному состоянию донорного центра.

Мессбауэровские спектры примесных атомов олова ^{119m}Sn , образующихся после радиоактивного распада материнских атомов ^{119m}Sn , ^{119}Sb и ^{119m}Te в узлах халькогенов кристаллических и стеклообразных полупроводников, отвечают электрически неактивному состоянию олова (его валентность не зависит от степени компенсации кристаллических полупроводников и не зависит от состава стеклообразных полупроводников).

Обсуждаются причины различной природы электрической активности U-минус центров олова в катионных узлах кристаллических и стеклообразных полупроводниках, а также причины электрической неактивности примесных атомов олова в узлах халькогенов.

Структурное совершенство фасетированных монокристаллов SiC

Т.С. Аргунова^{1,2}, М.Ю. Гуткин^{3,4}, J.H. Je², Е.Н. Мохов¹, С.С. Нагалюк¹, А.Д. Роенков¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая, 26, С-Петербург, 194021, Россия

²Pohang University of Sci.&Tech., San 31 Hyoja-dong, Pohang, 790-784, Korea

³ИПМаш РАН, Большой пр., 61, В.О., С-Петербург, 199178, Россия

⁴СПбГПУ, Политехническая, 29, С-Петербург, 195251, Россия

тел.: (812) 515-9238, факс: (812) 297-1017, эл. почта: argunova2002@mail.ru

Карбид кремния (SiC) — это идеальный материал для изготовления мощных преобразователей электрической энергии. Однако качество приборов на его основе сильно зависит от дефектов кристаллической структуры — дислокаций и дислокационных микротрубок (МТ). Монокристаллы SiC обычно выращивают на затравках, ориентированных по базисной плоскости, ограничивая растущий кристалл стенками контейнера. При этом кристалл наследует дефекты затравки, а политипная неустойчивость и флуктуации напряжений провоцируют образование новых дефектов. Однако, если кристалл растет в условиях свободного латерального разращивания от затравки малого размера, его структурное качество становится выше. Разращивание препятствует распространению дефектов из затравки в латеральную часть кристалла, а отсутствие контакта со стенками контейнера устраняет флуктуации напряжений. Такие кристаллы SiC растут за счет формирования секторов роста разных граней (фасеток) и приобретают гексагональный габитус [1]. Кроме перечисленных, есть другой способ роста, когда ориентация затравки не параллельна базисной плоскости, а перпендикулярна ей, и сублимация происходит на «*a*-грани» кристалла. Это позволяет избавиться от МТ и снизить плотность прорастающих дислокаций. Оба способа выращивания SiC имеют один общий недостаток: в процессе роста появляются новые типы дефектов. Чтобы предотвратить размножение дефектов, необходимо использовать высококачественные затравки.

Целью данной работы было изучение дефектов структуры фасетированных кристаллов SiC и изготовление из этих кристаллов затравок для роста SiC на «*a*-грани». Ранее было показано [2], что кристаллы SiC гексагонального габитуса имеют низкую плотность дислокаций и МТ, распределенных преимущественно в секторах роста граней $\{1\bar{1}20\}$, тогда как качество секторов роста граней $\{1100\}$ было значительно выше. В настоящей работе представлены новые результаты о природе и плотности дефектов в фасетированных кристаллах, полученные из анализа рентгеновских дифракционных и фазово-контрастных изображений, измеренных в синхротронном излучении. Описаны дефекты, образовавшиеся в объеме кристалла и не характерные для нормального роста SiC, дано объяснение их происхождения. Предложена модель снижения средней плотности дефектов и формирования качественных секторов роста граней $\{1100\}$. Изготовлены затравки, ориентированные перпендикулярно базису. На «*a*-грани» выращен объемный кристалл SiC и изучена его дефектная структура.

Литература

- [1] E.N. Mokhov *et al.*, Materials Science Forum Vols. **433-6**, 29 (2003).
[2] T.S. Argunova *et al.*, J. Mater. Res. **17**, 2705 (2002).

Доказательство интерфейсной природы D^- комплексов в квантовых ямах

В.Е. Бисти, А.С. Журавлев, Л.В. Кулик

ИФТТ РАН, пр. Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432, Россия

тел: (496)522-82-69, факс: (496)522-81-60, эл. почта: bisti@issp.ac.ru

Теоретически и экспериментально были изучены спектры возбуждений в квазидвумерных электронных системах (квантовых ямах GaAs/AlGaAs высокого качества) в сильном перпендикулярном магнитном поле. Все возбуждения, исследуемые в данной работе, являлись спиновыми возбуждениями, происходящими без изменения уровней Ландау квазидвумерных электронов. Для экспериментального исследования применялся метод неупругого рассеяния света. В спектрах рассеянного света наблюдались две линии. Первая линия хорошо известна, она обусловлена процессами рассеяния с возбуждением спиновых волн (спиновых экситонов). Вторая линия ранее не наблюдалась и была идентифицирована как результат рассеяния с возбуждением D^- комплексов. D^- комплекс состоит из двух электронов в квантовой яме и положительно заряженной примеси. Рассматриваемое возбуждение соответствует перевороту спина одного из электронов, сопровождаемому изменением энергии кулоновского взаимодействия. Энергии синглетных и триплетных состояний комплекса в приближении сильного поля (энергия взаимодействия мала по сравнению с циклотронной, все электроны находятся на нижнем уровне Ландау) были вычислены с учетом зависимости энергии кулоновского взаимодействия от ширины квантовой ямы. Были рассмотрены положения примеси внутри ямы, вне ямы (в барьере) и на интерфейсе (границе яма-барьер).

Результаты демонстрируют смену основного состояния D^- комплекса с триплетного $1T$

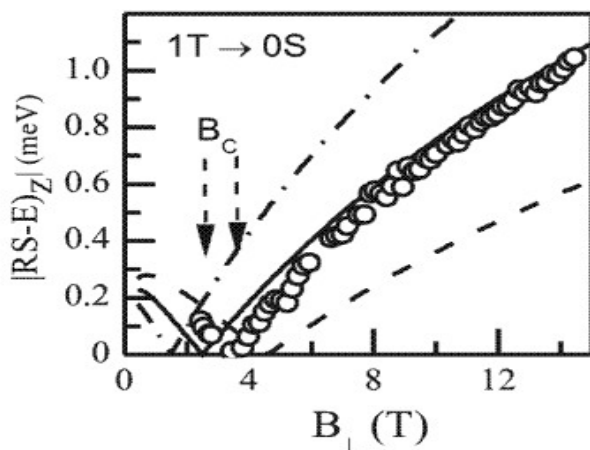


Рис. 1. Теоретические линии (сплошная и прерывистые) и экспериментальные данные (кружки) соответствуют энергиям переходов между $1T$ и $0S$ состояниями D^- комплексов для квантовой ямы шириной 20 нм. Сплошная линия представляет результаты вычислений для интерфейсного D^- комплекса и совпадает с экспериментальными результатами. Штриховая и штрих-пунктирная линии представляют расчеты для заряженных примесей, локализованных на расстоянии 10 нм от границы в яме или в барьере.

на синглетное $0S$ при уменьшении магнитного поля (точка нулевой энергии на рис. 1). Сравнение теоретических результатов для различных положений примеси и данных эксперимента убедительно доказывает, что примеси в таких квантовых ямах локализованы именно на интерфейсе.

Работа поддержана фондом РФФИ.

Влияние примеси олова на оптические и фотоэлектрические свойства тонких наноструктурированных пленок In_2O_3

И.В. Крылов, К.А. Дроздов, А.А. Ирхина, Р.Б. Васильев, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы,
ГСП-1, Москва, 119991, Россия

тел: (495) 939-11-51, факс: (495) 932-88-76, эл. почта: ivan.phys@gmail.com

Полупроводниковые оксиды на основе элементов In, Sn, Zn и их сплавов широко используются в микроэлектронике для создания различного типа сенсоров. Данный класс соединений характеризуется низким удельным сопротивлением и высоким значением подвижности носителей заряда. Наноструктурирование позволяет варьировать энергетический спектр за счет эффекта размерного квантования, а введение примеси — существенно увеличить концентрацию свободных носителей заряда.

В данной работе исследовались оптические и фотоэлектрические свойства осажденных на изолирующие подложки коллоидных нанокристаллов оксида индия $\text{In}_2\text{O}_3(\text{Sn})$. Средний размер частиц составлял 3–6 нм, концентрация примеси олова варьировалась в пределах 0–20 ат. %.

Обнаружено, что с увеличением концентрации олова для всех исследуемых образцов наблюдается смещение края собственного поглощения в коротковолновую область видимой части спектра. Установлено, что введение примеси Sn в In_2O_3 приводит к появлению значительного поглощения в инфракрасной области спектра. Вид полученных спектральных зависимостей поглощения и пропускания в инфракрасной области характерен для локального поверхностного плазмонного резонанса. В соответствии с методикой приведенной в работе [1] была оценена концентрация свободных носителей заряда в $\text{In}_2\text{O}_3(\text{Sn } 10 \text{ ат. \%}) \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Кинетика нарастания и спада фотопроводимости в условиях подсветки светодиодом с длиной волны 440 нм исследована при $T=300\text{K}$. Процессы генерации и рекомбинации неравновесных носителей заряда имеют долговременный характер. Для всех исследованных образцов температурные зависимости проводимости в диапазоне 77–300 К отвечают закону Мотта: $\sigma(T) \propto \exp(T^{-1/4})$, что соответствует прыжковому механизму проводимости для 3D систем.

Совокупность полученных данных показывает, что введение примеси Sn в In_2O_3 приводит к значительному увеличению концентрации свободных носителей заряда. В инфракрасной области спектра значительную роль играет поглощение свободными носителями заряда, наблюдается ярко выраженный плазмонный резонанс. Обсуждаются механизмы, ответственные за появление эффекта.

Литература

- [1] Joseph M. Luther, Prashant K. Jain, Trevor Ewers, Paul Alivisatos. Localized surface Plasmon resonances arising from free carriers in doped quantum dots // Nature materials. 2011, V.10, P.361–366.

Сравнение радиационной стойкости слоев n-4H-SiC, полученных методами CVD- и сублимационной эпитаксии

А.А. Лебедев¹, В.В. Козловский², С.В. Белов¹, Е.В. Богданова¹, С.С. Рыбченко²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Россия

²Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 195251 Санкт-Петербург, Россия

тел: (812)292 71 25, факс: (812) 297-1017, эл. почта: shura.lebe@mail.ioffe.ru

Проведены прямые эксперименты по определению скорости удаления носителей заряда (V_d) при облучении электронами и протонами в n-4H-SiC, выращенном сублимацией и CVD. Величина V_d определялась на основе данных вольфардных характеристик, используя известную формулу

$$V_d = (N_0 - N)/D \quad (1)$$

Где N_0 и N — концентрации носителей до и после облучения, соответственно, D — доза облучения. Полученные результаты представлены в таблице 1

Табл. 1. Скорости удаления носителей в n-4H-SiC при комнатной температуре в зависимости от технологии изготовления образцов и вида облучающих частиц, см^{-1} , и расчётные значения средней энергии атомов отдачи (T_{cp})

Частицы	$V_d, \text{см}^{-1}$		$T_{\text{cp}}, \text{эВ}$
	CVD	SE	с
Электроны 1 МэВ	0,23	0,015	50
Протоны, 8 МэВ	110-130	130	250

Как известно пороговая энергия смещения атомов (T_d) в SiC ~ 25 эВ. Поэтому, электронное облучение создает лишь точечные дефекты — единичные близко расположенные пары вакансия- междоузельный атом (пары Френкеля, ПФ). При облучении SiC протонами по сравнению с электронным облучением, наблюдаются два существенных отличия. Во-первых, за счет большей T_{cp} могут значительно увеличиваться расстояния между образующимися компонентами ПФ. Во-вторых, АО с вышеприведенными энергиями способны вызывать каскады столкновений с образованием «вторичных» ПФ, причем число вторичных ПФ, согласно TRIM, может в несколько раз превышать число первичных ПФ. В результате каскада возникают микрообласти размером 20–30 Å, в которых генерируется до десятка смещений. Высокая концентрация вакансий в них способствует формированию дивакансий и их комплексов с примесными атомами.

В сублимационном материале из-за особенностей технологии его получения создавались благоприятные условия для стока и рекомбинации только точечных дефектов, что приводит к малым значениям V_d при электронном облучении. При протонном облучении вторичные радиационные дефекты более сложные, и как следствие менее подвижны. Поэтому наличие стоков в сублимационном материале сказывается не так заметно.

На основании полученных результатов можно сделать вывод, что особенности сублимационных слоев SiC будут существенно проявляться при гамма облучении ($T_{\text{cp}} \sim 45$ эВ), и, практически, не заметны при нейтронном облучении ($T_{\text{cp}} \sim 40\,000$ эВ).

Универсальная модель деформационной зависимости полной интегральной интенсивности динамической дифракции в кристаллах с дефектами

В.Б. Молодкин, С.М. Бровчук, А.И. Низкова, С.В. Лизунова

Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины, бульв. Акад. Вернадского, 36, Киев, 03680, Украина

тел: +38(044)450-32-42, эл. почта: brovchuksm@gmail.com

Метод неразрушающей диагностики дефектов с помощью деформационных зависимостей (ДЗ) полной интегральной интенсивности динамической дифракции (ПДИД) (R_i) [1] при деформации монокристалла с помощью ультразвуковых колебаний целесообразно применять в области промежуточных толщин монокристалла. Поэтому целью настоящей работы является разработка единой модели ДЗ ПДИД(R_{ib}) для кристаллов любой толщины.

$$R_{ib} = R_c \cdot (1 + 0.7 \cdot B \cdot T + 0.7 \cdot B^2 \cdot T^2) \cdot \exp(-0.09 \cdot B^2 \cdot T^2) \cdot \left(1 + \frac{M_0}{r} \cdot 6.1 \cdot 10^6 + \left|\frac{M_0}{r}\right| \cdot 4.8 \cdot 10^6\right) \cdot \exp\left(-\left|\frac{M_0}{r}\right| \cdot 1.5 \cdot 10^7\right) + \\ + R_d \cdot (1 + 0.22 \cdot B \cdot T + 1.03 \cdot B^2 \cdot T^2) \cdot \exp(-0.2 \cdot B^2 \cdot T^2) \cdot \left(1 + \frac{M_0}{r} \cdot 2.4 \cdot 10^6 + \left|\frac{M_0}{r}\right| \cdot 9.2 \cdot 10^6\right) \cdot \exp\left(-\left|\frac{M_0}{r}\right| \cdot 1.1 \cdot 10^7\right) \quad (1)$$

r — радиус кривизны изгиба кристалла; B, T и M_0 — параметры, описывающие влияние деформации на ИИДД кристалла без дефектов [2]; параметр эффективности деформации $z = z(B, T)$ [3] (см. ниже); R_c и R_d — когерентная и диффузная составляющая ПДИД при отсутствии деформации.

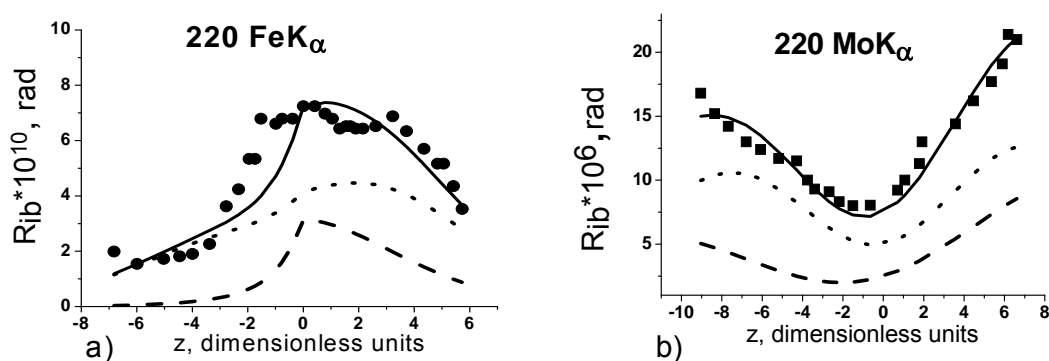


Рис. 1. Деформационные зависимости ПДИД упруго изогнутого монокристалла кремния, содержащего случайно распределенные дефекты (СРД). Сплошные линии — расчет по модели (1), штриховые линии — когерентная составляющая ПДИД, пунктирные линии — диффузная составляющая ПДИД. Маркеры — эксперименты для образцов монокристалла кремния с использованием: а) FeK_{α} — излучения, $R_c = 3.12 \cdot 10^{-10}$, $R_d = 4.12 \cdot 10^{-10}$; б) MoK_{α} — излучения, $R_c = 2.5 \cdot 10^{-6}$, $R_d = 5 \cdot 10^{-6}$ [3,4].

Литература

- [1] А.П. Шпак, В.Б. Молодкин, С.В. Дмитриев и др. Металлофиз. новейшие технол., т. **29**, № 8, с. 1009 (2007).
- [2] П.В. Петрашень, Ф.Н. Чуховский. Кристаллография, т. **21**, с.283(1976)
- [3] L.I. Datsenko, V.I. Khrupa, E.N. Kislovskii. Phys.stat. sol. A. **68**, №2 p.399 (1981)
- [4] Е.Н. Кисловский, Л.И. Даценко, В.Б. Молодкин, Г.В. Гринь, А.И. Низкова. Металлофизика. Т. **12**, № 6 (1990)

Оптические свойства твёрдых растворов CdHgTe, подвергнутых обработке низкоэнергетическими ионами

И.И. Ижнин¹, А.И. Ижнин¹, Г.В. Савицкий¹, Е.И. Фицыч¹, К.Д. Мынбаев², Н.Л. Баженов², А.В. Шилиев², Н.Н. Михайлов³, М.В. Якушев³, В.С. Варавин³, С.А. Дворецкий³

¹НПП «Карат», ул. Стрийская, 202, Львов, 79031, Украина

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, С.-Петербург, 194021, Россия

³ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
тел: (38)322631065, факс: (38)322949735, эл. почта: i.izhnin@carat.electron.ua

Обработка низкоэнергетическими ионами (ОНИ), и, в частности, ионно-лучевое и плазменное травление, в настоящее время являются одними из основных методов формирования электронно-дырочных переходов в технологии фотодиодов на основе CdHgTe, базового материала инфракрасной фотоэлектроники. Изучение свойств подвергнутых ОНИ образцов CdHgTe до настоящего момента сводилось в основном к анализу их электрических параметров. Известно, однако, что ОНИ стимулирует в CdHgTe целый комплекс реакций в дефектно-примесной системе; можно ожидать, что результаты этих реакций будут сказываться и на оптических свойствах материала. До недавнего времени в литературе имелись лишь сообщения о наблюдении коротковолнового сдвига максимумов спектров фотолуминесценции (ФЛ) и фото-ответа сформированных при помощи ОНИ фотодиодных структур [1, 2], вызванного увеличением концентрации носителей после обработки.

В представляемом докладе будут приведены результаты всесторонних исследований влияния ОНИ на оптические свойства CdHgTe, включая ФЛ и фотопроводимость. Исследования были проведены на образцах, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках (310) GaAs и Si. Полученные результаты показали, что коротковолновый сдвиг максимума спектра ФЛ КРТ после ОНИ действительно вызван увеличением концентрации носителей и, как следствие, эффектом Бурштейна-Мосса. Однако это увеличение оказывается вызвано не накоплением в материале генерируемых в ходе ОНИ атомов междоузельной ртути (доноров в CdHgTe), а реакциями формирования донорных центров с участием этих атомов и различных видов дефектов, характерных для материала. Результаты подобных реакций в явном виде сказываются на форме спектров ФЛ, что проявляется, например, в исчезновении части линий, связанных с переходами на акцепторные состояния. По мере распада донорных центров концентрация электронов снижается, и сдвиг максимума спектра ФЛ исчезает, но форма спектра уже не меняется. Такое поведение спектров ФЛ после обработки подтверждает специфичный характер реакций в дефектно-примесной системе КРТ, происходящих под действием низкоэнергетических ионов или плазмы, и может быть использовано для диагностики дефектной структуры исходного материала аналогично тому, как это уже делается с помощью измерений электрических свойств прошедших обработку структур.

Литература

- [1] X. Zha, J. Shao, J. Jiang, W.Y. Yang. Appl. Phys. Lett. **90**, 201112 (2007).
- [2] М. Pociask, I.I. Izhnin, A.I. Izhnin, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov, Yu.G. Sidorov, V.S. Varavin, K.D. Mynbaev. Semicond. Sci. Technol. **24**, 025031 (2009).

Электронная структура кислородных вакансий в оксиде титана

Т.В. Перевалов¹, В.А. Гриценко¹, А.А. Сараев², В.В. Каичев²

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, пр. Ак.Лаврентьева 13, Новосибирск 630090, Россия

²Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева 5, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)330-88-91, эл. почта: timson@isp.nsc.ru

Оксид титана (TiO_2) является перспективным широкозонным полупроводником с широким спектром технологических применений. В настоящее время TiO_2 интенсивно изучается как материал для устройств энергонезависимой памяти, основанной на резистивном переключении [1]. Механизм резистивного переключения не изучен, однако существующие модели основаны на активной роли кислородных вакансий. Изучение электронной структуры TiO_2 с кислородными вакансиями является актуальной задачей.

В работе проводится как экспериментальное исследование методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), так и теоретическое моделирование из первых принципов электронной структуры TiO_2 в структуре анатаза. Экспериментальные спектры получаются с использованием характеристического излучения $\text{AlK}\alpha$ (1486.74 эВ) на спектрометре SPECS. Для создания собственных дефектов в TiO_2 осуществляется травление ионами Ag^+ с энергией 2.4 эВ. Моделирование проводится в рамках теории функционала плотности с гибридными функционалами B3LYB, дающими экспериментальное

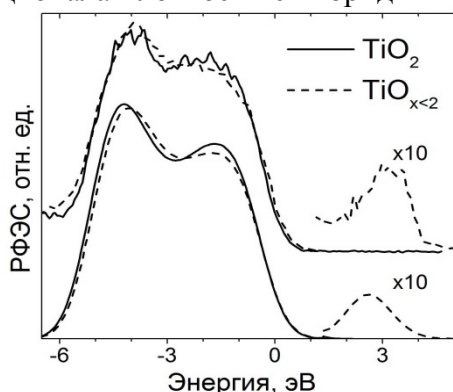


Рис.1 Экспериментальные (верхние кривые) и расчетные (нижние кривые) РФЭС спектры валентной зоны TiO_2 (сплошные кривые), а также оксида титана, бомбленного ионами Ag^+ , и с кислородными вакансиями (штриховые кривые). Нулевая энергия соответствует положения верха валентной зоны.

ловушкой.

Работа поддержана грантом РФФИ № 12-08-31084-mol_a.

Литература

[1] D.-H. Kwon, K.M. Kim, J.H. Janget.al, Nat. Nanonetch. **5**, 148 (2010).

значение ширины запрещенной зоны TiO_2 (3.2 эВ). Кислородные вакансии моделируются в 48 атомной суперячейке TiO_2 .

Из рисунка 1 можно увидеть, что травление ионами Ag^+ приводит к уменьшению интенсивности отклика в области меньших энергий, а также к формированию широкого пика в запрещенной зоне, на 3 эВ выше потолка валентной зоны. Расчетные спектры очень хорошо согласуются с экспериментальными и демонстрируют аналогичное поведение в результате формирования кислородной вакансии. Таким образом, можно однозначно заключить, что травление ионами Ag^+ приводит к формированию в запрещенной зоне оксида титана кислородных вакансий.

Проведено моделирование оптических спектров поглощения TiO_2 с кислородными вакансиями, а также электронной структуры TiO_2 с кислородными поливакансиями. Установлено, что вакансия кислорода в TiO_2 является электронной и дырочной

О статистически распределенных неоднородностях в полупроводниках по данным о поперечном магнетосопротивлении при атмосферном и всестороннем давлениях в узкозонных полупроводниках n-типа InSb, InAs и CdSnAs₂

М.М. Гаджиалиев, М.И. Даунов, **И.К. Камиллов**, А.М. Мусаев

Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН,
ул. М.Ярагского, 94, Махачкала, 367003, Россия

тел: 8(722)62-45-92, факс: 8(722)62-45-92, эл. почта: akhmed-musaev@andex.ru

Экспериментальные исследования поперечного магнетосопротивления от всестороннего давления $\Delta\rho/\rho_0(P)$ открывают новые возможности для изучения влияния статистически распределенных неоднородностей на процессы проводимости в полупроводниках.

На серии объемных, макроскопически однородных кристаллов n-InSb, n-InAs и n-CdSnAs₂ с концентрацией электронов 10^{17} – 10^{18} см⁻³ при 76 К и 300 К измерены $\Delta\rho/\rho_0(P, H)$ и $R_H(P, H)$, где R_H — коэффициент Холла, H — напряженность магнитного поля. С целью исключения побочных факторов особое внимание уделено методике измерения, геометрии образца, состоянию поверхности, отсутствию градиентов концентрации и проводимости вдоль и поперек образцов.

Обнаружено, что в исследованных полупроводниках R_H не зависит от давления до $P=15$ кбар и напряженности магнитного поля до $H=35$ кЭ, $\Delta\rho/\rho_0$ -квадратично по полю в слабых полях и пропорционально полю в классически сильных полях [$\Delta\rho/\rho_0 = Av^2(1 + Bv^2) \cdot (1 + Cv^3)^{-1}$], где $v = R \cdot \sigma_0 \cdot H$; A, B, C — константы. Поперечное магнетосопротивление не зависит от всестороннего давления при фиксированном v . Для кристалла n-InSb с $n=10^{18}$ см⁻³, $v=2.5$ коэффициенты $A=4.6 \cdot 10^{-3}$, $B=0.1$, $C=0.26$ и при $H \rightarrow \infty$ $\Delta\rho/\rho_0 \rightarrow 1.8 \cdot 10^{-3} v$.

Экспериментально наблюдаемая зависимость $\Delta\rho/\rho_0(H)$ в классически сильных магнитных полях противоречит теории, предсказывающей насыщение, и обусловлена наличием статистически распределенными неоднородностями [1, 2]. Отметим, что магнетотермоэдс в отличие от магнетосопротивления в полупроводниках с характеристиками аналогичными n-InSb, n-InAs и n-CdSnAs₂ со статистически распределенными неоднородностями насыщается в классически сильном поле согласно теории [1]. Согласно [2] это обусловлено стремлением к нулю поперечного поля Нернста-Эттингсгаузена с ростом напряженности магнитного поля. Поэтому присутствие этих неоднородностей на магнетотермоэдс практически не сказывается.

Литература

- [1] О. Маделунг, Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. Мир, М. 1967.
- [2] С. Herring, J. Appl. Phys., **31**, 107 (1960).

Резонансная температурная зависимость коэффициента поглощения ультразвука электронами гибридизированных состояний примесей кобальта в селениде ртути

В.В. Гудков², И.В. Жевстовских¹, В.И. Окулов¹, В.Ю. Маякин², М.Н. Сарычев²

¹Институт физики металлов УрО РАН, ул. С.Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия

²Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия

тел: (343)374-02-30, факс: (343)374-52-44, эл. почта: zhevstovskikh@imp.uran.ru

Явление гибридизации электронных состояний примесей переходных d-элементов в полосе проводимости полупроводникового кристалла [1] находит всё более широкий круг экспериментальных подтверждений. В настоящем докладе приведены результаты экспериментов по температурной зависимости коэффициента поглощения ультразвука в кристаллах селенида ртути с примесями кобальта малой концентрации, в которых обнаружена резонансная аномалия в интервале температур, отвечающем уже известным проявлениям гибридизированных состояний [2]. Как и обнаружение аналогичной аномалии в кристаллах с примесями железа [3], этот результат имеет важное значение для описания

явления гибридизации. Эксперимент был выполнен на монокристаллах HgSe:Co с $n_{Co}=5 \times 10^{18}$, 10^{19} и 5×10^{20} см⁻³ и чистом HgSe. Измерения проводились на частоте 52 МГц на всех нормальных модах, распространяющихся в направлении [110]. В кристаллах с примесями вблизи 10–15 К был обнаружен минимум поглощения медленной поперечной моды, скорость которой определяется модулем $(C_{11}-C_{12})/2$. В чистом HgSe монотонный температурный рост коэффициента поглощения для всех мод обусловлен взаимодействием ультразвука с фононами. Теоретическое описание примесной аномалии развито на основе подхода, изложенного в работе [3].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№ 12-02-00530) и программы ОФН РАН (№ 12-Т-2-1016).

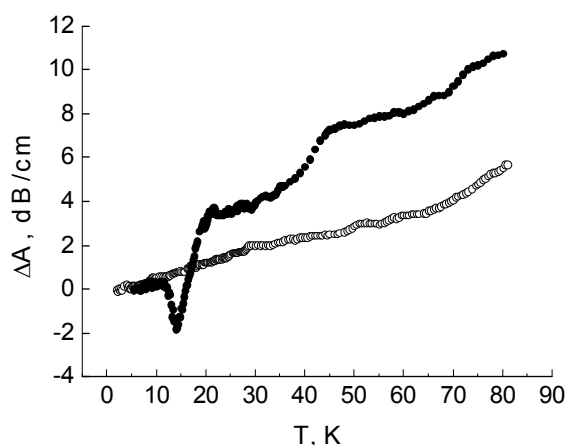


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента поглощения медленной поперечной моды для HgSeCo ($n_{Co}=10^{19}$ см⁻³, темные кружки) и HgSe (светлые кружки)

Литература

- [1] В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова, В.В. Гудков и др., ФНТ 33, 282 (2007).
- [2] В.И. Окулов, Г.А. Альшанский, Т.Е. Говоркова, и др. ФММ, 113, 347 (2012).
- [2] В.В. Гудков, Т.Е. Говоркова, И.В. Жевстовских, и др. ФТТ 49, 1971, (2007).

Локальные неоднородности и тенденции к упорядочениям в кристаллической структуре объёмных кристаллов разбавленных магнитных полупроводников $Zn_{1-x}Cr_xSe$ ($0 \leq x \leq 0.045$)

Т.П. Суркова, В.И. Максимов, С.Ф. Дубинин

Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия

тел: (343)374-43-83, факс: (343)374-52-44, эл. почта: Tatiana.Surkova@imp.uran.ru

В представляемой работе методами дифракции тепловых нейтронов и магнитометрии исследован характер особенностей кристаллической структуры и магнетизма массивных монокристаллов $Zn_{1-x}Cr_xSe$ ($0 \leq x \leq 0.045$) в модификации сфалерита, выращенных из газобразной фазы. Обнаружено, что дифракционные картины легированных кристаллов содержат эффекты ядерного диффузного рассеяния, обусловленные локальными статическими смещениями атомов, которые связываются с формированием в гранцентрированной кубической решетке неоднородных областей, индуцируемых янтеллеровскими ионами хрома. При малых концентрациях примеси ($x \sim 0.001 \div 0.01$) локальные нанонеоднородности разрастаются с понижением температуры, демонстрируя более выраженный тетрагональный характер искажения элементарной ячейки. Для кристаллов с более высоким содержанием хрома получены данные (рис.1), указывающие на тенденцию к формированию длинноволновых модулированных сверхструктур, в основе которой могут лежать эффекты самоорганизации кристаллической решётки. Результаты магнитных измерений легированных кристаллов свидетельствуют о наличии в них слабых антиферромагнитных корреляций, являющихся, по-нашему мнению, следствием появления в них структурных неоднородностей, индуцированных ионами хрома [1].

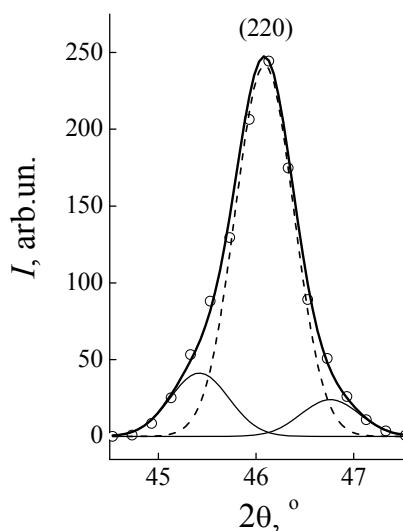


Рис. 1. Профильный анализ брэгговского рефлекса (220) на картинах нейтронной дифракции кристалла $Zn_{1-x}Cr_xSe$ ($x = 0.045$), измеренных в продольном направлении при температуре 300К.

Результаты магнитных измерений легированных кристаллов свидетельствуют о наличии в них слабых антиферромагнитных корреляций, являющихся, по-нашему мнению, следствием появления в них структурных неоднородностей, индуцированных ионами хрома [1].

Работа выполнена по плану РАН (тема № 01.2.006 13394, шифр «Импульс»), при частичной поддержке Госконтракта Минобрнауки № 14.518.11.7020, программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Спиновые явления в твердотельных наноструктурах и спинтроника» (проект № 12-Т-2-1016 «Эффекты спиновой поляризации и гибридизации электронных состояний в полупроводниковых системах с переходными элементами»)

Литература

[1] В.И. Максимов, С.Ф. Дубинин, Т.П. Суркова, А.В. Королев. ФТТ, 2013 (в печати).

Оптическое излучение из квантоворазмерных кремниевых p^+ - n гетеропереходов

Н.Т. Баграев¹, Л.Е. Клячкин¹, **Р.В. Кузьмин¹**, А.М. Маляренко¹, В.А. Машков²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²ФГБОУ ВПО «СПбГПУ», ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

тел: (812) 292 7315, факс: (812) 297-1017, эл. почта: roman.kuzmin@mail.ioffe.ru

В настоящее время кажется очевидным, что для получения эффективного источника излучения на основе кремния, структура последнего должна быть модифицирована [1]. Это может быть достигнуто различными способами, одними из которых являются пространственное ограничение носителей заряда и высокая степень легирования. В представляемых здесь исследованиях они объединяются в квантоворазмерных кремниевых p^+ - n гетеропереходах, которые представляют собой сильно легированный бором наноструктурированный слой кремния на поверхности n -Si (100). Подобные гетеропереходы, p^+ -наноструктурированный Si/ n -Si (100), получаются в рамках планарной кремниевой технологии в результате предварительного окисления поверхности кремния (100) n -типа проводимости и последующей кратковременной диффузии бора [2]. Важно, что концентрация вводимого при этом бора достигает очень высокой величины, равной по данным ВИМС $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Причём большинство мелких акцепторов бора не проявляют электрической активности, а формируют упорядоченную систему тригональных дипольных центров, $B^+ - B^-$, с отрицательной корреляционной энергией, возникающих вследствие реакции реконструкции мелких акцепторов, $2B^0 \rightarrow B^+ + B^-$ [2].

Прямое смещение, прикладываемое к квантоворазмерным кремниевым p^+ - n гетеропереходам, приводит к возникновению излучения видимого диапазона, воспринимаемого невооружённым глазом как белый свет. Появление данного излучения связано с прямыми межзонными переходами в низкоразмерных объектах диаметром около 2 нм, что было показано на основании изучения спектров электролюминесценции (ЭЛ) и отражения, кинетики затухания ЭЛ, данных сканирующей туннельной микроскопии.

Было обнаружено также, что область гетерограницы квантоворазмерных кремниевых p^+ - n гетеропереходов является источником интенсивной линейно поляризованной электролюминесценции в ближнем инфракрасном диапазоне длин волн. Её интенсивность, степень линейной поляризации и спектральная форма линии излучения были исследованы в зависимости от температуры, величины прямого тока и латерального напряжения, прикладываемого в плоскости p^+ - n гетероперехода. Полученные результаты анализируются с учётом данных большого количества других экспериментальных методик таких, как сканирующая туннельная спектроскопия, ЭПР, измерения статической магнитной восприимчивости и квантованной проводимости. Вся совокупность экспериментальных данных позволяет утверждать, что в формировании инфракрасного излучения квантоворазмерных кремниевых p^+ - n гетеропереходов активное участие принимают тригональные дипольные центры бора.

Литература

[1] J.M. Shainline and J. Xu, Laser & Photon. Rev. **1**, 334 (2007).

[2] N.T. Bagraev et al, Journal of Modern Physics **2**, 256 (2011).

Электронная структура катионных вакансий и примеси сурьмы в GeS и SnS по данным квантово-химических расчетов и экспериментов по фотопроводимости

Д.И. Блецкан, М.М. Блецкан, В.Н. Кабаций

Ужгородский национальный университет, ул. Волошина, 54, Ужгород, 88000, Украина

тел: +38(03122)3-73-67, эл. почта: crystal_lab457@yahoo.com

Повышенный интерес к слоистым кристаллам GeS и SnS обусловлен открывающимися возможностями использования их в устройствах электрической памяти, в качестве сред для записи голограмм, создания солнечных ячеек и барьеров Шоттки. Сдерживающим фактором более широкого применения данных кристаллов в современной фотонике является большая концентрация собственных точечных дефектов — катионных вакансий, появлению которых благоприятно способствует односторонняя область гомогенности. Являясь заряженными, собственные дефекты формируют *p*-тип проводимости и большую концентрацию (10^{17} – 10^{18} см⁻³) дырок, что делает эти кристаллы низкоомными и слабо фоточувствительными. Регулирование собственных точечных дефектов путем легирования донорными примесями Sb и Bi представляется эффективным способом управления физическими свойствами слоистых кристаллов GeS и SnS.

В настоящей работе приводятся результаты исследования влияния собственных и примесных точечных дефектов на электронную структуру, электрические и фотоэлектрические свойства GeS и SnS. Электронная структура GeS (SnS) с собственными (катионные вакансии) и примесными (примесь замещения Sb→Ge, Sn) точечными дефектами рассчитана в приближении суперячейки 2×2×1 методом функционала электронной плотности.

Изучение электронных состояний изолированных катионных вакансий в GeS (SnS) показало, что состояния вакансии (в основном *s*-симметрии серы) располагаются вблизи верха полосы 3*s*-состояний S, между S 3*s*- и Ge 4*s* (Sn 5*s*) + S 3*p*-подобными зонами, а их генезис обусловлен перестройкой электронных состояний матрицы, определяющую роль в которой играют волновые функции ближних к вакансии атомов германия (олова). Кроме того, в зонном спектре нестехиометрического GeS (SnS) выше верха валентной зоны появляется акцепторный уровень, природа которого связана с S 3*p*-состояниями с вкладом Ge 4*s*- и 4*p*- (Sn 5*s*- и 5*p*-) состояний.

В случае введения примесных атомов Sb, их воздействие на энергетический спектр носителей тока существенно зависит от характера вхождения в кристаллическую решетку GeS (SnS). Рассмотрены два возможных варианта вхождения примесных атомов в кристаллическую матрицу: катионное замещение (Sb→Ge, Sn) при малых концентрациях примеси и Sb_{Ge} (Sb_{Sn}) + Sb в межслоевом пространстве при больших концентрациях. При малых концентрациях примеси (≥ 0.1 ат. %) в энергетическом спектре кристаллов GeS:Sb (SnS:Sb) вблизи дна зоны проводимости появляется донорный уровень, играющий роль «очувствляющих» *r*-центров рекомбинации. С наличием этого донорного уровня связано уменьшение темновой проводимости, повышение фоточувствительности и появление примесной полосы в спектрах фотопроводимости. Дальнейшее повышение концентрации примеси Sb сопровождается появлением в запрещенной зоне кристаллов GeS (SnS) примесной донорной зоны. При этом степень напряжения кристаллической решетки возрастает, что приводит к примесному разупорядочению спектров фотопроводимости и появлению фотоэдс.

Электронные явления в сплавах системы Sn–Tb–Se

Т.А. Джафаров, М.И. Мургузов, Дж.И. Гусейнов, О.М. Гасанов

Азербайджанского государственного педагогического университета, ул.У.Гаджбекова 34, г. Баку, Az1000. Азербайджан

эл. почта: tapd75@mail.ru

Влияние облучения на твердые растворы с участием РЗЭ и, в частности, селенида олова, легированного *Tb*, мало изучено. Исследованы монокристаллы твердых растворов $Tb_xSn_{1-x}Se$ полученные методом направленной кристаллизации и влияние γ -излучения на их проводимость.

В соединении *SnSe* атомы *Sn* ведут себя как двух валентные. Атомы РЗЭ имеют стабильную электронную конфигурацию $4f$ - орбитали ($4f^0, 4f^7, 4f^{14}$), а так же $4f$ -орбиталь не участвует непосредственно в химической связи. Участие в химической связи осуществляется в результате $f \rightarrow d$ перехода в форме $4f^n \rightarrow 4f^{n-1}5d^1$ и электроны ($d+s$) определяют их валентность [1]. В изолированном состоянии атомы *Tb* имеют два вида электронного спектра: $4f^85d^16s^2$ и $4f^95d^06s^2$. При переходе атома *Tb* в конденсированное состояние наблюдается переменная валентность (3 или 4).

Однако при частичном замещении атомов *Sn* атомами *Tb* частично усиливает гибридизацию, внедряясь в *p*-орбиталь атома *Sn* (для *sp*-элементов характерно свойство гибридизации). За счет ковалентной составляющей ионно-ковалентная связь усиливается, и электроны переходят на локальные уровни. Это служит причиной, как изменения типа проводимости ($p \rightarrow n$), так и уменьшения концентрации носителей заряда. При переходе от соединения *SnSe* с участием *Tb* в сплавах $Sn_{1-x}Tb_xSe$ ($x=0,01;0,05$) в результате наших исследований наблюдается изменение типа проводимости, уменьшение концентрации носителей заряда и ширины запрещенной зоны, показанные в таблице [2].

Таблица. Кинетических параметров сплавов $Sn_{1-x}Tb_xSe$ при температуре $T=300K$.

Состав	$R, \text{Cm}^3/\text{Kл}$	$P(n), 10^{16} \text{cm}^{-3}$	$\sigma \text{Om}^{-1} \text{cm}^{-1}$	$\mu \text{cm}^2/\text{B}\cdot\text{c}$	$\alpha \text{мкВ/К}$	$\chi, 10^{-3} \text{Bm}/\text{cm}\cdot\text{c}$
<i>SnSe</i>	+8,6	72	18	156	+420	20
$Sn_{0,99}Tb_{0,01}Se$	- 75	8,3	0,0063	6,5	-242	17,5
$Sn_{0,95}Tb_{0,05}Se$	- 41,6	15	0,047	2,96	-210	14,5

При облучении кристаллов $Sn_{1-x}Tb_xSe$ ($x=0,01;0,05$) γ -лучами дозой 6,5 Мрад происходят одновременно два процесса. С одной стороны в кристалле увеличивается концентрация точечных дефектов Френкеля, а с другой стороны упрощается $f \rightarrow d$ переход под действием γ -излучения. Другими словами увеличивается вероятность 3 или 4 валентности и уменьшается концентрация носителей заряда в сплаве, то есть локализация на sp^3 увеличивается. Статистический вес конфигурации $4f^7$ в результате $f \rightarrow d$ перехода увеличивается.

Под влиянием γ -излучения, в кристалле $Sn_{1-x}Tb_xSe$ обладающая *n*-типа проводимости, возникают акцепторного типа радиационные дефекты компенсирующие центры донорных примесей. С увеличением температуры коэффициент Холла в кристалле $Sn_{1-x}Tb_xSe$ ($x=0,01;0,05$) резко уменьшается, а концентрация носителей заряда резко увеличивается. Это означает, что при высоких температурах (больших энергиях) роль γ -излучения устраняет [2].

Литература

- [1] Г.Б. Самсонов, И.Ф. Прядко, Л.Ф. Прядко, Конфигурационная модель вещества, под редакцией Г.Б. Самсонова, Наука думка, Киев 1975.
- [2] Дж.И. Гусейнов, Т.А. Джафаров, ФТП **46**, 447(2012).

Влияние термоциклирования на процесс низкотемпературной активации в гетероэпитаксиальных структурах $Cd_xHg_{1-x}Te$ имплантированных атомов бора и азота

А.В. Войцеховский¹, Н.Х. Талипов²

¹Томский государственный университет, ул. Ленина, 36, Томск, 634050, Россия

²Военная академия РВСН им. Петра Великого, Китайгородский проезд, 9/5 Москва, 103074, Россия

тел: (382)-2412772, эл. почта: vav@elefot.tsu.ru, niyazt@yandex.ru

Имплантация ионов V^+ без последующего активационного отжига широко применяется для формирования n -р-переходов за счет генерации радиационных донорных дефектов в $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) p -типа. Для создания n -р переходов в КРТ n -типа используется имплантация ионов As^+ , однако для активации мышьяка требуются высокие температуры при отжигах в парах ртути. В работе исследовались процессы низкотемпературной активации имплантированных атомов бора и азота в гетероэпитаксиальных слоях МЛЭ КРТ (ГЭС КРТ МЛЭ).

Структуры ГЭС КРТ МЛЭ p - и n -типа имели состав в рабочем слое $x=0,205-0,225$, на поверхности $x=0,3-0,4$. В образцах p -типа концентрация дырок $p=(6-9)\cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и подвижность $\mu_p=500-600 \text{ см}^2\cdot\text{В}^{-1}\cdot\text{с}^{-1}$, а образцы n -типа имели концентрацию электронов $n=(1,6-1,9)\cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $\mu_n=(0,9-1,1)\cdot 10^5 \text{ см}^2\cdot\text{В}^{-1}\cdot\text{с}^{-1}$. Ионы V^+ и N^+ имплантировались с энергией 175–300 кэВ и дозой $1,5\cdot 10^{13}-3\cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ сквозь анодный окисел (АО) толщиной 100 нм. Отжиг под АО проходил в две стадии — сначала при $T=250^\circ\text{C}$ в течение 2 ч и затем при $T=200^\circ\text{C}$ в течение 22 ч. Холловские измерения методом Ван-дер-Пау проводились при $T=77 \text{ K}$ в процессе термоциклирования образцов в интервале температур 77–300 К.

В имплантированном ионами N^+ ГЭС КРТ МЛЭ n -типа формируется слой p -типа. Эффективность активации бора с ростом дозы от $1,5\cdot 10^{13}$ до $3\cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ уменьшается с 55 до 4 %. Впервые установлено, что эффективность электрической активации атомов бора и азота в ГЭС КРТ МЛЭ существенно увеличивается при термоциклировании. Для бора эффективность активации в процессе термоциклирования повышается на 15–37 %, а эффективность активации азота увеличивается в 2–4 раза (рис. 1а,б).

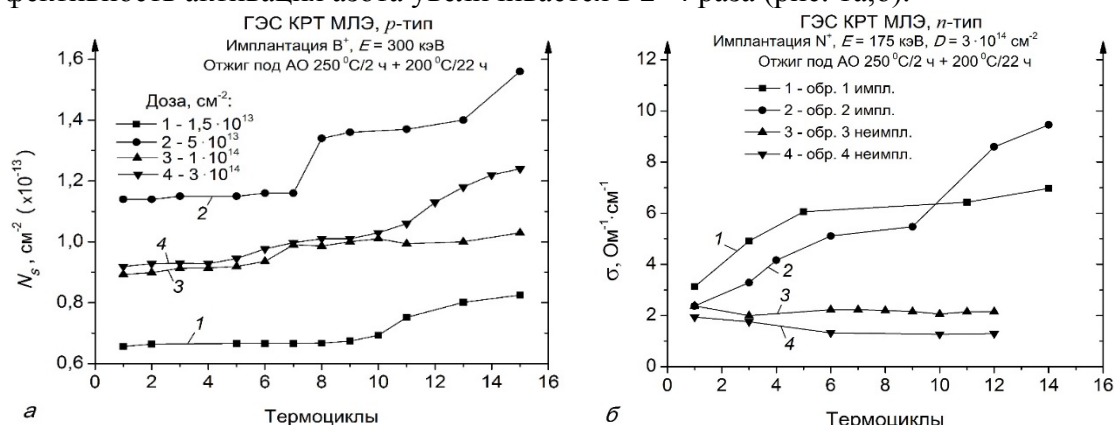


Рис. 1. Зависимость от количества термоциклов слоевой концентрации (а) и проводимости (б) в имплантированном ионами V^+ и N^+ ГЭС КРТ МЛЭ p - и n -типа соответственно.

Наблюдаемое повышение эффективности активации бора и азота объясняется распадом в процессе термоциклирования оставшихся после отжига нейтральных примесно-дефектных комплексов с высвобождением внедренных атомов, переходящих в активное положение.

Применение метода «спектр подвижности» для исследования процесса низкотемпературной активации имплантированных атомов бора в гетероэпитаксиальных структурах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

А.В. Войцеховский¹, Д.Ю. Протасов², Н.Х. Талипов³

¹Томский государственный университет, ул. Ленина, 36, Томск, 634050, Россия

²Институт физики полупроводников СО РАН им А.В. Ржанова, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

³Военная академия РВСН им. Петра Великого, Китайгородский проезд, 9/5 Москва, 103074, Россия

тел: (382)-2412772, эл. почта: vav@elefot.tsu.ru

Основным методом формирования n-p переходов в гетероэпитаксиальных слоях МЛЭ КРТ (ГЭС КРТ МЛЭ) p-типа является имплантация ионов B^+ , генерирующей радиационные донорные центры. Актуальной проблемой остается получение слоев n-типа при низкотемпературной активации внедренных атомов бора, в результате которой сохраняется стехиометрия верхнего варизонного слоя и электрофизические параметры рабочего слоя ГЭС КРТ МЛЭ p-типа. Процесс активации при низкотемпературном постимплантационном отжиге под анодным окислом проводится в две стадии. На первом коротком этапе при $T=250^\circ\text{C}$ происходит отжиг радиационных донорных дефектов, затем во время длительной низкотемпературной стадии при $T = 200^\circ\text{C}$ активируется бор. В работе для исследования активации имплантированного бора в ГЭС КРТ МЛЭ применен метод «спектр подвижности» (СП) с многозонной подгонкой.

Структура ГЭС КРТ МЛЭ p-типа имела следующие параметры: состав в рабочем слое $x=0,225$ и на поверхности $x=0,42$, концентрация дырок $p=8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и подвижность $\mu_p=550 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. В образцы с выращенным анодным окислом (АО) толщиной 100 и 200 нм проводилась имплантация ионов B^+ с энергией 300–350 кэВ, дозой $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, затем осуществлялся двухстадийный отжиг $250^\circ\text{C}/2\text{ч} + 200^\circ\text{C}/22\text{ч}$. Холловские измерения методом Ван-дер-Пау проводились при $T=77 \text{ К}$. Индукция магнитного поля изменялась в интервале $B=0,03\text{--}2 \text{ Тл}$. Также проводились дифференциальные холловские измерения.

На рис. 1 показаны СП неимплантированного и имплантированного ионами B^+ ГЭС КРТ МЛЭ. Видно (рис. 1а), что отжиг под АО неимплантированного образца не изменяет электрофизические параметры подложки p-типа (наблюдаются тяжелые и легкие дырки). Сразу после имплантации (рис. 1б) сформировался n-слой с низкой и высокой подвижностью электронов (n^+n^- -структура). В результате двухступенчатого отжига под АО (рис. 1с) n-слой образовался за счет активации бора, концентрация электронов снизилась, подвижность выросла.

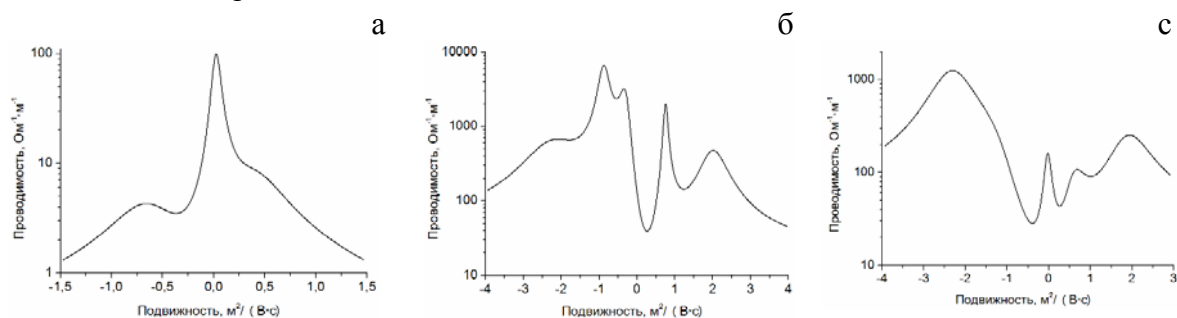


Рис. 1. «Спектры подвижности» ГЭС КРТ МЛЭ: неимплантированного после отжига под АО (а), имплантированного до отжига (б), имплантированного после отжига под АО (с).

Глубина n-слоя до отжига составляла 3 мкм, после отжига — 1 мкм.

Наблюдение вакансионных дефектов, возникающих в процессе движения дислокаций в кремнии

В.В. Кведер, М.А. Хорошева

Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432, Россия

тел: (496)52-219-82, факс: (496)522-81-60, эл. почта: khor@issp.ac.ru

Согласно некоторым данным [1, 2], в процессе движения дислокаций в их плоскостях скольжения остаются некие комплексы дефектов, так называемые «следы», природа которых не известна. В нашей работе с помощью методов DLTS и LIBC мы исследовали такие дефекты, возникающие в процессе движения дислокаций в n- и p-типе кремния и их влияние на процесс диффузии золота в кремнии. Путем построения профилей концентрации золота в узлах решетки кремния $[Au_s]$ было обнаружено, что в образцах с большой плотностью дислокаций $(1-2) \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ концентрация $[Au_s]$ полностью совпадает с расчетными значениями $[Au_s]$ полученными в предположении равновесной концентрации собственных точечных дефектов. Однако в образцах с плотностью дислокаций $(5-10) \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ $[Au_s]$ на несколько порядков превышает расчетные значения.

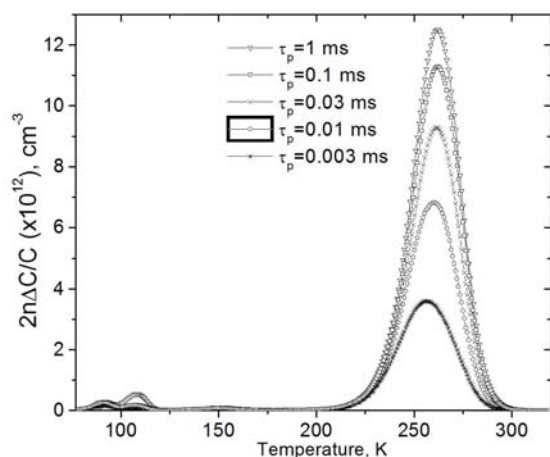


Рис.1 Спектры DLTS образца Fz-Si после диффузии золота при $T=700\text{C}$ в течение 3ч, полученные на дислокационной площадке. Параметры DLTS: $U_b=5\text{V}$, $U_p=4\text{V}$, $t_e=34.5\text{ms}$.

Turnbull [2], что приводит к увеличению концентрации золота в узлах решетки кремния.

Литература

- [1] O.V.Feklisova, E.B. Yakimov, N. Yarykin, B. Pichaud, J. Phys.: Condens. Matter **16**, S201, (2004)
 [2] M. Jacob, P. Pichler, H. Ryssel, and R. Falster, J. Appl.Phys. **82**, 182 (1997).

Кроме того, в спектрах DLTS образцов, деформированных при 600C для пика, соответствующего Au_s наблюдается логарифмическая зависимость его амплитуды от длительности заполняющего импульса (рис. 1). Это позволяет предположить, что дефекты расположены в плоскости скольжения.

Таким образом, в процессе движения дислокаций при низкой температуре ($T=600\text{C}$) в образце в плоскостях скольжения дислокаций генерируются точечные дефекты вакансионного типа. В результате, процесс диффузии золота происходит не только по kick-out механизму, но и по механизму Frank–

Локальные искажения кристаллической решетки в твердых растворах NiZnO: ограниченный хаос

Ю.А. Бабанов, Д.А. Пономарев, Ю.А. Саламатов, В.В. Устинов

Институт физики металлов УрО РАН, 620990, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия

тел: (343) 378-38-37, факс: (343) 374-52-44, эл. почта: babanov@imp.uran.ru

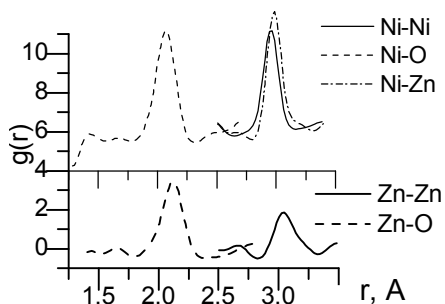


Рис. 1. Парциальные ПКФ для KC-Ni_{0.3}Zn_{0.7}O

Серия твердых растворов с кристаллической структурой каменной соли (КС)Ni_xZn_{1-x}O (x = 0,0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0), принадлежащая к семейству широкозонных полупроводников с сильным характером ионных химических связей, была синтезирована в МГУ из бинарных оксидов при давлении 7,7 ГПа и температурах 1450–1650 К [1]. Дифракционные и EXAFS измерения для этих растворов проводились с использованием синхротронного излучения (РНИЦ «Курчатовский институт», Москва). Зависимость параметра решетки от концентрации подчиняется правилу Vegarda. Существует серьезная проблема при получении информации о локальном порядке для систем, таких как Ni_xZn_{1-x}O, для которых характерно перекрытие в реальном пространстве координационных сфер. Для получения парциальных корреляционных функций (ПКФ) (Ni-Ni, Ni-Zn, NiO, Zn-Zn, Zn-O) решалась система двух интегральных уравнений Фредгольма для Ni_iZnEXAFS спектров (см. рис. 1).

Эта задача является некорректно поставленной и для ее решения использовался метод регуляризации [2]. Показано, что кристаллическая решетка каменной соли в этих растворах искажается и дальний порядок существует только в среднем и не совпадает с локальным порядком.

На рис. 2 приведены результаты моделирования твердого раствора Ni_{0.3}Zn_{0.7}O (модель Полинга). Поскольку катионы (Me: Ni, Zn) и анионы O являются ближайшими соседями, то в каждой ячейке, начиная с выбранной, необходимо разместить все ионы O и Me на расстояниях, равных сумме радиусов ионов ($r_{O^{2-}} = 1.40 \text{ \AA}$ и $r_{Zn^{2+}} = 0,74 \text{ \AA}$) и ($r_{O^{2-}} = 1.40 \text{ \AA}$ и $r_{Ni^{2+}} = 0,69 \text{ \AA}$). Вид распределения свидетельствует о существовании ограниченного хаоса в системе оксидных твердых растворов. Ширина гауссова распределения определяется разницей ионных радиусов Me.

Литература

[1] A.N. Baranov, P.S. Sokolov *et al*, *High Press. Res.* 2008 **28**, 515-519.

[2] А.Н. Тихонов, В.Я. Арсенин. Решение не корректных задач. - М.: Наука. 1979.

Сери́я твёрдых раство́ров с кристаллической структурой каменной соли (КС)Ni_xZn_{1-x}O (x = 0,0, 0,3, 0,5, 0,7, 1,0), принадлежащая к семейству широкозонных полупроводников с сильным характером ионных химических связей, была синтезирована в МГУ из бинарных оксидов при давлении 7,7 ГПа и температурах 1450–1650 К [1]. Дифракционные и EXAFS измерения для этих растворов проводились с использованием синхротронного излучения (РНИЦ «Курчатовский институт», Москва). Зависимость параметра решетки от концентрации подчиняется правилу Vegarda. Существует серьезная проблема при получении информации о локальном порядке для систем, таких как Ni_xZn_{1-x}O, для которых характерно перекрытие в реальном пространстве координационных сфер. Для получения парциальных корреляционных функций (ПКФ) (Ni-Ni, Ni-Zn, NiO, Zn-Zn, Zn-O) решалась система двух интегральных уравнений Фредгольма для Ni_iZnEXAFS спектров (см. рис. 1).

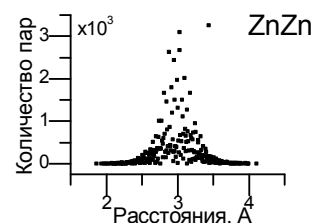
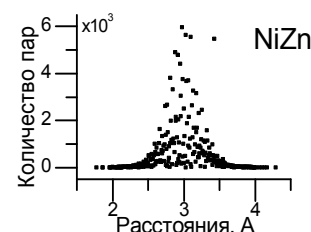
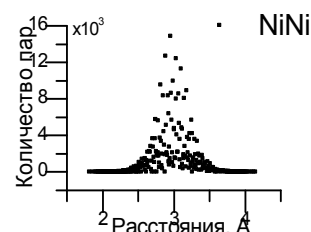


Рис. 2. Распределение пар для твердого раствора Ni_{0.3}Zn_{0.7}O

Ультразвуковые исследования вибронного взаимодействия в кристалле GaAs:Cu

Н.С. Аверкиев¹, К.А. Барышников¹, И.Б. Берсукер², **В.В. Гудков**³, И.В. Жевстовских^{3,4}, В.Ю. Маякин³, А.М. Монахов¹, М.Н. Сарычев³, В.Е. Седов¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Institute for Theoretical Chemistry, The University of Texas at Austin, Austin, TX 78712, USA

³Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия

⁴Институт физики металлов УрО РАН, ул. С.Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620219, Россия

тел: (912)687-63-80, факс: (343)375-47-11, эл. почта: gudkov@imp.uran.ru

Анизотропные ян-теллеровские центры в полупроводниках весьма привлекательны с точки зрения исследования релаксационных процессов. Одним из наиболее изученных центров является атом меди в арсениде галлия. Он формирует глубокий уровень, который в основном состоянии связывает две дырки и инициирует полосу фотолюминесценции. Оптические методы дают информацию о статических характеристиках. Для изучения их динамических характеристик мы выполнили измерения поглощения α и скорости ν ультразвуковых волн, распространяющихся в кристалле GaAs:Cu в направлении [110], в интервале 1.8÷100 К на частотах 52 и 156 МГц. Было установлено, что обнаруженные пик $\alpha(T)$ и аномалии $\nu(T)$ обусловлены релаксационным процессом переориентации тетрагональных искажений тетраэдрического комплекса $\text{Cu}_{\text{Ga}}4\text{As}$, описываемого в рамках

$E \otimes e$ задачи эффекта Яна-Теллера. Из экспериментальных данных методикой, описанной в [1], получена зависимость времени релаксации $\tau(1/T)$, показанная на рис. 1. По асимптоте кривой $\tau(1/T)$ в области высоких температур (пунктирная линия на рис. 1) были определены скорость релаксации, обусловленная термической активацией τ_T^{-1} , и высота потенциального барьера V_0 , а по значению τ в области низких температур — оценена скорость релаксации, обусловленная туннельным процессом τ_t^{-1} (см. ур. (7.16) и (7.17) в [1]). В результате были получены следующие значения: $\tau_T^{-1} = 1.6 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$, $\tau_t^{-1} \approx 3 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, $V_0 = 13 \text{ meV}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-02-00476-а).

Литература

[1] V.V. Gudkov, I.B. Bersuker, in *Vibronic Interaction and the Jahn-Teller Effect*, ed.: M. Atanasov, C. Daul, P.L.W. Tregenna-Piggott, Springer, Heidelberg 2009, p.143.

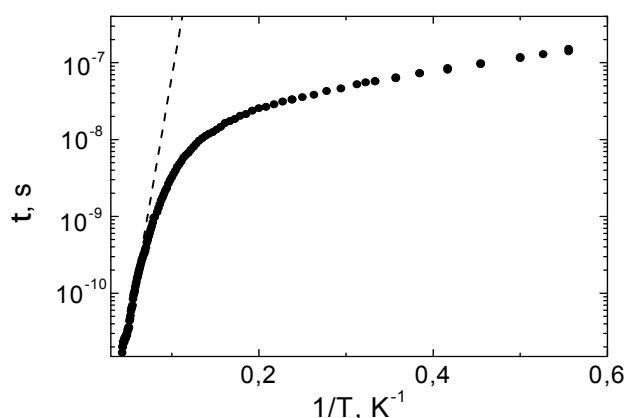


Рис. 1. Зависимость времени релаксации от температуры, построенная на основе данных о поглощении ультразвука на частоте 156 МГц.

Аномальный эффект Холла в системе спонтанно поляризованных электронов в кристаллах HgSe:Fe

А.Т. Лончаков¹, В.И. Окулов¹, Т.Е. Говоркова¹, М.Д. Андрийчук², Л.Д. Паранчич²

¹Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия

²Черновицкий национальный университет им. Федьковича, ул. Коцюбинского, 2, Черновцы, 58012, Украина

тел: (343)378-36-03, факс: (343)374-52-44, эл. почта: lonchakov@imp.uran.ru

В статье [1] сообщалось об экспериментальном обнаружении при комнатной температуре в кристаллах HgSe:Fe аномального эффекта Холла (АЭХ), который служит свидетельством спонтанной спиновой поляризации электронов гибридных состояний, образующихся на примесях железа. Настоящий доклад содержит детальное изложение

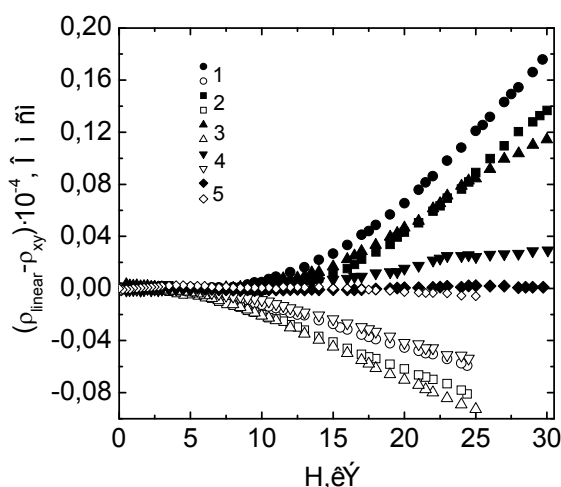


Рис. 1. Зависимость отклонения ρ_{xy} от линейного закона ρ_{linear} в магнитном поле для образцов HgSe:Fe с концентрациями железа N_{Fe} (см⁻³): 1 — $5 \cdot 10^{18}$; 2 — $7 \cdot 10^{18}$; 3 — $1 \cdot 10^{19}$; 4 — $4 \cdot 10^{19}$ и образца HgSe:Fe,Ga: 5 — $N_{Fe} = 5 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $N_{Ga} = 1 \cdot 10^{19}$ см⁻³. Темные символы $T=300$ K, светлые — $T=77$ K.

результатов исследования магнитопольных зависимостей эффекта Холла для серии образцов HgSe:Fe при различных температурах. На рис.1 приведены данные, относящиеся к комнатной температуре и температуре жидкого азота. Холловское сопротивление ρ_{xy} в кристаллах HgSe:Fe в слабых магнитных полях можно аппроксимировать прямой $y_1 = aH$. На рис.1 представлены магнитопольные зависимости отклонения измеренного ρ_{xy} от линейного закона $\rho_{linear} = y_1 H$. При $T=300$ K это отклонение является положительным, а при $T=77$ K оно оказывается отрицательным. Это означает смену знака коэффициента АЭХ при понижении T . При сравнительно большой концентрации железа аномальный вклад в эффект Холла заметно уменьшается (рис. 1. кривые 4), что естественным образом связывается с увеличением степени заполнения пика

плотности гибридных состояний. При полном заполнении за счет мелких доноров Ga АЭХ практически не обнаруживается (рис. 1, кривые 5). Теоретическая интерпретация полученных экспериментальных результатов развита на основе представлений о термодинамическом аномальном эффекте Холла, изложенных в статьях [1, 2].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 12-02-00530) и программы ОФН РАН (№12-Т-2-1016).

Литература

- [1] А.Т. Лончаков, В.И. Окулов и др., Письма ЖЭТФ **96**, 444 (2012).
 [2] В.И. Окулов, А.Т. Лончаков и др., ФНТ **39**, 493 (2013).

Примесная ударная ионизация в слоях нанокластеров аморфного кремния в матрице субоксида кремния

Ю.С. Вайнштейн, О.Б. Гусев, Ю.К. Ундалов, О.С. Ельцина, И.Н. Трапезникова, Е.Е. Терукова, О.М. Сресели

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., д. 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
тел: (812)292-79-36, факс: (812)297-62-45, эл. почта: julia.vainshtein@mail.ioffe.ru

Создание приборов, содержащих кремниевые квантовые точки, привлекает большое внимание исследователей в связи с широкими областями применения, включая преобразование света в электричество (фотодиоды, солнечные элементы и батареи). Для последних применений особенно интересен эффект ударной ионизации и умножения фотогенерированных носителей заряда в квантовых точках, позволяющий увеличить эффективность преобразования.

В то же время с точки зрения стоимости приборов перспективнее использовать не нанокристаллы, а нанокластеры — аморфные наночастицы кремния.

Нами была показана возможность получения в едином технологическом цикле, без отжига, слоёв субоксида кремния (SiO_x), содержащих нанокластеры аморфного кремния (nano- α -Si), методом dc-магнетронного распыления кремния [1]. Такой метод позволяет изменять состав субоксидной матрицы, размер и концентрацию аморфных нанокластеров кремния, управляя составом атмосферы в магнетронной камере в процессе распыления.

Полученные слои обладают видимой фотолюминесценцией (ФЛ). Вид спектров ФЛ с двумя широкими полосами согласуется с распределением плотности состояний в аморфных наночастицах, рассчитанным в теоретической работе [2] с учетом различного воздействия размерного квантования на делокализованные и локализованные состояния.

При исследовании спектральных зависимостей эффективности фототока (ЭФТ) гетероструктур, полученных нанесением подобных слоев на подложки p-Si, было обнаружено возрастание ЭФТ при энергиях падающих фотонов, превышающих 2.0–2.4 эВ [3]. Анализ полученных результатов позволил объяснить этот рост ударной ионизацией примесных центров (дефектов, оборванных связей) на поверхности нанокластеров, приводящей к умножению носителей тока аналогично механизму, описанному в работе [4]. Абсолютные интегральные значения ЭФТ невелики, что связано с несовершенством границы раздела <слой nano- α -Si / подложка p-Si>. Для дальнейшего использования полученных слоев в солнечных элементах и фотодиодах для УФ диапазона необходимо пассивировать поверхность подложки с целью уменьшения рекомбинации на интерфейсе.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 11-02-00576, гранта президента РФ «Ведущие научные школы» № НШ 3008.2012.2, программы ОФН РАН «Физика новых материалов и структур», а также ГК № 16.526.12.6017.

Литература

- [1] О.Б. Гусев, Ю.С. Вайнштейн, Ю.К. Ундалов и др., Письма в ЖЭТФ **94**(5), 402 (2011).
- [2] G. Allan, C. Delerue, M. Lannoo, Phys. Rev. Lett. **78**, 3161 (1997).
- [3] J.S. Vainshtein, O.S. Yeltsina, E.I. Terukov, O.M.Sreseli, Physica E **49**, 72 (2013).
- [4] S. Prezioso, S.M. Hossain, A. Anopchenko, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **94**, 062108 (2009).

Образование и отжиг радиационных дефектов в n-GaN, облученного электронами

В.М. Бойко¹, В.Н. Брудный², С.С. Веревкин¹, В.С. Ермаков¹, Н.Г. Колин¹, А.В. Корулин¹, А.Я. Поляков³

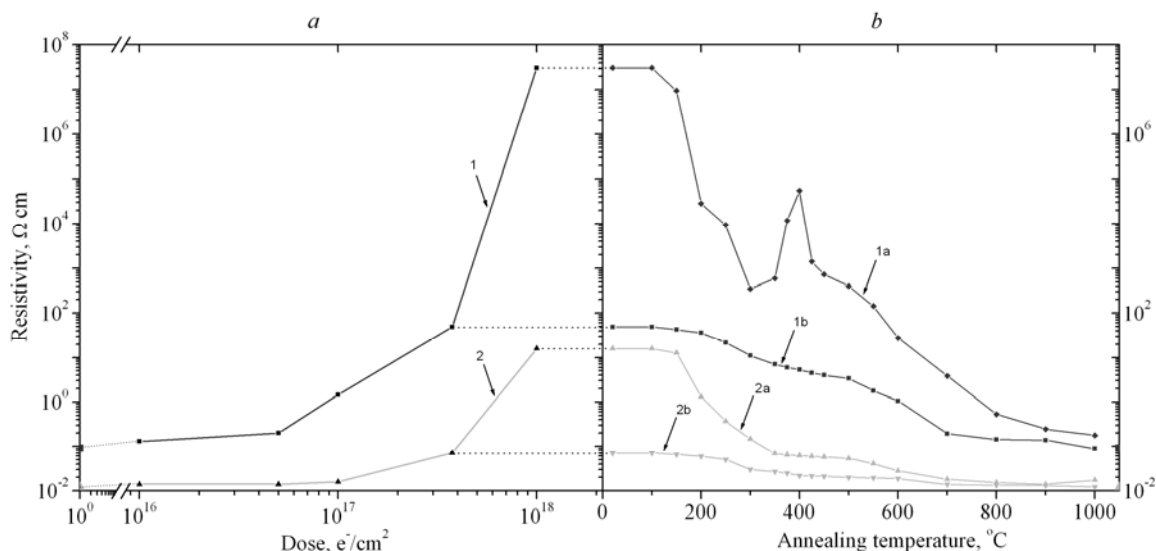
¹ФГУП «НИФХИ им. Л.Я. Карпова», Киевское ш. 109 км, г. Обнинск, 249033.

²НИ ТГУ, пр. Ленина, 36, г. Томск, 634050, Россия.

³ОАО «Гиредмет», Толмачевский Б. пер. 5, Москва, 119017, Россия.

тел: (48439)7-47-31, эл. почта: ngkolin48@mail.ru

Рассмотрено влияние облучения электронами ($E=7$ МэВ, $D=10^{16}-10^{18}$ см⁻²) и последующих термообработок 100–1000°C на электрофизические свойства и спектры глубоких ловушек эпитаксиальных слоев n-GaN ($d=4$ мкм), легированных кремнием ($n=2\cdot 10^{17}$, $2\cdot 10^{18}$ см⁻³), выращенных на подложке Al₂O₃ методом MOCVD. Обнаружено увеличение удельного сопротивления n-GaN при электронном облучении, обусловленное смещением уровня Ферми в предельное положение вблизи $E_c-0.91$ эВ. Исследован спектр глубоких ловушек в исходном и облученном электронами n-GaN. Среди них можно отметить «мелкие» электронные ловушки: 0.06 эВ, 0.15 эВ, ловушки 0.25 эВ и 0.45 эВ, ловушки 0.6 эВ и 0.8 эВ, ловушка вблизи 1.0 эВ, а также дырочные ловушки с энергиями активации 0.3, 0.6, 0.8 и 0.95 эВ. Показано, что восстановление исходных свойств облученного материала имеет место в интервале температур 100–1000°C с основной стадией отжига радиационных дефектов вблизи 400°C. Для образцов с $n=2\cdot 10^{17}$ см⁻³ в этом интервале обнаружена стадия обратного отжига, которая может быть связана с преимущественным отжигом радиационных дефектов донорного типа, в качестве которых могут выступать донорные ловушки с энергией $E_c-0.06$ эВ, связываемые с V_N , а также, возможно, дефекты с энергией $E_c-0.15$ эВ.



Зависимость удельного электрического сопротивления n-GaN от дозы электронного облучения (а) и температуры отжига (б) для образцов с различной исходной концентрацией носителей заряда n , [см⁻³]: 1– $2\cdot 10^{17}$, 2– $2\cdot 10^{18}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2013 годы».

Расчет динамики примесной фотопроводимости в n-GaAs и n-InP

В.Я. Алешкин, Д.И. Бурдейный

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Россия

тел: (831)417-94-64, факс: (831)417-94-64, эл. почта: aleshkin@ipmras.ru

Динамика примесной фотопроводимости определяется механизмами захвата электрона, а также механизмами релаксации импульса и энергии электрона, и может служить инструментом исследования этих процессов. Времена релаксации энергии электронов в GaAs и InP существенно больше таковых для дырок, поэтому их проще исследовать с помощью наблюдения примесной фотопроводимости в образцах, легированных донорами.

В настоящей работе проведен расчет динамики примесной фотопроводимости в n-GaAs и n-InP при её возбуждении короткими лазерными импульсами. В рассматриваемых материалах время релаксации энергии электрона на оптических фононах почти на четыре порядка меньше времени релаксации энергии на акустических фононах. Благодаря этому обстоятельству роль электронов с энергией, превышающей энергию оптического фонона, в примесной фотопроводимости пренебрежимо мала. Поэтому для нахождения динамики примесной фотопроводимости численно решалось уравнение Больцмана в области, где энергия электрона меньше энергии оптического фонона. При решении уравнения Больцмана было учтено DA, PA рассеяния и рассеяние на заряженной примеси. Функция распределения полагалась зависящей только от энергии. Электрон-электронное рассеяние не учитывалось, что справедливо для малого уровня возбуждения, когда концентрация электронов в зоне проводимости не превышает 10^{13} см^{-3} [1].

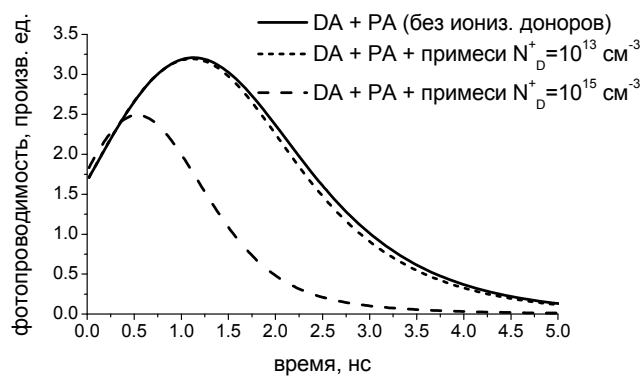


Рис. 1. Рассчитанная зависимость примесной фотопроводимости для n-GaAs от времени.

На рис. 1 приведена рассчитанная динамика примесной фотопроводимости для n-GaAs. Из рисунка видно немонотонное изменение фотопроводимости во времени. Максимум в динамике фотопроводимости обусловлен максимумом в зависимости подвижности электрона от энергии. Кроме того, из рисунка видно, что характерный масштаб динамики фотопроводимости лежит в наносекундном диапазоне. Фотопроводимость с таким временным разрешением может изучаться экспериментально с использованием современ-

ного оборудования.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 13-02-00404).

Литература

- [1] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон, Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, Наука, М. 1984, с.126.

Легирование кремния селеном: влияние давления пара диффузанта на содержание примесных центров

Ю.А. Астров, В.Б. Шуман, Л.М. Порцель, А.Н. Лодыгин

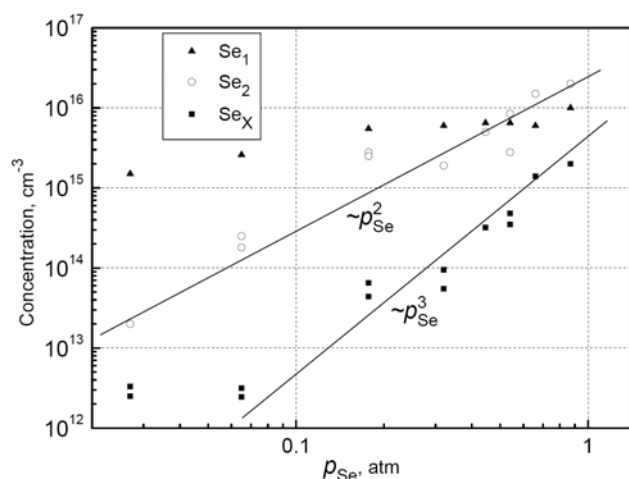
ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул. 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)292-79-66, факс: (812) 297-62-45, эл. почта: yuri.astrov@mail.ioffe.ru

В последнее время возрастает интерес к исследованию нелинейных оптических явлений в кремнии с участием глубоких донорных состояний — в том числе, обусловленных примесью селена, создающего одноатомные и двухатомные центры — Se_1 и Se_2 . Они образуются за счет того, что атомы селена замещают кремний в узлах решетки, при этом Se_2 образуется парой атомов примеси, занимающих соседние узельные положения. Хотя энергетическая структура центров обоих типов известна с высокой точностью [1], задача получения Si с заданным содержанием тех или иных центров — что требуется для ряда приложений — еще не решена.

Наиболее распространенный метод легирования кремния селеном — высокотемпературная диффузия элемента из газовой фазы. Известно, что при увеличении давления пара селена p_{Se} содержание введенной примеси возрастает. Вместе с тем, отсутствуют данные, касающиеся количественных закономерностей этого эффекта в широкой области изменения p_{Se} ; практически не исследована и зависимость концентрации центров разных типов от величины p_{Se} .

В настоящей работе изучалось влияние p_{Se} на содержание глубоких доноров Se в Si. Примесь вводилась в пластины высокоомного p -Si толщиной 1 mm в диапазоне $p_{Se} = 0.027$ – 0.87 атм при температуре диффузии 1240°C и длительности 240 час. В образцах измерялся эффект Холла в температурном диапазоне $T = 78$ – 500 К с последующей обработкой данных, которая учитывала специфику статистики заполнения электронами состояний глубоких двойных доноров Se_1 и Se_2 .



На Рис. представлены зависимости содержания глубоких центров Se_1 и Se_2 , а также более мелких донорных состояний Se_x , от величины p_{Se} . (Согласно [2], центр Se_x содержит три атома Se).

В соответствии с полученными данными, изменяя p_{Se} , можно в широких пределах регулировать отношение концентраций Se_1 и Se_2 . При этом, уже для относительно малых p_{Se} , концентрация центров Se_1 составляет 10^{15} cm^{-3} и более, и существенно превышает содержание других центров, связанных с присутствием селена в кристалле.

Литература

- [1] E. Janzén, R. Stedman, G. Grossmann, and H.G. Grimmeiss. Phys. Rev. B, **29**, 1907 (1984).
- [2] А.А. Таскин, Е.Г. Тишковский. ФТП, **36**, 641 (2002).

Спектрокинетические исследования фототока в слаболегированном GaN в области энергии продольного оптического фонона

А.В. Антонов, Л.В. Гавриленко, Б.А. Андреев, С.В. Морозов, В.В. Румянцев

Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

тел: (831)4179482, факс: (831) 4179474, эл. почта: aritany@ipm.sci-nnov.ru

В спектрах примесного фототока образцов слаболегированного GaN:Si наблюдался асимметричный пик вблизи энергии фонона $E_1(\text{LO})$, соответствующий резонансу Фано. Такие резонансы Фано связаны с появлением резонансного состояния (электрон на донорном уровне + оптический фонон), попадающего в непрерывный спектр электронных состояний в зоне проводимости.

Спектр фототока измерялся при $T = 4.2$ К с помощью Фурье-спектрометра Bruker. Концентрация свободных носителей заряда в исследуемом образце составляла $8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при $T = 300$ К. Излучение падало на образец GaN вдоль гексагональной оси. Для теоретического описания формы пика резонанса Фано использована модель, применявшаяся ранее для полупроводников типа цинковой обманки [1]. Сигнал фототока в объемном полу-

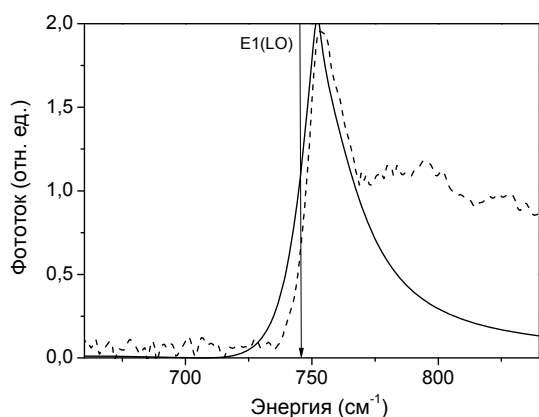


Рис. 1. Измеренный (пунктир) и вычисленный (сплошная линия) спектры фототока GaN.

проводнике пропорционален произведению квадрата модуля электрического поля E внутри образца и вероятности дипольных переходов носителей заряда $W(\omega)$. Рассчитанная величина $W(\omega)$ вблизи энергии фонона $E_1(\text{LO})$ имеет асимметричный пик. Модуль напряженности электрического поля волны, прошедшей в GaN, резко меняется в области остаточных лучей и модифицирует форму пика $W(\omega)$. Полученный в результате расчетов спектр фототока приведен на рис. 1.

Кроме того, исследовалась кинетика релаксации примесного фототока при возбуждении наносекундными импульсами с энергией кванта $700\text{--}950 \text{ см}^{-1}$. Время релаксации сигнала фотопроводимости в исследуемом образце составило несколько наносекунд.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 13-02-97077, № 13-02-00404 и № 13-02-01154).

Литература

- [1] В.Я. Алешкин, А.В. Антонов, В.И. Гавриленко, Л.В. Гавриленко, Б.Н. Звонков, ФТТ 50, 1162 (2008).

ЭДЭПР точечных центров в кремниевых наноструктурах

Н.Т. Баграев, Д.С. Гец, Э.Ю. Даниловский, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко
ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
тел: (812) 292 7315, факс: (812) 297-1017, эл. почта: bagraev@mail.ioffe.ru

Электрически детектируемый электронный парамагнитный резонанс точечных центров в кремниевых сэндвич-наноструктурах регистрировался путем измерения полевых зависимостей магнетосопротивления без внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ-излучения. Исследованные планарные сэндвич-наноструктуры представляют собой сверхузкую кремниевую квантовую яму р-типа, (СККЯ), ограниченную сильнолегированными бором δ -барьерами, сформированными на поверхности кремния (100) n-типа проводимости. Реализация впервые предложенной версии ЭДЭПР стала возможной благодаря наличию микрорезонаторов, встроенных в плоскость СККЯ, и СВЧ-генерации из δ -барьеров в условиях стабилизированного тока исток-сток. Причем в качестве микрорезонатора использовалась сама сэндвич-наноструктура, полученная в рамках холловской геометрии, геометрические размеры которой выбирались согласно частотным характеристикам СВЧ генерации, контролируемым путем измерения ступенек Фиске и Шапиро.

Были зарегистрированы ЭДЭПР спектры остаточных центров фосфора, кислородных термодоноров NL8 и NL10, центров железа и эрбия при $T=77$ К. Кроме того, этот набор ЭДЭПР-спектров проявился в полевых зависимостях магнетосопротивления в вдвое меньшем магнитном поле вследствие влияния второй гармоники микрорезонатора. Высокая чувствительность метода ЭДЭПР позволила обнаружить точечный центр, который по поведению сверхтонкого взаимодействия с ядрами ^{29}Si ассоциируется с положительно заряженной вакансией кремния, стабилизированной внутри сэндвич-наноструктуры.

Возникает вопрос, с чем связана столь высокая чувствительность предложенного метода ЭДЭПР. Ответ на данный вопрос, по-видимому, обусловлен наблюдающейся величиной изменения магнетосопротивления в условиях резонанса, который составляет $\sim 3\%$, что указывает на важную роль слабой локализации вблизи резонанса, а также на реальный вклад краевых каналов. В этом случае в условиях резонанса носитель локализуется в канале вследствие резкого падения времени спин-решеточной релаксации дырок, тогда как вне резонанса его значение больше, чем время релаксации момента, что приводит к проявлению отрицательного магнетосопротивления. Таким образом, режим слабой локализации соответствует условиям магнитного резонанса.

Кроме того, важным обстоятельством, подтверждающим механизм регистрации спектров ЭДЭПР различных центров при измерении полевой зависимости магнетосопротивления, является обнаружение расщепления Раби, которое обусловлено режимом сильной связи точечного центра в квантовой яме с микрорезонатором. Измеренная величина расщепления Раби составляет порядка 3% от величины частоты СВЧ-генерации, что также, по-видимому, свидетельствует о важной роли режима слабой локализации в механизме ЭДЭПР.

Вакансионные центры в наноструктурах на поверхности n-6H-SiC

Н.Т. Баграев¹, Д.С. Гец¹, Э.Ю. Даниловский¹, Л.Е. Клячкин¹, А.М. Маляренко¹,
Е.Н. Калабухова², Д.В. Савченко²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной Академии Наук Украины, пр. Науки, 45, 03028, Киев, Украина

тел: (812) 292 7315, факс: (812) 297-1017, эл. почта: *impurity.dipole@mail.ioffe.ru*

В данной работе представлены результаты исследований электрически детектируемого парамагнитного резонанса (ЭДЭПР) и ЭПР (X-band) по идентификации NV_{Si} -дефекта и изолированной кремниевой вакансии, V_{Si} , которые формируются непосредственно в процессе получения планарных наноструктур в условиях инжекции кремниевых вакансий на границе раздела SiO_2/n -6H-SiC без какого-либо последующего радиационного облучения. Полученная сэндвич-наноструктура представляет собой сверхузкую квантовую яму, СКЯ, р-типа, ограниченную сильнолегированными бором δ -барьерами на поверхности n-6H-SiC, которые самоупорядочиваются в процессе нанесения пиролитического окисла и последующей коротковременной диффузии бора.

Регистрация ЭДЭПР точечных центров в сэндвич-наноструктурах, полученных в рамках холловской геометрии, проводилась путем измерения полевых зависимостей магнетосопротивления без внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ-излучения, что стало возможным благодаря наличию микрорезонаторов, встроенных в плоскость СКЯ, и СВЧ-генерации из δ -барьеров в условиях стабилизированного тока исток-сток.

Кроме отрицательно заряженной вакансии, V_{Si}^- ($S=3/2$), ЭДЭПР спектр проявляет наличие нейтральной вакансии в гексагональной, $V_{Si}(h)$, и квази-кубической, $V_{Si}(k1, k2)$, позициях ($S=1$). Следует отметить, что дневной свет слабой интенсивности приводил к инверсной заселенности магнитных подуровней триплетных состояний нейтральной вакансии, что отразилось в изменении фазы соответствующих линий в спектре ЭДЭПР, как и при регистрации ЭПР (X-band) [1]. В свою очередь, NV_{Si} -дефект был обнаружен не только методом ЭДЭПР при $T=77$ К, но и с помощью ЭПР-спектрометра Bruker ELEXSYS E580 на частоте 9.7 ГГц в температурном интервале от 5 К до 40 К [2]. Причем спектры ЭДЭПР и ЭПР (X-band), зарегистрированные на одной и той же сэндвич-наноструктуре, практически идентичны и соответствуют центру в триплетном состоянии со спином $S=1$. Однако спектр ЭПР (X-band), который представляет собой дублет линий малой интенсивности с величиной расщепления $\Delta B = 237.6$ мТ, наблюдается на фоне спектра ЭПР от доноров азота, концентрация которого в исходном образце 6H-SiC n-типа составляла $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, тогда как в спектре ЭДЭПР донорные центры азота не проявляются, поскольку внутри сэндвич-наноструктуры они все участвуют в формировании NV_{Si} -дефектов.

Литература

- [1] P.G. Baranov, A.P. Bundakova, A.A. Soltamova, S.B. Orlinskii, I.V. Borovykh, R. Zondervan, R. Verberk, J. Schmidt, *Physical Review B* **83**, 125203 (2011).
- [2] E.N. Kalabukhova, D.V. Savchenko, B.D. Shanina, N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin and A.M. Malyarenko, *Mater. Sci. Forum*, **740-742**, 389 (2013).

Терагерцовая спектроскопия примесной кислородной моды на 870 ГГц в натуральном ^{nat}Si и изотопно-обогащённом ^{28}Si , ^{30}Si кремнии

Е.С. Жукова^{2,3}, К. Lassmann⁵, П.С. Королёв^{1,2}, А.С. Прохоров^{2,3}, В.П. Калинушкин², В.Г. Плотниченко⁴, М. Dressel⁵, Н.В. Абросимов⁶, П.Г. Сенников⁷, Н.-J. Pohl⁸, Б.П. Горшунов^{2,3}

¹Физический факультет, Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, с. 2, Москва, 119991, Россия

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

³Московский физико-технический институт (Государственный университет), Институтский переулок, 9, Долгопрудный, 141700, Россия

⁴Научный центр волоконной оптики РАН, Вавилова, 38, Москва, 119333, Россия

⁵Physikalisches Institut, Universitat Stuttgart, Pfaffenwaldring, 57, Stuttgart, 70550, Germany

⁶Leibniz Institute for Crystal Growth, Max-Born-Str., 2, Berlin, 12555, Germany

⁷Институт химии высококачественных веществ им. Г.Г. Девярых РАН, Тропинина, 49, Нижний Новгород, 603950, Россия

⁸VITCON Projektconsult GmbH, Dornblutweg 5, Jena, D-07743, Germany

тел: (499)503-82-12, эл. почта: zhukovaelena@inbox.ru

На монокристаллах натурального ^{nat}Si и изотопно-обогащённого ^{28}Si , ^{30}Si кремния методом монохроматической ЛОВ-спектроскопии выполнены первые сравнительные исследования параметров наиболее низкочастотной (собственная частота около 870 ГГц) примесной кислородной моды. Показано, что характеристики моды — собственная частота, затухание и сила осциллятора — в значительной степени зависят от кремниевого изотопического состава кристаллов. Установлено, что мода не может быть связана с динамикой *изолированной* квази-молекулы Si_2O , и что в её формирование должны быть вовлечены атомы кремния из, по крайней мере, третьей координационной сферы относительно атомов кислорода.

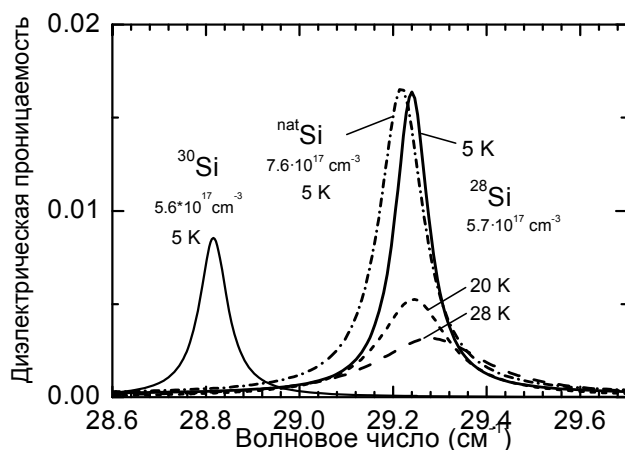


Рис. 1. Спектры мнимой части диэлектрической проницаемости монокристаллов ^{28}Si , ^{30}Si и ^{nat}Si , измеренные при различных температурах.

Равновесные ансамбли квантовых точек в пентагональных нанопроволоках неоднородного атомного состава

М.Ю. Гуткин^{1,2}, С.Н. Панпурин²

¹ИПМаш РАН, Большой пр., 61, В.О., С-Петербург, 199178, Россия

²СПбГПУ, Политехническая, 29, С-Петербург, 195251, Россия

тел: +7(921)434-59-40, эл. почта: s.panpurin@gmail.com

Пентагональные наночастицы и нанопроволоки уже более 50 лет остаются объектом интенсивных исследований [1]. В частности, особое внимание уделяется механизмам релаксации в них остаточных упругих напряжений [2]. Недавно было показано [3], что в пентагональных нанопроволоках неоднородного атомного состава одним из таких механизмов может служить спонтанное образование квантовых точек — наноразмерных включений второй фазы, упругие поля которых частично компенсируют остаточные напряжения в нанопроволоке. Естественно возникает вопрос о равновесных структурах, которые могут формировать такие включения в пентагональной нанопроволоке заданного радиуса. Целью данной работы является выявление и анализ этих равновесных композитных структур.

Для решения поставленной задачи вычислялась энергия парного упругого взаимодействия включений в виде цилиндров конечной длины, соосных пентагональной нанопроволоке. Предполагалось, что включения испытывают однородную собственную деформацию ε^* вдоль оси нанопроволоки, а сама она представляет собой бесконечный упругий цилиндр радиусом R , на оси которого находится положительная клиновья дисклинация мощностью $+7^\circ 20'$ [1–3]. Анализ изменения энергии системы показал, что при наличии первого включения оптимального размера [3] образование второго включения может быть энергетически выгодно, а его оптимальные размеры совпадают с оптимальными размерами первого. Это позволило перейти к изучению равновесной структуры бесконечного периодического ряда таких включений. При расчетах сначала определялись оптимальные размеры одного включения, а затем — равновесное расстояние между ближайшими включениями (период ряда). Вычисления показали, что при относительно малых ε^* ($< 1.57\%$) включения сливаются друг с другом и образуют непрерывный бесконечный стержень оптимальной для данного значения ε^* толщины. При $\varepsilon^* \geq 1.57\%$ структура ряда определяется уровнем ε^* . Например, при $\varepsilon^* = 1.57\%$ равновесной структурой является ряд дисков высотой $\sim 0.59R$ и радиусом $\sim 0.42R$, распределенных с периодом $\sim 1.18R$. При $\varepsilon^* = 5\%$ — ряд дисков высотой $\sim 0.07R$, радиусом $\sim 0.44R$ и периодом $\sim 0.53R$. Таким образом, с увеличением деформации ε^* форма включения изменяется от стержня к диску, оптимальная высота дисков быстро уменьшается, а их оптимальный радиус медленно растет. При $\varepsilon^* > 25\%$ включение вырождается в призматическую дислокационную петлю.

Литература

[1] H. Hofmeister, Cryst. Res. Technol. 33, 3 (1998).

[2] L.M. Dorogin et al., Phys. Stat. Sol. B 247, 288 (2010).

[3] M.Yu. Gutkin, S.N. Panpurin, J. Macromolecular Sci. B: Physics (2013), in press.

Электронная структура и взаимодействие марганца в кремнии

Ш.И. Аскарлов, Б.З. Шарипов

Ташкентский государственный технический университет, ул. Университетская 2,
Ташкент, 700095, Узбекистан

тел: +998946244825, эл. почта: bashirulla@mail.ru

Настоящая работа посвящена исследованию взаимодействия примесных центров марганца между собой и исходными дефектами кристаллической решетки кремния, а также уточнение спектра энергетических уровней вносимых комплексами марганца в запрещенную зону кремния.

К исследованию спектров ЭПР и температурной зависимости постоянного Холла подвергались кристаллы кремния, диффузионно легированные марганцем в интервале температур $1000 \div 1250^\circ\text{C}$, подвергнутых после диффузионной закалке. В качестве исходного материала использовались кремний марки КДБ с концентрацией бора $N_B = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

В кристаллах $n\text{-Si} \langle \text{B}, \text{Mn} \rangle$ с $\rho \leq 50 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ при $T = 3,8 \text{ К}$ наблюдался единственный изотронный спектр ЭПР, характерный для нейтральных примесных центров внедрения — $\text{Mn}^0 (3d^7)$. Интенсивность линий спектра уменьшалась при длительном хранении кристаллов в комнатной температуре. Через $1,5 \div 2$ месяца спектр полностью отсутствовал, свидетельствуя тем самым о достаточно большой подвижности центров внедрения марганца в кремнии при $T = 300 \text{ К}$. Благодаря такой подвижности положительные ионы внедрения марганца, ответственные за компенсацией бора, притягиваясь к отрицательно заряженным примесным центром и дефектам кристаллической решетки могут образовать различные комплексы. Действительно в кристаллах $n\text{-Si} \langle \text{B}, \text{Mn} \rangle$ с $\rho \geq 10^2 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ при $T = 4 \text{ К}$, практически в нулевом магнитном поле наблюдался спектр состоящей из большого числа линий положение и интенсивность которых менялись от образца к образцу. Нам удалось изготовить кристаллы в которых при $T = 3,2 \text{ К}$ в направлении магнитного поля на оси $\langle 111 \rangle$, спектр состоял из четырех линий тонкой структуры, каждая из которых состояла из 11 линий сверхтонкой структуры с $A = 37 \text{ Гс}$. Установлено, что данный спектр связан с образованием обменно-связанных пар $\text{Mn}^+ - \text{Mn}^+$.

Кроме того в высокоомных кристаллах $n\text{-Si} \langle \text{B}, \text{Mn} \rangle$ с $\rho > 10^5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ в темноте наблюдался спектры ЭПР связанных с образованием донорно-акцепторных пар — $(\text{Mn}_{55} \text{B}^{11})^+$, и кластеров из четырех ионов марганца — $\text{Mn}^{++}[3d^5]$. При слабом освещении интегральным светом спектры полностью исчезали и их можно было восстановить путем дополнительной ИК подветки с $h\nu = 0,5 \text{ эВ}$. Исчезновение спектра кластеров и пар $(\text{Mn} - \text{B})^+$ при освещении свидетельствует о том, что эти центры участвуют в процессе перезарядки, то есть они вносят в запрещенную зону кремния определенный спектр энергетических уровней. Из наклона температурной зависимости постоянного Холла в низкоомных кристаллах $n\text{-Si} \langle \text{B}, \text{Mn} \rangle$ было определена полоса энергетических уровней E_c — $(0,24 \div 0,34) \text{ эВ}$, а высокоомных другая полоса с энергией E_c — $(0,42 \div 0,53) \text{ эВ}$. Установлено, что наблюдаемые полосы энергетических уровней связаны с первичной и вторичной ионизацией центров марганца образующих кластер в кремнии.

Интенсивная фотолюминесценция в узкощелевых твёрдых растворах CdHgTe при комнатной температуре

А.В. Шиялев, А.А. Грешнов, Н.Л. Баженов, К.Д. Мынбаев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, С.-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)292-71-82, факс: (812)297-10-17, эл. почта: vozzdooh@gmail.com

Твёрдые растворы CdHgTe, один из основных материалов инфракрасной фотоэлектроники, в последнее время рассматриваются и как материал для изготовления излучателей, например, для оптопар в системах газового анализа. Исследования излучательных процессов в CdHgTe ранее в основном ограничивались диапазоном температур $T=2-150$ К; невозможность регистрации излучения при более высоких температурах связывалась с фундаментальными причинами, такими как Оже-рекомбинация [1]. Однако современные гетеро-эпитаксиальные структуры $Cd_xHg_{1-x}Te$, в частности, с составом активной области $x=0.29-0.39$ ($E_g=0.29-0.44$ эВ при $T=300$ К), демонстрируют интенсивную фотолюминесценцию (ФЛ) вплоть до комнатной температуры (рис. 1), что делает перспективы создания высокотемпературных излучателей вполне реальными.

Причины, по которым образцы CdHgTe, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), в отличие от образцов, выращенных, например, жидкофазной эпитаксией, демонстрируют интенсивную высокотемпературную ФЛ, до конца не ясны. Мы связываем такое различие со специфическими флуктуациями состава твердого раствора МЛЭ-образцов [2]. Области с повышенным содержанием Hg представляют собой потенциальные ямы для обоих сортов носителей, и электрон и дырка, захваченные в такую область, могут излучить фотон, избежав безызлучательной рекомбинации на многочисленных дефектах материала. Для теоретического описания ФЛ в МЛЭ CdHgTe мы использовали подход, разработанный нами ранее для моделирования эффективности InGaN/GaN светодиодов [3]. В рамках модели с помощью квазиклассического описания учитываются все физические процессы, определяющие амплитуду и форму спектров ФЛ: оптическая инжекция, динамика носителей в случайном потенциале, энергетическая релаксация на оптических и акустических фонах, захват на дефекты, излучательная и безызлучательная рекомбинация. В докладе проводится сопоставление экспериментальных данных с результатами компьютерного моделирования, подтверждающее указанную причину интенсивной высокотемпературной ФЛ в узкощелевых твёрдых растворах CdHgTe.

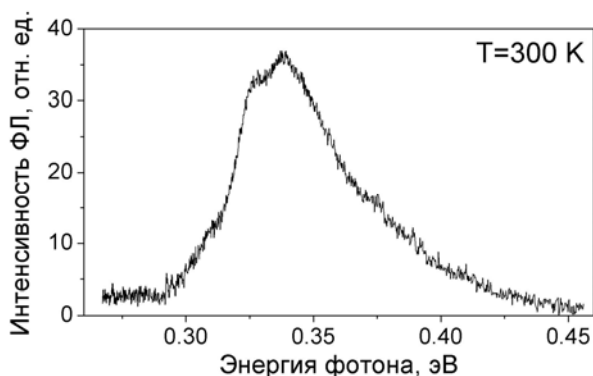


Рис. 1. Спектр ФЛ образца CdHgTe ($x=0,33$) при комнатной температуре.

Литература

- [1] J. Chu, Y. Chang, in: Mercury Cadmium Telluride: Growth, Properties and Applications, ed. P. Capper and J.W. Garland, John Wiley & Sons, London, 2011. p. 227.
- [2] К.Д. Мынбаев, Н.Л. Баженов, В.И. Иванов-Омский, и др. ФТП **45**, 900 (2011).
- [3] А.А. Грешнов, А.Е. Черняков, Н.М. Шмидт, тезисы 8-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы» (2011).

Локальная электронейтральность в полупроводниках

В.Н. Брудный, С.Н. Гриняев

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
пр. Ленина 36, Томск, 634050, Россия,

тел: (382)2423493, факс: (382)2423493, эл. почта: *brudnyi@mail.tsu.ru*

Локальная электронейтральность и локальный химпотенциал F_L определяют электронные свойства дефектного полупроводника и его поверхности, высоту барьера металл/полупроводник, разрывы зон в полупроводниковых гетеропарах, работу выхода материала. Это обусловлено тем, что стандартные условия электронно-дырочного равновесия, основанные на требовании существования единого химпотенциала, определяемого из условия глобальной электронейтральности приводят к результатам далеким от экспериментальных для таких систем, поскольку они учитывают только дальнедействующую часть потенциала. Это потребовало формирования новых условий электронно-дырочного равновесия, определяемых из принципа локальной электронейтральности для границ раздела и в объеме дефектных полупроводников. В литературе вместо термина «локальный химпотенциал» используется также термин «уровень зарядовой нейтральности» (CNL). При численных оценках CNL в полупроводниках используются аналитические модели, в основе которых лежит представление о точке ветвления комплексной зонной структуры кристалла, как точке где щелевые состояния донорного типа валентной зоны меняют свой характер на щелевые состояния акцепторного типа зоны проводимости [1–3]. Эта точка соответствует максимальной парциальной электронейтральности щелевых состояний полупроводника и иногда называется также «нейтральной точкой».

Аналитические выражения, которые используются для численной оценки CNL в полупроводниках и соответствующие работы, в которых они были получены, представлены ниже.

$$G_0(\mathbf{R}, CNL) = 0 [1], (\langle E_c \rangle - \langle E_v \rangle) / 2 [2], \partial G_0(CNL) / \partial E = 0 [2], \partial^2 G_0(CNL) / \partial^2 E = 0 [3]$$

Здесь, G_0 — усредненная по элементарной ячейке функция Грина, \mathbf{R} — вектор решетки перпендикулярный границе раздела, $(\langle E_c \rangle - \langle E_v \rangle) / 2$ — диэлектрическая щель кристалла. Анализ этих выражений показывает, что решения уравнений находятся вблизи точки перегиба функции Грина, где расположены наиболее глубокие щелевые состояния кристалла, что обеспечивает близкие расчетные значения CNL, полученные с использованием вышеприведенных моделей.

В настоящей работе приведены данные теоретических расчетов энергетического положения уровня CNL для большой группы полупроводниковых материалов и проведен анализ экспериментальных данных по свойствам дефектных полупроводников, электронного состояния поверхности, энергетическим диаграммам границ раздела, который показал хорошее соответствие между расчетом и экспериментом.

Литература

- [1] J. Tersoff. J. Vac. Sci. Technol. B **4**(4), 1066 (1986).
- [2] V.N. Brudnyi, S.N. Grinyaev, V.E. Stepanov. Physica. B **212**, 429 (1995).
- [3] V.N. Brudnyi, S.N. Grinyaev, N.G. Kolin. Physica. B **348**, 213 (2004).

Резонансный уровень железа в теллуриде свинца

Е.П. Скипетров¹, О.В. Крулевецкая¹, Е.И. Слынько², В.Е. Слынько²

¹МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991, Россия

²Институт проблем материаловедения НАНУ, ул. И. Вильде, 5, Черновцы, 58001, Украина

тел: (495) 939-4493, факс: (495) 932-9217, эл. почта: skip@mig.phys.msu.ru

Известно, что легирование сплавов на основе PbTe титаном, хромом и ванадием приводит к появлению глубоких примесных уровней, стабилизирующих уровень Ферми при достаточно высоких концентрациях примеси [1, 2]. Влияние других примесей переходных элементов на электрофизические свойства и электронную структуру этих полупроводников практически не изучалась. С целью обнаружения глубокого уровня железа и построения модели перестройки электронной структуры при легировании в настоящей работе исследованы гальваномагнитные эффекты ($T=5-300$ К, $B \leq 0.07$ Тл) в сплавах $Pb_{1-y}Fe_yTe$.

Монокристаллический слиток с номинальным содержанием железа $y=0.02$ был синтезирован вертикальным методом Бриджмена. Однофазность образцов и распределение примеси по длине слитка контролировались методами растровой электронной микроскопии и рентгенофлуоресцентного микроанализа.

У всех образцов температурные зависимости сопротивления и коэффициента Холла носят «металлический» характер. Слабо легированные образцы имеют p -тип проводимости, а увеличение концентрации железа приводит к быстрому уменьшению концентрации дырок. Затем концентрация дырок выходит на насыщение на уровне $p \approx 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и почти не меняется в интервале составов $y=0.005-0.012$. При этом с ростом температуры коэффициент Холла R_H изменяется аномальным образом: величина R_H увеличивается более чем на порядок, затем проходит через максимум и уменьшается, что указывает на стабилизацию уровня Ферми резонансным уровнем, расположенным на фоне состояний валентной зоны. При $y > 0.012$ наблюдаются p - n -инверсия типа проводимости, переход уровня Ферми в зону проводимости и монотонное увеличение концентрации электронов в сильно легированных кристаллах.

Полученные результаты обсуждаются в предположении, что легирование теллурида свинца железом индуцирует появление резонансного примесного уровня, стабилизирующего уровень Ферми вблизи потолка валентной зоны. По экспериментальным данным в рамках закона дисперсии Диммока рассчитаны зависимости концентрации носителей заряда и уровня Ферми от концентрации примеси и определено энергетическое положение резонансного уровня железа: $E_{Fe} \approx E_v - 20$ мэВ. Для объяснения кинетики изменения концентрации носителей заряда при легировании предложена модель электронной структуры $Pb_{1-y}Fe_yTe$, предполагающая возникновение двух различных глубоких донорных уровней. Один из них расположен под потолком валентной зоны и стабилизирует уровень Ферми в ограниченном интервале концентраций примеси, а второй уровень находится высоко в зоне проводимости и обеспечивает заполнение первого уровня в области стабилизации уровня Ферми, а затем и постепенное заполнение зоны проводимости в сильно легированных образцах.

Литература

[1] Б.А. Волков, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов, УФН **172**, 875 (2002).

[2] Е.П. Скипетров, А.Н. Голованов, А.В. Кнотько, Е.И. Слынько, В.Е. Слынько, ФТП **46**, 761 (2012).

Исследование орбитально-вырожденных электронных состояний мелкого донорного центра лития в моноизотопном кремнии ^{28}Si

А.А. Ежевский¹, А.А. Конаков¹, С.А. Попков¹, А.В. Сухоруков¹, Д.В. Гусейнов¹,
N.V. Abrosimov², H. Riemann²

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

²Leibniz Institute for Crystal Growth, Max-Born-Str., 2, Berlin, Germany

эл. почта: ezhevski@phys.unn.ru

Наличие вырождения у основного состояния донорного центра лития в кремнии делает его привлекательным с точки зрения возможности управления спиновыми состояниями внешними полями [1]. Кроме того, инверсная структура уровней основного $1s$ состояния лития в кремнии дает уникальную возможность исследования междолинных спин-орбитальных взаимодействий электронов. В работе [2] мы исследовали образцы моноизотопного кремния с содержанием изотопа ^{28}Si 99.99% с малым содержанием кислорода ($N \sim 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$), легированных литием. При температуре $T \sim 3.8 \text{ К}$ было обнаружено семейство анизотропных спектров ЭПР, связанных с изолированным донорным центром Li. Наблюдаемые спектры ($g < 2.000$) существенно отличались от спектров, полученных в более ранних работах [3]. Анализ и моделирование угловых зависимостей спектров в приближении второго порядка теории возмущений в предположении малости спин-орбитального расщепления показали, что спектр, имеющий компоненты g -тензора, соответствующие тетрагональной симметрии, состоит из двух линий, принадлежащих триплетному состоянию T_2 , а две другие линии относятся к дублетному состоянию E . Были определены отношения параметров междолинных спин-орбитальных связей λ и λ' к параметрам Δ , характеризующим расщепление состояний под действием внутренних деформаций кристалла. Из зависимостей интенсивностей линий ЭПР, относящихся к состояниям триплетного от напряжения сжатия кристалла вдоль направления $[110]$ было определено значение внутренней деформации и параметров Δ , что позволило определить параметры спин-орбитальных связей λ и λ' , которые оказались на три порядка меньше, чем в [3]. Кроме того, для оценки параметров λ , λ' и Δ , в работе использовался независимый подход в определении этих величин через угловые зависимости ширины линии парамагнитного резонанса с учетом внутренних деформаций кристалла [4].

Поскольку полученная величина параметра Δ оказалась порядка зеемановского расщепления, то был проведен анализ спектров с помощью полной матрицы (10×10) спинового гамильтониана. Было получено, что наблюдаемые нами угловые зависимости спектров для триплетных и дублетных состояний с $g < 2$ хорошо описываются решениями спинового гамильтониана с параметрами λ , λ' , и Δ , полученными нами в [2]. В тоже время, нам не удалось найти решений, удовлетворяющих данным, полученным в [3].

Литература

- [1] L. Pendo, E.M. Handberg, V.N. Smelyanskiy, and A.G. Petukhov arXiv:1210.8164v1[cond-mat.mes-hall] 30 Oct 2012
- [2] А.А. Ежевский, Д.В. Гусейнов, А.В. Сухоруков, С.А. Попков, N.V. Abrosimov, H. Riemann ФТП. 2012. Т. 46. С. 1468–1474.
- [3] G. D. Watkins, F.S. Ham Phys. Rev. 1970. V. 1. P. 4071–4071.
- [4] А.А. Ежевский, Д.В. Гусейнов, А.В. Сухоруков, С.А. Попков, N.V. Abrosimov, H. Riemann ФТП. 2013. Т. 47. С. 168–173.

Аномальные зависимости емкости светоизлучающих диодов на основе монокристаллического кремния, легированного эрбием

А.Н. Якименко¹, Н.А. Соболев², Е.И. Шек²

¹Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Политехническая улица, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
тел: (812)552-77-90, факс: (812)552-75-74,
эл. почта: yakimenko@tuexph.stu.neva.ru

Кремний, легированный эрбием, является перспективным материалом для создания оптоэлектроники на основе монокристаллического кремния. Уже созданы диодные структуры, излучающие при комнатной температуре на длине волны 1.54 мкм, лежащей в окне прозрачности оптоволоконных линий передач [1]. Для получения высокоэффективной эрбиевой электролюминесценции концентрация электрически и оптически активных эрбиевых центров должна составлять $10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и выше. Данные значения концентраций достигаются при высоких дозах имплантации ионов Er от 10^{14} см^{-2} и выше. При таких дозах происходит аморфизация кремния, требующая дальнейшей твердофазной кристаллизации при соответствующих отжигах. Оказалось, что структуры, полученные на основе кремния с различной ориентацией поверхности ((100) и (111)) обладают разными электрическими и оптическими свойствами. При этом структуры на основе Si(111) демонстрируют ряд уникальных свойств, в частности, температурное возгорание интенсивности электролюминесценции [1] и необычное поведение вольт-фарадных характеристик [2]. В настоящей работе исследованы аномальные зависимости емкости обратно смещенных эрбиевых диодов в зависимости от напряжения смещения и температуры при различных дозах имплантации ионов эрбия.

Исследовались диодные структуры, изготовленные на основе Si(100) и Si(111). Легирование производилось соимплантацией ионов Er⁺ с энергиями 1.6 и 2.0 МэВ и O⁺ с энергиями 22 и 28 кэВ. Дозы имплантации составили $10^{13} \div 9 \cdot 10^{14}$ и $10^{14} \div 9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ионов эрбия и кислорода соответственно. Измерение электрофизических параметров образцов производилось на p⁺-n переходах, изготовленных с помощью ионной имплантации В⁺ в лицевую (со стороны эрбия) сторону пластин. Доза имплантации составляла $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

На всех структурах проводились измерения вольт-амперных характеристик, вольт-фарадных характеристик, так же производились измерения DLTS, изотермической релаксации емкости и термостимулированной емкости в интервале температур от 80 К до комнатной.

Обнаружено, что существенную роль имеет формирование различных структурных дефектов в диодах (111)-Si(Er,O) и (100)-Si(Er,O), а так же высокая концентрация глубоких уровней в нижней половине запрещенной зоны для диодов на основе кремния с ориентацией (111).

Литература

- [1] А.М. Емельянов, Н.А. Соболев, А.Н. Якименко. Appl. Phys. Lett **72**, 1223 (1998).
[2] Н.А. Соболев, А.М. Емельянов, А.Н. Якименко. ФТП **35**, 330 (2001).

Примесная фотопроводимость эпитаксиальных слоев Si:Er

А.В. Антонов, К.Е. Кудрявцев, **В.Б. Шмагин**, Д.В. Шенгуров, З.Ф. Красильник
ИФМ РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

тел: (831)417-94-81, факс: (831)417-94-64, эл. почта: shm@ipmras.ru

Кремниевые микро- и наноструктуры, легированные эрбием, представляют интерес как источники излучения на диапазон 1.5–1.6 мкм, генерируемого за счет внутриатомных излучательных переходов между электронными состояниями $^4I_{13/2}$ и $^4I_{15/2}$ в трехвалентном ионе Er^{3+} . Светоизлучающие структуры Si:Er/Si характеризуются высоким сечением возбуждения люминесценции, достигающим в условиях межзонной оптической накачки величины $\sigma=5\times 10^{-14}$ см² [1]. Вместе с тем, сложившиеся представления о механизме передачи энергии возбуждения от электронной подсистемы матрицы кремния ионам эрбия, на наш взгляд, требуют уточнения либо нового осмысления. В частности, не подтверждено наличие уровня Ec-0.15 эВ, контролирующего возбуждение эрбия в имплантационных структурах Si:Er/Si [2], в слоях Si:Er, выращенных методом сублимационной МЛЭ и демонстрирующих максимальное сечение возбуждения и интенсивность эрбиевой люминесценции [1, 3]. Противоречивые мнения высказываются относительно участия в процессе возбуждения редкоземельной примеси других примесных состояний, обнаруживаемых в СМЛЭ слоях Si:Er.

В докладе сообщается об исследовании спектров фототока эпитаксиальных диодных структур Si:Er/Si, выращенных методом сублимационной МЛЭ. Целью работы являлось изучение примесных состояний и особенностей поглощения света с энергией кванта, меньшей ширины запрещенной зоны кремния. Выделены и проанализированы вклады межзонного поглощения, поглощения на хвостах плотности состояний (поглощение Урбаха), поглощения на примесях и дефектах структуры. Показано, что в области энергий ниже ширины запрещенной зоны кремния фотоотклик ряда структур значительно превышает фотоотклик тестовых кремниевых структур, не легированных редкоземельной примесью. Предполагается, что наблюдаемое подзонное поглощение света определяется примесно-дефектными комплексами, возникающими в процессе роста эпитаксиального слоя и формирующими в запрещенной зоне кремния квазинепрерывный спектр состояний. Установлено, что плотность состояний в примесной зоне коррелирует с температурой роста структуры. Отсутствие связи между характером подзонного поглощения, типом излучающих центров эрбия и интенсивностью фотолюминесценции исследуемых структур позволяет утверждать, что указанные примесные состояния не принимают участия в возбуждении эрбия по экситонному механизму.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 11-02-953, 11-02-963, 12-02-31287, 13-02-00397) и МинОбрНауки Российской Федерации (соглашение 8735).

Литература

- [1] Б.А. Андреев, З.Ф. Красильник, Д.И. Крыжков, В.П. Кузнецов, А.Н. Яблонский, ФТП **46**, 1398 (2012).
- [2] F. Priolo, G. Franzo, S. Coffa, A. Polman, S. Libertino, R. Barklie, D. Carey, J. Appl. Phys. **78**, 3874 (1995).
- [3] N.Q. Vinh, S. Minissale, H. Vrielinck, T. Grigorkiewicz, Phys. Rev. B **76**, 085339 (2007).

Синтез плазмонных наночастиц на основе сульфидов меди

А.А. Ирхина, Р.Б. Васильев

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, факультет наук о материалах, Ленинские горы 1/3, Москва, 119992, Россия

тел: (495) 939-54-71, факс: (495) 939-09-98, эл. почта: irkhinaaa@gmail.com

Полупроводниковые материалы привлекают большой интерес в связи с их перспективным применением в гибридных солнечных элементах. В связи с этим получению полупроводниковых наночастиц с высокой концентрацией носителей заряда, а также проводящих тонких пленок р- и n- типа на их основе уделяется особое внимание. Наиболее интересным материалов в данной области является сульфид меди (I), что связано с обилием нестехиометрических форм данного соединения и возможностью получения наночастиц разных кристаллических модификаций. Таким образом можно варьировать ширину запрещенной зоны и дальнейшее применение наночастиц. Перспективной задачей также является получение полупроводниковых частиц, для которых характерно наличие локального поверхностного плазмонного резонанса (ЛППР).

Целью данной работы была разработка условий получения коллоидных монодисперсных плазмонных наночастиц сульфида меди с высокой концентрацией носителей заряда в неполярном растворителе, создание сшитых и модифицированных проводящих слоев на их основе.

В синтезе конечного продукта в качестве прекурсоров использовались додециламин, хлорид Sn (IV), хлорид Cu (I), сера и октадецен. Синтез проводился методом быстрой инъекции прекурсора серы при различных условиях синтеза к прекурсоры меди в неполярном растворителе при постоянном токе аргона. В ходе получения наночастиц варьировались концентрации прекурсоров, время роста и температура инъекции.

Характеризация полученных образцов проводилась с помощью метода оптической спектроскопии поглощения (спектрофотометр Varian Cary 50 и УФ-ВИД спектрометр PerkinElmer Lambda 950), методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), электронной дифракции, методом рентгенофазового анализа (Rigaku D/MAX 2500), тестером (Fluke 77) и методом ИК-спектроскопии, методом масс-спектрометрии с индуктивно-связанной плазмой (Elan DRC II Perkin Elmer).

Исследована зависимость состава, морфологии и кристаллической модификации полученных наночастиц от условий синтеза. Получены стабильные золи наночастиц сульфида меди с высокой концентрацией свободных носителей заряда, исследована зависимость положения пика локального поверхностного плазмонного резонанса зольей и проводимости пленок на основе полученных частиц от состава и размера полученных частиц.

Механизм взаимодействия поверхности композита на основе пористого кремния с адсорбированными молекулами NO_2

В.В. Болотов, В.Е. Кан, Р.К. Макушенко, М.Ю. Бирюков, К.Е. Ивлев

ОНЦ СО РАН, 5 Кордная, 29, Омск, 644018, Российская Федерация

тел: (3812)560174, факс: (3812)560177, эл. почта: kan@obisp.oscsbras.ru

Ранее была показана высокая чувствительность слоев нанокompозита $\text{SnO}_x/\text{por-Si}$ к NO_2 [1], однако необходимы дальнейшие исследования по определению механизмов взаимодействия химических реагентов с поверхностью нанокompозита. Адсорбция NO_2 слоем мезопористого кремния, была исследована ранее [2]. Была показана ключевая роль поверхностных дефектов, в частности, оборванных связей кремния (P_b -центров) в процессах, ответственных за рост концентрации свободных носителей в кристаллитах при взаимодействии с NO_2 .

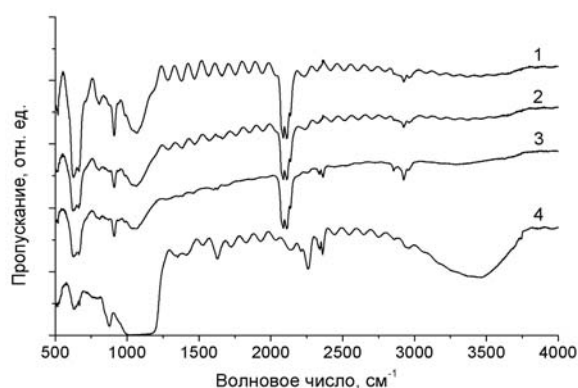


Рис. 1. Спектры ИК-поглощения слоёв нанокompозита $\text{SnO}_x/\text{por-Si}$ при адсорбции NO_2 (8000 ppm): 1 — слой por-Si до адсорбции; 2 — слой por-Si ; 3 — слой нанокompозита, полученного методом МН; 4 — слой нанокompозита, полученного методом CVD.

В спектрах ИК-пропускания слоёв нанокompозита, полученного методом магнетронного напыления (МН), при адсорбции NO_2 был обнаружен рост концентрации свободных носителей, сравнимый с таковым в слое por-Si , чего не происходило в слое нанокompозита, полученного методом CVD (рис. 1). При этом в спектрах ЭПР обнаружен рост интенсивности пика P_b^0 -центров в спектрах МН-нанокompозита и значительное снижение — в спектрах CVD-нанокompозита. Данные, полученные для слоёв нанокompозитов $\text{SnO}_x/\text{por-Si}$, свидетельствуют о присутствии в них дефектов поверхности — P_b -центров — в двух зарядовых состояниях: электронейтральном и заряженном (при захвате дырки).

Соотношение концентраций заряженных и нейтральных дефектов определяется методом формирования слоёв нанокompозита. В случае нанокompозита $\text{SnO}_x/\text{por-Si}$, полученного методом МН, адсорбированные молекулы NO_2 преимущественно образуют нейтральные комплексы с заряженными P_b^+ -центрами. Это приводит к росту концентрации свободных носителей в кристаллитах кремния. В слоях нанокompозита $\text{SnO}_x/\text{por-Si}$, полученного методом CVD, происходит преимущественное взаимодействие NO_2 с электронейтральными P_b^0 -центрами. Это приводит к образованию нейтральных комплексов $(\text{P}_b^+-\text{NO}_2)^0$. При этом роста концентрации свободных дырок не наблюдается, а сам процесс является конкурирующим каналом захвата молекул NO_2 .

Литература

- [1] В.В. Болотов, П.М. Корусенко, С.Н. Несов, С.Н. Поворознюк, В.Е. Росликов, Е.А. Курдюкова, Ю.А. Стенькин, Р.В. Шелягин, Е.В. Князев, В.Е. Кан, И.В. Пономарева, ФТП **45**, 702 (2011).
- [2] Е.А. Константинова, Л.А. Осминкина, К.С. Шаров, Е.В. Курепина, П.К. Кашкаров, В.Ю. Тимошенко. ЖЭТФ **126**, 857 (2004).

Реакционно-кинетическая модель уменьшения плотности прорастающих дислокаций в пористом слое GaN

Д.М. Артемьев^{1,2}, Т.С. Орлова^{1,3}, В.Е. Бугров^{1,2}, М.А. Одноблюдов^{1,2}, А.Е. Романов^{1,2,3}

¹Группа компаний «Оптоган», Таллинское ш., 206, Санкт-Петербург, 198205, Россия

²НИУ ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия

³ФТИ им. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)406-80-67, эл. почта: dmitry.artemiev@optogan.com

Прорастающие дислокации (ПД) являются неравновесными дефектами, которые формируются в процессе эпитаксиального роста тонких пленок материалов, применяемых в оптоэлектронике. Гетероструктуры на основе GaN, применяемые в светодиодной промышленности, особенно чувствительны к высокой плотности ПД, приводящей к значительному ухудшению проводящих и оптоэлектронных свойств данных структур.

Существует способ уменьшения плотности ПД, заключающийся в формировании пористого слоя, увеличивающего вероятность дислокационных реакций. В данной работе предложен теоретический метод оценки уменьшения плотности ПД в пористом слое GaN, основанный на реакционно-кинетической модели [1]. Авторами проведен параметрический анализ эволюции плотности ПД со следующими параметрами: начальная плотность ПД (ρ_0), средний диаметр пор (D) и среднее расстояние между соседними порами (L). Данная модель предсказывает сильную зависимость плотности ПД от начальной плотности ρ_0 . Для случая $\rho_0 = 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $L/D = 0.5$ и $H = 1 \div 10 \text{ мкм}$ модель дает уменьшение плотности ПД до трех порядков.

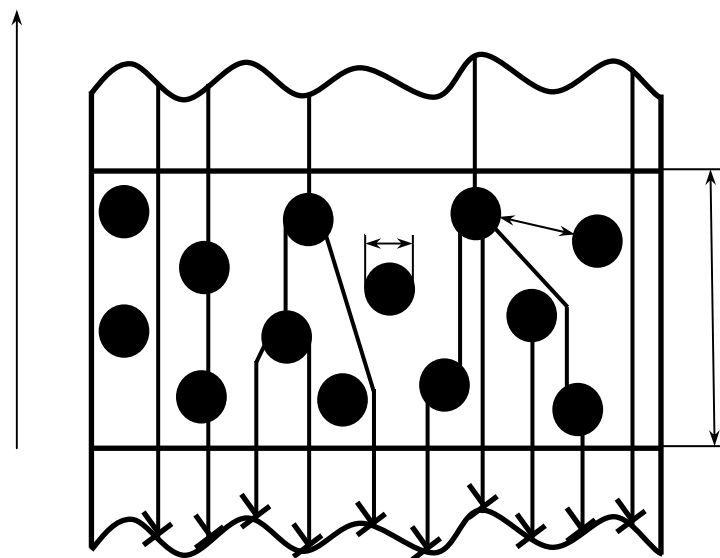


Рис. 1. К модели уменьшения ПД в пористом слое GaN

Литература

- [1] А.Е. Романов et al. An approach to threading dislocation reaction kinetics, Appl. Phys. Lett. **69** (22), 1996, pp.3342-3344

Тушение фотолюминесценции квантовых ям Zn(Cd)Se/ZnMgSSe/GaAs при их подсветке подбарьерным излучением

В.С. Кривобок^{1,2}, В.И. Козловский¹, А.Ф. Адиятуллин^{1,2}, С.В. Шевцов^{1,2},
Д.Е. Свиридов¹, А.А. Пручкина¹

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991, Россия

²Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700, Россия

тел: (499)135-79-41, эл. почта: krivobok@lebedev.ru

Исследуемые структуры с двойными квантовыми ямами (КЯ) Zn(Cd)Se/ZnMgSSe были выращены методом МOCVD на подложках GaAs n-типа в атмосфере водорода при низком давлении (75 Торр) и температуре 450–460 °С. В спектрах фотолюминесценции (ФЛ) регистрировалась дублетная структура, связанная с излучением свободных и связанных на донорах (D^0X) экситонов. При дополнительной подбарьерной подсветке структур излучением с длиной волны 650 нм (энергия кванта 1.90 эВ) в спектрах ФЛ наблюдалось три эффекта: (1) резкое снижение интегральной интенсивности ФЛ; (2) исчезновение линии D^0X ; (3) изменение ширины линий ФЛ. Данные эффекты регистрировались при температурах около 100 К и практически отсутствовали при температуре 5 К.

Сколы структур исследовались в зондовом микроскопе в режиме измерения сопротивления растекания тока. В отсутствие надбарьерного возбуждения и подбарьерной подсветки ток через зонд регистрировался только от подложки GaAs. При надбарьерном возбуждении ток возникал и в слоях структуры, причем ток увеличивался при контакте зонда со слоем КЯ. Это свидетельствует об увеличении концентрации электронов в них. Включение подбарьерной подсветки одновременно с надбарьерным возбуждением приводило к существенному уменьшению тока из слоев структуры, что объясняется уменьшением концентрации электронов в КЯ.

Мы считаем, что уменьшение концентрации электронов в КЯ в результате подбарьерной подсветки приводит к увеличению числа ионизованных доноров, являющихся центрами безызлучательного распада экситонов [1]. Это определяет как снижение интегральной интенсивности ФЛ, так и уменьшение концентрации нейтральных доноров, ведущее к затуханию линии D^0X . Большое время изменения спектров ФЛ после включения подсветки (~ 1 с) указывает на связь рассматриваемых процессов с перераспределением заряда между КЯ и подложкой.

Изменение ширины линий ФЛ при включении подсветки может быть связано с увеличением числа заряженных центров, приводящим к возрастанию роль флуктуаций потенциала или изменению константы экситон-фононного взаимодействия. В свою очередь, отток электронов из КЯ может определять сужение линии ФЛ, связанное со снижением роли экситон-электронного рассеяния. Отсутствие каких-либо изменений в спектре отражения при включении подсветки, наблюдаемое для некоторых КЯ, указывает на появление канала экситонной ФЛ, связанной с неупругим экситон-электронным рассеянием.

Литература

[1] А.Ф. Адиятуллин и др., ЖЭТФ **142**, 1005 (2012).

Слой GaN с низкой плотностью дислокаций, выращенные на высокотемпературном слое AlN

С.И. Петров, А.Н. Алексеев, Д.М. Красовицкий, В.П. Чалый, В.В. Мамаев
 ЗАО «НТО», пр. Энгельса, 27, 194156, Санкт-Петербург,
 тел. +7 (812) 702-13-08, e-mail: petrov@semiteq.ru

Гетероэпитаксия III-нитридов на рассогласованных по параметру решетки подложках приводит к высокой плотности дислокаций в выращиваемых слоях (10^9 – 10^{10} см⁻² для МВЕ и 10^7 см⁻² для МOCVD с использованием технологии ELOG), что определяет эффективность и надежность создаваемых устройств. Типичные значения подвижности электронов при комнатной температуре в слоях GaN, выращенных на сапфире с использованием различных (GaN, AlGa_xN и AlN) тонких буферных слоев, находятся в диапазоне 250–350 см²/В·с для МВЕ и 500–700 см²/В·с для МOCVD.

В данной работе демонстрируется получение слоев GaN с пониженной плотностью дислокаций и использование их в полевых транзисторах с высокой подвижностью. Это достигнуто благодаря выращиванию сложного буферного слоя, состоящего из последовательно выращенных слоев AlN 200 нм (температура роста 1100–1150°C), сверхрешетки

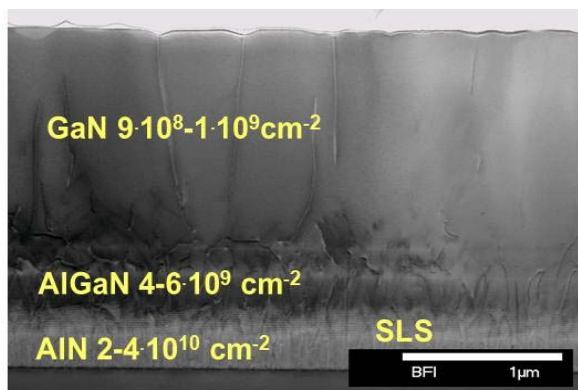


Рис. 1. STEM изображение многослойной гетероструктуры AlN/SLS/AlGa_xN/GaN.

раздельно определены плотности винтовых ($\sim 2 \cdot 10^8$ см⁻²), краевых ($\sim 4 \cdot 10^8$ см⁻²) и смешанных ($\sim 4 \cdot 10^8$ см⁻²) дислокаций в верхнем слое GaN.

Выращивание структур с высоким кристаллическим совершенством привело к существенному увеличению подвижности электронов, достигающей максимального значения 600–650 см²/В·с в слоях GaN толщиной 1,5 мкм слаболегированных кремнием, что соответствует хорошему качеству слоев GaN, выращенных методом МOCVD.

Использование таких слоев GaN в двойных гетероструктурах с барьерным слоем Al_xGa_{1-x}N переменного состава ($x = 0,25$ – $0,4$) позволило изменять концентрацию электронов и их подвижность в двумерном газе (2DEG) в диапазоне 1300–1700 см²/В·с и $(1,0$ – $1,8) \cdot 10^{13}$ см⁻², соответственно, обеспечивая контролируемое изменение слоевого сопротивления в диапазоне 230–400 Ω/□. Транзисторы, созданные на их основе, продемонстрировали рабочие параметры мирового уровня [1].

Литература

- [1] А.Н. Алексеев, Д.М. Красовицкий, С.И. Петров и др., Наноиндустрия. № 1 С. 20–22. 2011

О фотоиндуцированных эффектах в нелегированных пленках аморфного гидрированного кремния

И.А. Курова, Н.Н. Ормонт

МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, д.1, стр.2, Москва, 119991, Россия

тел: (495)939-39-17, факс: (495)939-37-31, эл. почта: ormont@phys.msu.ru

Проблема фотоиндуцированных изменений свойств пленок аморфного гидрированного кремния (a-Si:H) по-прежнему актуальна, т.к. их природа недостаточно ясна. Исследования последних лет показали, что под влиянием освещения в a-Si:H происходят структурные перестройки аморфной сетки с участием водорода. Это обуславливает изменения плотности электронных состояний в запрещенной зоне и, в том числе, фотоиндуцированные изменения электрических и фотоэлектрических свойств пленок.

В настоящей работе исследовались нелегированные пленки a-Si:H, выращенные в атмосфере чистого силана, а также при разбавлении его аргоном. Были проведены измерения температурных зависимостей фотопроводимости и темновой проводимости предварительно отожженных и освещенных пленок в интервале температур 140–470 К. Измерения фотопроводимости проводились при освещении пленок гелий-неоновым лазером. Предварительное сильное освещение осуществлялось галогенной лампой с ИК фильтром.

Известно, что при освещении в пленках a-Si:H наблюдается уменьшение фотопроводимости и темновой проводимости — эффект Стеблера-Вронского. Этот эффект обусловлен образованием в аморфной сетке одиночных оборванных связей кремния [1].

В настоящей работе установлено, что при температурах выше 350 К наблюдается аномальный эффект Стеблера-Вронского — повышение темновой проводимости и фотопроводимости нелегированной пленки a-Si:H при ее освещении, температурный гистерезис фотопроводимости и немонотонная релаксация темновой проводимости предварительно освещенной пленки.

Показано, что эти эффекты могут быть объяснены образованием при повышенных температурах двух типов фотоиндуцированных метастабильных дефектов с разными энергиями образования и термической релаксации. Энергетические уровни этих дефектов расположены в нижней и верхней половинах запрещенной зоны.

Предположено, что кроме одиночных фотоиндуцированных метастабильных оборванных связей кремния при повышенных температурах образуются дефекты путем внедрения водорода в слабую Si-Si связь [2, 3]. Именно эти дефекты могут обуславливать обнаруженные аномальные электрические и фотоэлектрические свойства нелегированных пленок a-Si:H.

Литература

- [1] H. Dersch, L. Schweitzer, J. Stuke, *Phys.Rev.B* **28**, 4678 (1983)
- [2] C. Longeaud, D. Roy, O. Saadane, *Phys.Rev.B* **65**, 085206 (2002)
- [3] P. Kounavis, *J.Appl.Phys.* **97**, 023707 (2005)

Диагностика синтетических и природных алмазов, облученных протонами, нейтронами и электронами, методами магнитного резонанса

Д.Д. Крамущенко, И.В. Ильин, В.А. Солтамов, М.В. Музафарова, П.Г. Баранов
ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д.26, г. Санкт-Петербург, 194021, Россия
тел: (812) 297-22-45, факс: (812)297-10-17, эл. почта: dorota@rambler.ru

Алмаз с азотно-вакансионными триплетными центрами (NV-дефектами) является перспективным материалом для использования в качестве источника одиночных фотонов, нового поколения магнитометров с наноразмерным разрешением, нетоксичных биологических меток, а также для создания элементной базы (кубит) квантовых компьютеров [1]. Оптимизация условий получения высоких концентраций NV-дефектов и при этом подавление образования нежелательных дефектов является важной проблемой. Метод ЭПР является наиболее информативным методом диагностики дефектов в алмазе.

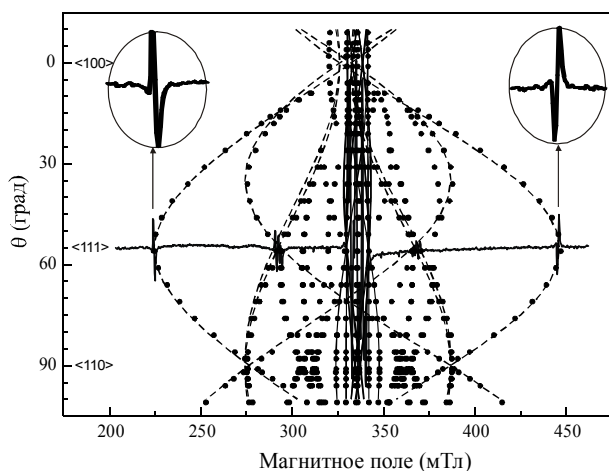


Рис. 1. Угловые зависимости линий ЭПР NV-дефектов (пунктир) и тривакансий (сплошные линии), в синтетическом алмазе, облученном нейтронами. Показан спектр ЭПР NV-дефекта в ориентации $\langle 111 \rangle$ при облучении неполяризованным светом при комнатной температуре.

NV-центра, зарегистрированные при облучении образца неполяризованным светом ($\lambda = 532$ нм). Разные фазы высокопольной (излучение) и низкопольной (поглощение) линий ЭПР (показаны на вставках в увеличенном масштабе) говорят о спиновой поляризации подуровней NV-дефекта. Таким образом, достигнута практически полная поляризация спиновых подуровней основного состояния NV-дефектов в алмазе при облучении неполяризованным светом, что обеспечивает также возможность регистрации сигнала оптически детектируемого резонанса при комнатной температуре.

Работа поддержана грантами Министерством образования и науки РФ №8017 и №8568 и грантами РФФИ 13-02-00802 и 13-02-00821.

Литература

[1] F. Jelezko, J. Wrachtrup, Phys. Stat. Sol. (a) **203**, No.13, 3207 (2006).

В данной работе была произведена диагностика методами магнитного резонанса ряда синтетических алмазов, облученных протонами, нейтронами и электронами, а также природного алмаза, облученного нейтронами.

На Рис. 1 в качестве примера приведены угловые зависимости спектров ЭПР дефектов, зарегистрированных в алмазе, полученном методом CVD, облученном нейтронами и подвергнутое отжигу при 800° C. Наблюдались многочисленные анизотропные линии ЭПР: NV-дефекты, тривакансии. Наличие сравнительно узких и интенсивных линий в спектрах ЭПР говорит о высоком качестве кристаллов.

На рисунке также показаны сигналы ЭПР

О температурной зависимости дислокационной фотолюминесценции в кремнии

С.Н. Нагорных^{1,3}, В.И. Павленков², А.Н. Михайлов¹, А.И. Белов¹, Д.И. Тетельбаум²

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Н. Новгород, 603950, Россия

²Арзамасский филиал Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, ул. К. Маркса, 36, Арзамас, 607220, Россия

³Нижегородский государственный технический университет имени Р.Е. Алексеева, ул. Минина, д. 24, Н. Новгород, 603950, Россия

тел: (831)462-31-88, факс: (831)462-31-36, эл. почта: algorithm@sandy.ru

Одно из перспективных направлений разработки кремниевых светоизлучающих диодов основано на использовании дислокационной люминесценции (ДЛ) [1]. При этом наибольший интерес представляет полоса изучения $D1$, расположенная вблизи длины волны 1,5 мкм, то есть в области минимума потерь в кварцевых световодах. В настоящее время отсутствует единая точка зрения на природу этой полосы.

Одним из способов изучения механизма дислокационной люминесценции является анализ ее температурной зависимости. Такой анализ, выполненный в [2], позволил авторам путем сравнения с экспериментальными данными определить параметры своей модели. Однако, при этом сравнение температурной зависимости ФЛ проводилось только для максимума полосы $D1$, тогда как полоса характеризуется значительной шириной, превышающей величину температурного возбуждения $\sim kT$. В нашей работе, на основе подхода [3], предложена модификация этой модели, позволяющая проводить сравнение с экспериментальной зависимостью при различных длинах волн в полосе $D1$.

Разработанная модель дислокационной люминесценции в кремнии учитывает переходы при возбуждении ДЛ, излучательные и безызлучательные переходы между энергетическими уровнями, связанными с дефектами — источниками ДЛ. Решена соответствующая система кинетических уравнений и найдена теоретическая температурная зависимость интенсивности фотолюминесценции при различных энергиях излучаемых фотонов; параметры этой зависимости получены из сравнения теоретического выражения с экспериментальными данными для полосы ФЛ $D1$, представленными в работе [4]. Дальнейшее уточнение модели возможно в направлении учета дополнительного уровня в запрещенной зоне (центра безызлучательной рекомбинации), а также механических напряжений вокруг дислокации (деформационного потенциала).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 12-02-00980).

Литература

- [1] Н.А. Соболев, Инженерия дефектов в технологии полупроводников. Физические основы в технологии кремниевых приборов, LAMBERT Academic Publishing. 2011, 252 с.
- [2] V.V. Kveder, E.A. Steinman, S.A. Shevchenko, H.G. Grimmeiss, Phys. Rev. B. **51**, 10520 (1995).
- [3] С.Н. Нагорных, В.И. Павленков, А.Н. Михайлов, А.И. Белов, Л.В. Красильникова, Д.И. Крыжков, Д.И. Тетельбаум, ЖТФ **82**, 63 (2012).
- [4] Н.А. Соболев, А.М. Емельянов, В.В. Забродский, Н.В. Забродская, В.Л. Суханов, Е.И. Шек, ФТП **41**, 635 (2007).

Оптически детектируемый магнитный резонанс в монокристаллах ZnO с примесью железа

А.С. Гурин, Д.О. Толмачев, Н.Г. Романов, П.Г. Баранов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул. 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)292-73-20, факс: (812)297-10-17, эл. почта: sasha.gurin@mail.ioffe.ru

Простота выращивания больших монокристаллов ZnO и близость параметров решетки ZnO и GaN позволяют использовать пластины ZnO в качестве подложек при выращивании наноструктур. Такие подложки, полученные гидротермальным методом, содержат большое количество примесных дефектов, в частности, ионы железа, которые рассматриваются как перспективный кубит для квантовых компьютеров. В настоящей работе приводятся результаты исследования кристаллических подложек ZnO методами ЭПР и оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР).

Спектры ОДМР на частоте 35 ГГц регистрировались при температуре 1.8–2 К по интенсивности люминесценции, возбуждаемой полупроводниковым лазером 405 нм. В спектре фотолюминесценции наряду с широкой полосой с максимумом при 620 нм наблюдался хорошо структурированный спектр в области 690–730 нм, обусловленный переходами ${}^4T_1(G)$ - ${}^6A_1(S)$ изолированных ионов Fe^{3+} , замещающих Zn^{2+} в решетке ZnO [1]. Как следует из спектров ОДМР, широкая полоса ФЛ обусловлена рекомбинацией мелких доноров и акцепторов лития. По интенсивности люминесценции железа был зарегистрирован анизотропный спектр ОДМР, угловая зависимость которого совпадает с расчетной для основного состояния аксиальных центров Fe^{3+} в ZnO. При расчете использовались параметры из [2]. Регистрация ЭПР основного состояния ионов Fe^{3+} по интенсивности их внутрицентральной люминесценции может быть объяснена эффектом селективной реабсорбции, который использовался в первых работах по ОДМР в твердом теле [3]. Следует отметить, что из-за большого фактора Больцмана в спектрах ОДМР были зарегистрированы лишь переходы $-5/2 \leftrightarrow -3/2$ между нижними уровнями тонкой структуры (для Fe^{3+} параметр тонкой структуры $D < 0$). Подобное поведение наблюдалось для Mn^{2+} в кристаллах ZnO и квантовых точках (CdMn)Se [4]. Регистрация ОДМР мелких доноров по интенсивности люминесценции Fe^{3+} свидетельствует о передаче энергии донорно-акцепторной рекомбинации примесным ионам железа. Подтверждением такого вывода является наблюдение внутрицентральной люминесценции Fe^{3+} в спектрах длительного туннельного послесвечения кристаллов ZnO:Fe.

Работа была поддержана Министерством образования и науки России по контрактам № 8017 и 8568, программами РАН «Спиновые явления в твердотельных наноструктурах и спинтроника» и «Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов», а также грантами РФФИ №12-02-01011, 13-02-00821 и 13-02-00802.

Литература

- [1] R. Heitz, A. Hoffmann, I. Broser, Phys. Rev. **B 45**, 8977 (1992)
- [2] W.M. Walsch Jr. and L.W. Rupp Jr., Phys. Rev. **126**, 952 (1962)
- [3] S. Geschwind, R.J. Collins, and A.L. Schawlow Phys. Rev. Lett. **3**, 545 (1959)
- [4] P.G. Baranov, N.G. Romanov, D.O. Tolmachev, R.A. Babunts, B.R. Namozov, Yu.G. Kusrayev, I.V. Sedova, S.V. Sorokin, S.V. Ivanov. 2008 JETP Lett. **88** 631

Излучательные свойства волноводных структур Si:Er/SOI

Б.А. Андреев¹, З.Ф. Красильник¹, Л.В. Красильникова^{1,2}, К.Е. Кудрявцев^{1,2},
Д.В. Шенгуров¹, А.Н. Яблонский¹

¹ИФМ РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

²ННГУ, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

тел: (831)417-94-82, факс: (831)417-94-74, эл. почта: luda@ipm.sci-nnov.ru

Важной задачей кремниевой оптоэлектроники является поиск эффективных механизмов излучательной релаксации в кремниевых наноструктурах. В качестве одного из потенциальных источников излучения с длиной волны 1.5 мкм, оптимальной для волоконно-оптических линий связи и устройств кремниевой нанофотоники, рассматривается кремний, легированный эрбием. В настоящей работе сообщается о формировании волноводных меза-структур Si:Er/SOI, необходимых для возможности получения стимулированного излучения на внутриатомных переходах эрбия, исследовании их излучательных свойств и возможности создания инверсной населенности излучательного перехода $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ иона Er^{3+} .

Исследуемые структуры Si:Er/SOI были выращены методом сублимационной МЛЭ на подложках SOI (silicon-on-insulator). Температура роста активного слоя Si:Er варьировалась от 400 до 600°C, толщина активного слоя Si:Er составляла 0.35–2 мкм. На выращенных структурах Si:Er/SOI методами стандартной фотолитографии и плазмохимического травления изготавливались полосковые волноводы. В сформированных таким образом структурах наблюдался интенсивный сигнал эрбиевой фотолюминесценции (ФЛ) на длине волны 1.54 мкм. Проведены исследования эффективности возбуждения эрбия в условиях оптической накачки, полученные результаты сопоставлены для образцов с различными типами излучающих центров иона Er^{3+} . Для диодных структур Si:Er/Si и Si:Er/SOI исследована эффективность токовой накачки эрбиевых центров при возбуждении эрбия горячими носителями заряда для различных конфигураций электрического поля.

В работе также представлены исследования кинетики эрбиевой и экситонной ФЛ при межзонной оптической накачке. Рассмотрены факторы, влияющие на характерное время передачи возбуждения от электронной подсистемы кремния ионам эрбия и определяющие кинетику нарастания эрбиевой ФЛ в структурах Si:Er/SOI и Si:Er/Si. В частности, обнаружена существенная зависимость времени нарастания ФЛ эрбия от мощности и длины волны возбуждающего излучения. В качестве причин возникновения медленной компоненты (~ 1 мкс) в кинетике нарастания эрбиевой ФЛ рассматриваются снижение эффективности возбуждения, безызлучательное девозбуждение ионов эрбия в условиях высокой концентрации носителей заряда и возникновения в структурах электронно-дырочной плазмы, а также диффузия носителей заряда из кремниевой подложки в эпитаксиальный слой Si:Er.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 11-02-00953, № 12-02-31287) и программ РАН.

Формирование наночастиц в кремнии, имплантированном ионами цинка и кислорода

В.В. Сарайкин¹, А.Ю. Трифионов¹, **В.В. Привезенцев**², В.С. Куликаускас³, Д.В. Петров³

¹НИИ физических проблем, Зеленоград, Москва, 124460, Россия

²Физико-технологический институт РАН, Нахимовский просп. 34, Москва, 117218, Россия

³НИИЯФ МГУ, Ленинские горы, Москва, 119991, Россия

тел: (499)129-60-95, факс: (499)129-31-41, эл. почта: privezentsev@ftian.ru

В последнее время широко исследуются свойства наночастиц (НЧ) окиси цинка в кремнии благодаря их возможному использованию в перспективных устройствах микро-/оптоэлектроники [1, 2]. Представлены результаты исследования формирования НЧ ZnO в кремнии, легированном ионами Zn и O.

Пластины Cz-n-Si(100) были имплантированы с дозой 2×10^{16} см⁻² сначала ионами ⁶⁴Zn⁺ с энергией 100 кэВ, а затем ионами ¹⁶O⁺ с энергией 35 кэВ. После этого пластины были изохронно в течение 60 мин последовательно отожжены в инертной среде Ar при температурах 400, 600, 800 и 1000°C.

Профили легирующих примесей Zn и O исследовались методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) с помощью прибора САМЕСА IMS-4f. В качестве первичных использовались ионы Cs⁺ с энергией 10 кэВ. При этом масс-спектральное разрешение составляло 4000. Визуализация поперечных сечений имплантированных слоев проводилась методом высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ВРПЭМ) на приборе JEM-2100 с ускоряющим напряжением 200 кэВ в сочетании с электронной дифракцией. Топография поверхности образцов исследовалась с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) Solver P47 (NT-MDT).

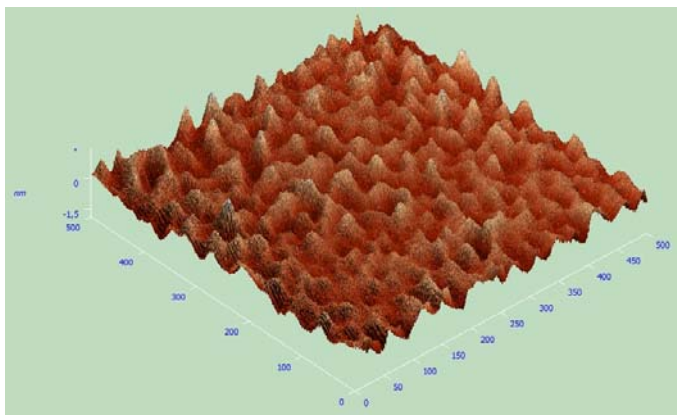


Рис. 1. АСМ изображение поверхности образца, размер кадра 500×500 мкм²

Полученные результаты указывают на формирование в приповерхностной области сразу после имплантации аморфизованного слоя толщиной 140 нм. После отжига в диапазоне температур 600–800°C аморфизованный слой частично отжигается и в рекристаллизованной части образца появляются НЧ ZnO с размером порядка десяти

нм. После отжига при температуре 1000°C НЧ с размером порядка десятков нм и высотой несколько нм формируются на поверхности образцов (Рис. 1). При этом наряду с фазой ZnO в образце появляется и фаза Zn₂SiO₄.

После отжига при температуре 1000°C НЧ с размером порядка десятков нм и высотой несколько нм формируются на поверхности образцов (Рис. 1). При этом наряду с фазой ZnO в образце появляется и фаза Zn₂SiO₄.

Литература

- [1] I. Muntele, P. Thevenard, C. Muntele, B. Chhay, D. Ila, Mater. Res. Symp. Proc., **829**, paper B.2.21 (2005).
- [2] T. Lohner, C. Angelov, V. Mikli. Thin Solid Films, **516**, 8009 (2008).

Исследование электронных свойств дефектов на границе соединения разориентированных пластин кремния

А.Н. Терещенко¹, Э.А. Штейнман¹, А.А. Мазилкин¹, М.А. Хорошева¹, О. Конончук²

¹Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432, Россия

²SOITEC, Parc Technologique des Fontaines, Bernin, 38190, France

тел: (496)5228-201, факс: (496)522-81-60, эл. почта: tan@assp.ac.ru

Дислокации в кремнии являются эффективными центрами излучательной рекомбинации. Как было показано ранее, эффективность дислокационного излучения в области 0.8 эВ в пластически деформированных образцах Si может достигать 0.1% при комнатной температуре [1]. Для успешного применения дислокационной люминесценции (ДЛ) в целях оптоэлектроники требуется решение двух основных задач: выяснение природы излучательных центров, ответственных за длинноволновую часть ДЛ и нахождение технологичного пути введения дислокаций.

Одним из таких технологичных способов генерации дислокаций является метод прямого сращивания кремниевых пластин разориентированных друг относительно друга. Образующаяся при этом на границе соединенных пластин сетка дислокаций демонстрирует интенсивную люминесценцию, спектр которой сильно отличается от типичного спектра дислокационной люминесценции даже при минимальных углах разориентации пластин [2]. Более того, такие структуры показывают сильную зависимость спектрального распределения интенсивности люминесценции от угла разориентации пластин.

Данная работа посвящена комплексному исследованию электронных свойств дефектов, возникающих в процессе гидрофильного соединения пластин кремния с различными углами разориентации. На основании данных, полученных методами фотолюминесценции (ФЛ), нестационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) и тока, индуцированного световым пучком (LBIC) обсуждается взаимосвязь плотности и типов дефектов с их излучательными свойствами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-02-31771).

Литература

- [1] V. Kveder, M. Badylevich, E. Steinman, A. Izotov, M. Seibt, W. Schröter, *Appl. Phys. Lett.*, **84** (12) 2106 (2004).
- [2] E. Steinman, A. Tereshchenko, O. Kononchuk, V. Vdovin, *Phys. Stat. sol. (c)*, **10** (1) 16 (2013).

Оптические переходы, ответственные за происхождение полосы дислокационной люминесценции D1 в кремнии

А.С. Бондаренко, О.Ф. Вывенко

НИИ Физики им. В.А. Фока и МРЦ по направлению нанотехнологии

Санкт-Петербургского государственного университета, Ульяновская ул., д. 1, Санкт-Петербург, 198504, Россия

тел: (812)428-44-90, факс: (812)428-44-78, эл. почта: bondarenko@nano.spbu.ru

Дислокационная люминесценция (ДЛ) в кремнии с четырьмя основными характеристическими полосами, традиционно обозначаемыми как D1, D2, D3, D4 [1], интенсивно исследуется уже более тридцати лет. И если для полос D3-D4 достигнут консенсус в интерпретации их происхождения, происхождение полосы D1 (~0,8 эВ), которая представляет наибольший интерес в приложениях, до сих пор остается спорным [2, 3].

Одной из нерешенных задач является однозначное установление электронных уровней, ответственных за Д1. Действительно, из данных DLTS/MCTS можно определить положение уровней относительно краев запрещенной зоны, а из спектров люминесценции — энергию межуровневых оптических переходов. Однако установить прямое соответствие между этими результатами и построить схему оптических переходов при достаточно сложном спектре электронных состояний в запрещенной зоне дислокационных образцов невозможно.

Недавно нами был предложен новый подход к решению этой задачи, основанный на регистрации нестационарной люминесценции, возникающей после заполнения уровней основными носителями заряда электрическими импульсами в результате рекомбинации с неосновными носителями, поставляемыми из базы Шоттки диода. (Pulsed-TREL) [4]. Для уровней на интерфейсе, расположенном в ОПЗ диода, зависимость сигнала от амплитуды заполняющего импульса как и в методе DLTS определяется их энергетикой, что и позволяет сопоставлять данные обоих методов.

В настоящей работе исследовались дислокационные сетки (ДС) в кремнии, формирующиеся на интерфейсе сращиваемых кремниевых пластин. Подобные структуры вызывают в настоящее время большой практический интерес [5] и являются превосходными объектами для исследования электронных свойств дислокаций в кремнии. На основании данных, полученных методами DLTS, MCTS и Pulsed-TREL оказалось, что в люминесценции полосы D1 участвуют только мелкие дислокационные уровни вблизи краев запрещенной зоны. Независимыми измерениями было установлено, что уровни ДС нейтральны в пустом состоянии. Предложена новая модель, объясняющая механизм D1-люминесценции оптическими переходами через мелкие уровни, учитывающая кулоновское взаимодействие локализованных на них носителей.

Литература

- [1] N.A. Drozdov, A.A. Patrin, V.D. Tkachev, JETP Letters, **23** (1976) 597-599.
- [2] V.V. Kveder, E.A. Steinman, et al., Phys. Rev. B, **51** (1995) 10520.
- [3] E.A. Steinman, H.G. Grimmeiss, Semicond Sci Tech, **13** (1998) 124.
- [4] A. Bondarenko, O. Vyvenko, et al., Solid State Phen., **178–179** (2011) 233-242.
- [5] M. Kittler, X. Yu, et al., Small, **3** (2007) 964-973.

Квантовая индуктивность резонансно-туннельного диода существенно уменьшает его предельную частоту

Н.В. Алкеев¹, С.В. Аверин¹, А.А. Дорофеев², Н.Б. Гладышева²

¹ФирЭ им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, 141190, г. Фрязино, Россия

²ФГУП «НПП «Пульсар», Окружной проезд, 27, 105187 Москва

тел: (903)208-04-63, факс: (495)702-95-72, эл. почта: nikolayalkeev@mail.ru

В диапазоне 0.1...40 ГГц измерен импеданс резонансно-туннельных диодов (РТД) на основе гетеросистемы GaAs/AlAs с барьерами из AlAs толщиной 1.7 нм и квантовой ямой шириной 4 нм предназначенных для работы в субгармонических смесителях (СГС) миллиметрового диапазона длин волн. Методика измерения импеданса РТД, позволяющая учесть импеданс контактных площадок и соединительных проводников на чипе РТД, изложена в [1], ВАХ и другие параметры исследуемых РТД приведены в [2]. Предложено около десятка различных эквивалентных схем (ЭС) для описания работы РТД [3]. Для выбора ЭС, наилучшим образом соответствующей измеренной частотной зависимости импеданса конкретного РТД, и нахождения величин элементов ЭС мы использовали метод нелинейной регрессии [1].

Установлено, что при нулевом смещении частотная зависимость импеданса большинства (около 90%) РТД практически идеально описывается ЭС диода Шоттки, частотная зависимость которой на диаграмме Смита является в точности дугой окружности. При подаче напряжения смещения на такие РТД мы наблюдали «провисание» этой зависимости вниз, что описывалось ЭС с «квантовой» индуктивностью L_Q , предложенной в [4]. Найденная нами величина $L_Q = 0.09$ нГ соответствует времени задержки электронов в КЯ РТД 1.3 пс. Получена формула для нахождения предельной частоты РТД в схеме СГС с учетом задержки электронов в КЯ. Предельная частота исследованных РТД составляет 125 ГГц, в то время как предельная частота, рассчитанная без учета задержки электронов в КЯ, равна 810 ГГц.

У части РТД (около 10%) частотная зависимость импеданса на диаграмме Смита при нулевом смещении более плоская, чем дуга окружности, что хорошо описывается ЭС РТД, содержащей дополнительную RC цепочку. Эта цепочка аналогична RC цепочке описывающей перезарядку поверхностных состояний в МОП структуре [5], поэтому мы предположили, что она описывает перезарядку локализованных электронных состояний на гетерограницах активных слоев РТД. Получена формула предельной частоты для этого случая.

Литература

- [1] Н.В. Алкеев, В.Е. Любченко, P. Velling, E. Khorenko, W. Prost, F.J. Tegude. Радиотехника и электроника **49**, 886 (2004).
- [2] Н.В. Алкеев, С.В. Аверин, А.А. Дорофеев, Н.Б. Гладышева, М.Ю. Торгашин, Микроэлектроника **39**, 356 (2010).
- [3] M.N. Feiginov D.R. Chowdhury. APL **91**, 203501 (2007).
- [4] E.R. Brown, C.D. Parker, T.C.L.G. Solner. APL **54**, 934 (1989).
- [5] Sze S. M., Ng Kwok K. Physics of semiconductor Devices. New Jersey, Willey-Interscience, 2007.

Циклотронный резонанс в режиме квантового эффекта Холла

А.А. Грешнов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)292-73-67, факс: (812)297-10-17, эл. почта: a_greshnov@hotmail.com

Режим сильных магнитных полей и низких температур привлекает пристальное внимание теоретиков на протяжении как минимум последних четырех десятилетий, что и понятно: с одной стороны, в нем наблюдается столь грандиозное явление как квантовый эффект Холла (КЭХ), с другой — достаточно трудно что-либо посчитать, т.к. «затрабочная» плотность состояний является суперпозицией дельта-функций. Минимальным приближением, в котором удастся определить уширение уровней Ландау и проводимость является так называемое самосогласованное борновское приближение (ССБП) [1]. В рамках ССБП отбрасываются все невырожденные траектории, т.к. они приводят при $N \gg 1$ к быстро осциллирующим слагаемым. Поскольку в пределе $N \rightarrow \infty$ локализация исчезает, использование ССБП полностью ее игнорирует и при конечных N . Продвинуться за пределы ССБП довольно сложно, но можно — для этого надо научиться как-то пересуммировать расходящиеся ряды теории возмущения, например методом Паде-Бореля. В работе [2] таким способом была с хорошей точностью воспроизведена плотность состояний основного уровня Ландау, а вот сделать надежных выводов относительно проводимости не удалось — слишком уж сингулярно ее поведение при $T=0$ [3]. Целью данной работы является выявление локализационных поправок в динамической проводимости вблизи циклотронной частоты — величине несингулярного характера. Формула для нее имеет вид [4]

$$\sigma_{xx}(\omega) = -\frac{e^2}{4\pi S} \int \frac{d\varepsilon}{\omega} [f(\varepsilon) - f(\varepsilon + \hbar\omega)] \text{Tr} \{ \overline{v_x(G_R - G_A)v_x(G_R - G_A)} \}, \quad (1)$$

а начальные члены разложения приведены на рис. 1. В реальности для получения более точных оценок методом Паде-Бореля приходится использовать гораздо больше членов разложения и сравнивать результаты, полученные для разных форм аппроксимирующей дробно-рациональной функции [3]. Результаты расчетов $\sigma_{xx}(\omega)$ таким способом показали, что ширина линии циклотронного резонанса при уровне Ферми, лежащем между основным и первым возбужденным уровнями Ландау, примерно на 20% меньше, чем предсказывает ССБП. Причиной такого сужения является локализация волновых функций, которая пространственно разнесена для электронов с разных хвостов уровней Ландау. Таким образом, мы показали, что найденные поправки к форме линии циклотронного резонанса обусловлены локализацией носителей, приводящей к КЭХ и тем самым являются неотъемлемыми спутниками КЭХ.

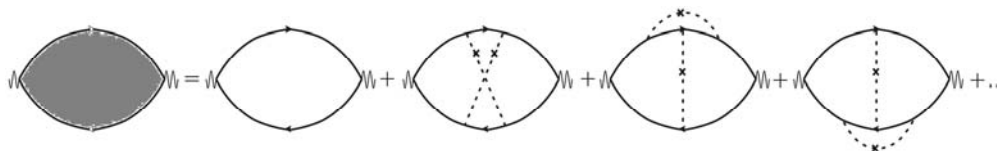


Рис. 1. Диаграммное разложение проводимости в ряд по случайному потенциалу

Литература

- [1] T. Ando, Y. Uemura, J. Phys. Soc. Jpn. **36**, 959 (1974).
- [2] R.R.P. Singh, S. Chakravarty, Nucl. Phys. **B265**, 265 (1985).
- [3] А.А. Грешнов, ФТП **46**, 779 (2012).
- [4] I.A. Dmitriev, A.D. Mirlin, D.G. Polyakov, Phys. Rev. Lett. **91**, 226802 (2003).

Фотопроводимость теллурида свинца, легированного примесями с переменной валентностью, в терагерцовом диапазоне спектра

Л.И. Рябова¹, В.И. Черничкин¹, А.А. Добровольский¹, А.В. Никорич²,
С.Н. Данилов³, Д.Р. Хохлов¹

¹Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, Москва, 119991, Россия

²Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев, MD-2028, Молдова

³Университет Регенсбурга, Регенсбург, D-93040, Германия

тел: (495) 939-1151, факс: (495) 932-8876, эл. почта: mila@mig.phys.msu.ru

Теллурид свинца и твердые растворы на его основе принято рассматривать как базовые материалы для оптоэлектроники ИК диапазона. Серия проведенных нами экспериментальных исследований показала, что легирование In, Ga и V позволяет расширить спектральную область фоточувствительности PbTe вплоть до длины волны 280 мкм. Наиболее существенно то, что фотоотклик наблюдается при подсветке лазерными импульсами с энергией кванта меньше, чем энергетическое расстояние между примесными уровнями и дном зоны проводимости в полуизолирующих образцах PbTe(Ga), PbTe(V) и примесным уровнем и квазиуровнем Ферми в вырожденном PbTe(In) [1].

Все перечисленные примеси характеризуются переменной валентностью в теллуриде свинца и формируют систему примесных уровней, ответственных за стабилизацию уровня Ферми. Энергетическое положение стабилизированного уровня Ферми определяется типом легирующей добавки. PbTe(In) является сильно вырожденным полупроводником с концентрацией свободных электронов $6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и уровнем Ферми стабилизированным на 70 мэВ выше дна зоны проводимости. В PbTe(Ga) и PbTe(V) уровень Ферми смещается в запрещенную зону и отстоит на 70 и 20 мэВ от дна зоны проводимости соответственно.

В PbTe(In) при температурах T ниже 25 К наблюдается задержанная фотопроводимость. Фоновая подсветка нагретыми частями криостата приводит к двукратному увеличению концентрации электронов. В PbTe(Ga) задержанная фотопроводимость появляется при $T < 90$ К, а фоновая подсветка обеспечивает увеличение проводимости на три порядка величины. PbTe(V) долговременные релаксационные процессы не наблюдаются и полуизолирующее состояние сохраняется при низких температурах. В терагерцовом диапазоне исследовалась фотопроводимость монокристаллических образцов PbTe(Ga), PbTe(V) и поликристаллических пленок PbTe(In). Эксперименты проведены в условиях фоновой подсветки, в области температур от 4.2 до 300 К и длинах волны лазера 90, 148 и 280 мкм.

Показано, что в зависимости от типа легирующей добавки, температуры, а также длины волны лазерного излучения фотоотклик может быть положительным или отрицательным, повторяющим форму лазерного импульса или имеющим задержанный характер. Проводится сравнение характерных особенностей фотопроводимости PbTe, легированного различными добавками. Обсуждаются возможные механизмы, ответственные за фотопроводимость в терагерцовой области.

Литература

[1] V.I. Chernichkin, A.A. Dobrovolsky *et al.*, EPL, **100**, 17008 (2012).

Субтерагерцовые осцилляции в $n^+ - n^0 - n^+$ и $n^+ - p - n^0 - n^+$ GaAs структурах

В.С. Юферев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., д. 26, С.Петербург, 194021, Россия

тел: (812)292-71-75, факс: (812)297-10-17, эл. почта: valyuf@ammp3.ioffe.ru

Для систем получения изображений в терагерцовом диапазоне (THz imaging) большое значение имеет интервал частот 0.1–0.4 ТГц, поскольку на более высоких частотах начинается сильное поглощение излучения водой. Однако, несмотря на большое разнообразие существующих способов генерации ТГц излучения проблема создания компактных, недорогих источников, работающих в указанном диапазоне при комнатной температуре, до сих пор далека от своего решения. Те устройства, которые покрывают этот диапазон: фотопроводящие ключи (photoconductive switches), смесители на оптических частотах (optically frequency mixer), плазменно-волновые транзисторы, умножители частоты на базе диодов Ганна, туннельных и IMPAT диодов и т.п. являются либо крупногабаритными, либо дорогими, либо чрезвычайно маломощными ($\ll 1$ мВт), либо и то, и другое и третье. Поэтому проблема поиска новых способов генерации ТГц излучения в указанном интервале частот является безусловно актуальной. Несколько лет тому назад в работе [1] было описано сверхбыстрое переключение биполярного GaAs транзистора в лавинном режиме, в результате которого в коллекторной области образуется электронно-дырочная плазма с плотностью более чем 10^{18} см $^{-3}$. В [2] было измерено достаточно мощное излучение из такого транзистора в субтерагерцовом диапазоне. Аналогичное явление возникает и при приложении импульса напряжения к $n^+ - n^0 - n^+$ GaAs структуре [3]. В настоящей работе, используя численное моделирование, исследуется природа этого явления и показывается, что в таких структурах возможно возникновение субтерагерцовых токовых колебаний, вызванных анодным осциллирующим доменом на $n^0 - n^+$ границе. Выполнены оценки мощности и спектра терагерцового излучения.

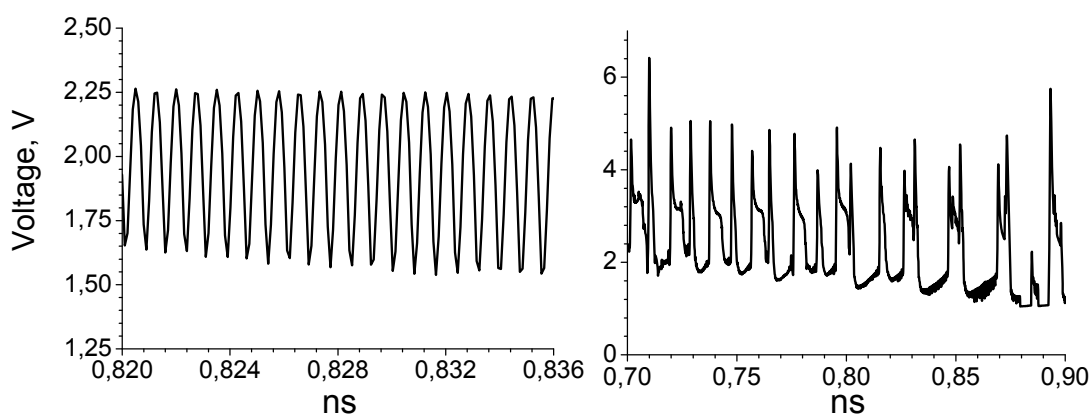


Рис. 1. Разные виды осцилляций напряжения между эмиттером и коллектором в биполярном GaAs транзисторе после его сверхбыстрого переключения.

Литература

- [1] S. Vainshtein, J. Kostamovaara, Yu. Sveshnikov, S. Gurevich, M. Kulagina, V. Yuferev, L. Shestak and M. Sverdlov. *Electron.~Lett.*, **40**, 85-86 (2004).
- [2] S. Vainshtein, V. Yuferev, J. Kostamovaara, V. Palankowskii. *Annual J. of Electronics*, ISSN 1313-1842, 12-17 (2010).
- [3] В.С. Юферев, в. Сб. Вопросы мат. физики и прикл. мат., ФТИ, СПб. 2011, с. 180

Высокочастотный отклик резонансно-туннельных наногетероструктур

В.В. Капаев

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991 Россия
Национальный исследовательский университет «МИЭТ», проезд 4806, дом 5, Москва,
Зеленоград 124498, Россия

тел: (499)710-86-65, эл. почта: kapaev@sci.lebedev.ru

Резонансно-туннельные диоды (РТД) являются перспективными объектами для использования в генераторах терагерцового излучения и в качестве активных элементов монолитно-интегрированных микросхем высокого быстродействия. Продвижение в сторону терагерцовых частот сталкивается со значительными трудностями, обусловленными возрастанием энергетических потерь, падением добротности резонаторных систем. В этой ситуации особое значение приобретает задача теоретического описания высокочастотных свойств РТД с целью нахождения оптимальных конфигураций, обеспечивающих наибольшую эффективность микроустройств на их основе.

В настоящей работе на основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера с открытыми граничными условиями [1] исследованы закономерности высокочастотного отклика одно- и двухямных резонансно-туннельных структур. Детально исследованы зависимости реальной части высокочастотной проводимости от частоты (высокочастотного отклика) в структурах на основе $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{AlAs}/\text{InP}$ при различных значениях постоянного напряжения V_{dc} в области отрицательного дифференциального сопротивления [2]. Выполнена оптимизация параметров двух и трехбарьерных РТД, с целью получения максимальной мощности генерации. Показано, что перспективными для создания генераторов терагерцового диапазона являются двухямные трехбарьерные структуры. Наличие двух близких по энергии резонансных состояний в таких структурах приводит к резонансному по частоте отклику, частота которого определяется энергетическим расстоянием между этими резонансами и может управляться путем изменения параметров структуры. Начиная с некоторой ширины центрального разделительного барьера, в двухямных структурах наблюдается явление коллапса резонансов [3], при котором система ведет себя как одноямная. Это явление накладывает ограничение снизу на частоту генерации.

Показана возможность реализации в трехбарьерных структурах узкополосного усиления и плавного управления частотой усиления (генерации) в широком диапазоне терагерцовых частот посредством варьирования V_{dc} . Исследованы изменения вольт-амперных характеристик (ВАХ) РТД в СВЧ поле. Максимальная чувствительность к амплитуде переменного сигнала V_{ac} наблюдается при величине постоянного напряжения V_{dc} в области пика статической ВАХ.

Литература

- [1] В.Ф. Елесин, ЖЭТФ, **116**, 704 (1999).
- [2] В.В. Капаев, Ю.В. Копаев, С.А. Савинов, В.Н. Мурзин, ЖЭТФ, **143**, 569 (2013)
- [3] А.А. Горбацевич, М.Н. Журавлев, В.В. Капаев, ЖЭТФ, **134**, 338 (2008).

Усиление терагерцового излучения при стимулированной генерации плазмонов в графене

В.В. Попов¹, О.В. Полищук¹, А.Р. Давоян¹, В. Рыжий², Т. Оцужи², М.С. Шур³

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Саратовский филиал), ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

²Университет Тохоку, Сендаи, 980-8577, Япония

³Политехнический институт Ренсселаера, Трой, Нью-Йорк, 12180, США

тел: (8452)27-24-01, факс: (8452)27-24-01, эл. почта: popov@soire.renet.ru

Наноструктурированный графен демонстрирует сильный плазмонный отклик на терагерцовых (ТГц) частотах благодаря высокой плотности и малой «релятивистской» эффективной массе свободных носителей заряда [1, 2]. По сравнению со стимулированным излучением электромагнитных мод (фотонов) стимулированное излучение плазмонов, возникающее в результате межзонных переходов в графене с инвертированным распределением носителей заряда, характеризуется значительно бóльшим усилением благодаря малой групповой скорости плазмонов и сильной локализации поля плазмонов вблизи графенового слоя [3–5]. В то же время, для получения эффективного усиления ТГц излучения за счет стимулированного излучения плазмонов необходимо создать условия для возбуждения высокодобротной плазмонной моды и обеспечить сильную связь между этой плазмонной модой и ТГц излучением. Однако одновременное выполнение указанных условий представляет собой нетривиальную с физической точки зрения задачу.

В данной работе развита теория и выполнено численное моделирование усиления ТГц волны за счет стимулированной генерации плазмонов в планарном периодическом массиве графеновых плазмонных нанорезонаторов [5]. Показано, что в такой структуре возможно возбуждение высокодобротных плазмонных мод, сильно связанных с ТГц излучением. Благодаря сильной локализации плазмонов и сверхизлучательного механизма ТГц излучения из массива плазмонных нанорезонаторов, усиление ТГц волны на частоте плазмонного резонанса возрастает на несколько порядков величины по сравнению с нерезонансным режимом (нерезонансный режим соответствует фотонному усилению). Лазерная ТГц генерация возникает, когда плазмонное усиление в графене нейтрализует диссипативное и радиационное затухание плазмонов в массиве плазмонных нанорезонаторов. Это обеспечивает высокую степень когерентности плазмонов, необходимую для самовозбуждения плазмонных нанорезонаторов. Полученные результаты показывают возможность создания плазмонных усилителей и генераторов в ТГц частотном диапазоне на основе графена.

Литература

- [1] V.V. Popov, T.Yu. Bagaeva, T. Otsuji, V. Ryzhii, Phys. Rev. B **81**, 073404 (2010).
- [2] L. Ju, B. Geng, J. Horng, C. Girit, M. Martin, Z. Hao, H.A. Bechtel, X. Liang, A. Zettl, Y.R. Shen, F. Wang, Nature Nanotech. **6**, 630 (2011).
- [3] F. Rana, IEEE Trans. Nanotechnol. **7**, 91 (2008).
- [4] A.A. Dubinov, V.Ya. Aleshkin, V. Mitin, T. Otsuji, V. Ryzhii, J. Phys.: Condens. Matter **23**, 145302 (2011).
- [5] V.V. Popov, O.V. Polischuk, A.R. Davoyan, V. Ryzhii, T. Otsuji, M.S. Shur, Phys. Rev. B **86**, 195437 (2012).

Эмиссия терагерцового излучения горячими поверхностными плазмон-поляритонами в микроструктурах на основе *n*-GaN

В.А. Шалыгин¹, Г.А. Мелентьев¹, М.Д. Молдавская¹, Л.Е. Воробьев¹, Д.А. Фирсов¹,
А.Н. Софронов¹, В.Ю. Паневин¹, Н. Nykänen², L. Riuttanen², O. Svensk², S. Suihkonen²

¹СПбГПУ, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

²Aalto University, School of Electrical Engineering, FI-02150 Espoo, Finland

тел: (812)552-96-71, факс: (812)533-47-17, эл. почта: gamelen@spbstu.ru

Терагерцовые (ТГц) источники излучения находят все более широкое применение в науке и технике, что стимулирует исследование различных механизмов ТГц излучения в полупроводниках и полупроводниковых структурах. Исследования электролюминесценции в эпитаксиальных слоях сильно легированного *n*-InN [1] показали возможность получения эмиссии терагерцового излучения благодаря горячим плазмонам в тонком (~10 нм) аккумуляционном слое на поверхности полупроводника, взаимодействующим со случайными структурными неоднородностями. В данной работе экспериментально обнаружена и исследована эмиссия ТГц излучения в сильно легированном *n*-GaN, обусловленная рассеянием горячих поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) на регулярной дифракционной решетке, созданной на поверхности эпитаксиального слоя.

Экспериментальные исследования проведены на эпитаксиальных слоях *n*-GaN, выращенных методом металло-органической газофазной эпитаксии на сапфире. Толщина эпитаксиального слоя (~6 мкм) и концентрация электронов (~ $4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) были выбраны таким образом, чтобы электрическое поле ППП практически полностью затухало в пределах слоя. Для возбуждения горячих ППП в слое *n*-GaN создавалось латеральное электрическое поле в области между двумя омическими контактами. Для уменьшения джоулева разогрева образца электрическое поле прикладывалось в виде коротких импульсов (2 мкс). Эмиссия ТГц излучения, обусловленная рассеянием ППП, наблюдалась в направлении нормали к поверхности образца и регистрировалась детектором Ge:Ga. Используя комплексную диэлектрическую проницаемость, учитывающую вклад свободных электронов, мы рассчитали закон дисперсии для ППП и определили волновой вектор ППП k_{max} , соответствующий частоте, на которой чувствительность детектора максимальна. Дифракционная решетка, вытравленная на поверхности образца, имела период $a = 2\pi / k_{\text{max}}$. Были исследованы образцы с различной глубиной решетки.

Для контрольных измерений использовались аналогичные образцы без решетки на поверхности, в которых эмиссия ТГц излучения связана с тепловым излучением горячих электронов. Установлено, что использованная регулярная дифракционная решетка увеличивает интенсивность ТГц излучения примерно в два раза. Обсуждаются возможности дальнейшего увеличения интенсивности ТГц излучения в эмиттерах на основе горячих плазмонов в *n*-GaN.

Работа поддержана ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы, Германо-Российской программой ВМВФ, грантами РФФИ и Правительства С.-Петербурга.

Литература

[1] T.V. Shubina, et al., Phys. Rev. B **83**, 165312 (2011).

Терагерцовая электролюминесценция в естественной сверхрешетке политипов SiC, индуцированная особенностями минизонного спектра

В.И. Санкин, А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, А.Г. Петров, П.П. Шкребий, А.А. Лепнева
ФТИ им. А.Ф.Иоффе, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
тел: (812)515-91-85, факс: (812)515-67-47, эл. почта: sankin@mail.ioffe.ru

В течение многих лет, не уменьшается широкий интерес к постановке новых экспериментов, направленных на обнаружение основных эффектов, обусловленных режимом блоховских осцилляций (БО): отрицательной дифференциальной проводимости и терагерцового (ТГц) излучения. На данный момент эти эффекты удалось реализовать только на естественных сверхрешетках (ЕСР) политипов SiC [1]. Эта ЕСР является наиболее перспективным кристаллом для реализации режима БО прежде всего из-за отсутствия в его кристаллической структуре интерфейсов и высокой стабильности параметров ЕСР. В данной работе рассматривается не только режим БО, но и специфические особенности минизонного спектра SiC ЕСР, в котором под действием электрического поля происходят изменения в структуре этого спектра, что приводит к возникновению весьма эффективных каналов терагерцового излучения. Об одном из таких каналов в ЕСР 8H-SiC речь пойдет ниже.

На рис. 1 приведены спектры ТГц электролюминесценции ЕСР 8H-SiC, состоящие из двух линий: 1) длинноволновых, расположенных в области около 50 cm^{-1} и 2) коротковолновых, отмеченных стрелками. Первые представляют собой серию, индуцированную режимом БО, ТГц интенсивность которых порядка 20 мкВт и растет линейно с ростом тока. Что касается коротковолновой серии линий, то она характеризуется сверхлинейным ростом интенсивности с током, который можно связать с каналом прямых оптических переходов. Но возникает вопрос о природе таких переходов.

Теоретико-групповой анализ показывает, что этот эффект становится возможным в результате снятия вырождения в точке фолдинга электрическим полем и расщепления минизонного спектра на две подзоны, между которыми и происходят прямые оптические переходы. В таком случае это является специфической особенностью естественных сверхрешеток политипов SiC. Возможно также, что на основе этого механизма может быть получено лазерное ТГц излучение.

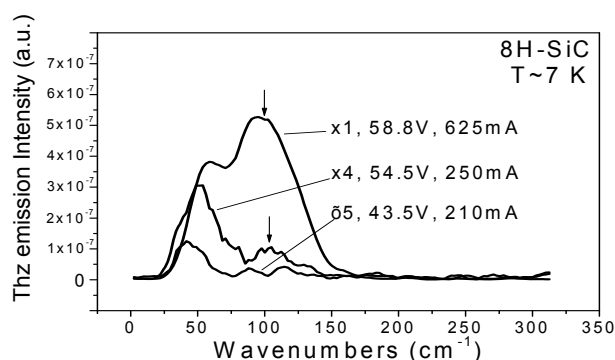


Рис. 1. Спектры ТГц электролюминесценции ЕСР 8H-SiC

Литература

- [1] V.I. Sankin, A.V. Andrianov, A.G. Petrov, A.O. Zakhar'in, Appl.Phys.Lett **100**, 116, 111109 (2012)

Особенности частотной зависимости прыжковой проводимости неупорядоченных систем

И.П. Звягин, М.А. Ормонт

МГУ, физический факультет, Ленинские горы, д.1, кор.2, Москва, 119991, Россия

тел: (495)939-41-18, факс: (495) 939-37-31, эл. почта: ormont.73@mail.ru

Измерения частотной зависимости проводимости служат одним из важных методов получения информации о механизме проводимости в неупорядоченных материалах (см. [1]). Для прыжковой проводимости по локализованным состояниям характерно возрастание проводимости $\sigma(\omega)$ с частотой, часто описываемое степенным законом $\sigma(\omega) \sim \omega^\xi$ в широкой области частот; при этом в области низких частот стандартная теория прыжковой проводимости с учетом кулоновских эффектов [2] предсказывает почти линейный рост проводимости ($\xi \approx 1$), а области более высоких частот — зависимость, близкую к квадратичной ($\xi \approx 2$). Увеличение наклона кривых $\sigma(\omega)$ с ростом частоты действительно наблюдалось, в частности, в экспериментах на Si:P при низких температурах [3]. Однако переход от линейной к квадратичной частотной зависимости оказался гораздо более резким, чем предсказываемый стандартной теорией [2].

Мы рассматриваем влияние частотной зависимости эффектов гибридизации волновых функций центров, между которыми происходят прыжки, на частотную зависимость резонансной прыжковой проводимости $\sigma(\omega)$ в переходной области. Для заданной пары центров эффекты гибридизации характеризуются частотой Раби $\omega_R = 2I(r_{\lambda\lambda'})/\hbar$ (здесь $I(r_{\lambda\lambda'}) = I_0 \exp(-r_{\lambda\lambda'}/a)$ - резонансный интеграл, I_0 — предэкспоненциальный фактор, a — радиус локализации состояний, а $r_{\lambda\lambda'}$ — расстояние между центрами пары). На частоте ω основной вклад в проводимость дают пары с межцентровыми расстояниями порядка $r_\omega = a \ln(\omega_c / \omega)$, где $\omega_c = 2I_0 / \hbar$. Для пар с межцентровыми расстояниями $r_{\lambda\lambda'} > r_\omega$, т.е. при частотах $\omega > \omega_R$ эффекты, связанные с гибридизацией локализованных состояний, становятся незначительными. Соответственно, в этой области частот при расчетах прыжковой проводимости следует пользоваться базисом негибридизованных волновых функций атомного типа. В этом случае получаем (см. [4])

$$\text{Re}(\sigma(\omega)) = C_1 e^2 \rho_0^2 a^5 \omega (C_2 e^2 / \kappa a + C_3 \hbar \omega / 2), \quad (1)$$

где C_1, C_2, C_3 — численные коэффициенты, $C_2 / C_3 \sim 0.1$, κ — диэлектрическая проницаемость, ρ_0 — одночастичная плотность состояний. Переход от линейной к квадратичной частотной зависимости происходит при частоте $\omega_{cr} = 2(C_2 / C_3) e^2 / \hbar \kappa a$ (оценка для системы, исследованной в [3], дает $\omega_{cr} \sim 1$ ТГц). Выражение (1), описывающее подавление гибридизации при высоких частотах, дает существенно более резкий переход от линейной к квадратичной частотной зависимости бесфононной проводимости в терагерцовом диапазоне частот в окрестности ω_{cr} в соответствии с экспериментальными данными [3].

Литература

- [1] I.P. Zvyagin. AC Hopping Transport in Disordered Materials. In: Charge Transport in Disordered Solids with Applications in Electronics (ed. S. Baranovski), 2006, p. 339–378.
- [2] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос, ЖЭТФ, **81**, 406 (1981).
- [3] M. Hering et al., Phys. Rev. **B**, **75**, 205203 (2007).
- [4] М.А. Ормонт, Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., № **2**, 57 (2011).

Эволюция микроволнового фотоотклика двумерной электронной системы при изменении плотности электронов

С.И. Дорожкин¹, J.H. Smet², K. von Klitzing², V. Umansky³

¹ИФТТ РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432, Россия

²Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Stuttgart, D-70569, Germany

³Department of Physics, Weizmann Institute of Science, 76100, Rehovot, Israel

тел: (49652)2-82-61, факс: (49652)2-81-60, эл. почта: dorozh@issp.ac.ru

В полевых транзисторах на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs с двумерной электронной системой, расположенной в широкой (50 нм) квантовой яме GaAs, выполнены исследования эволюции фото-отклика в магнетосопротивлении на микроволновое излучение (17–170 ГГц), происходящей при плавном изменении плотности электронов n_s в интервале $0.5\text{--}2.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Подвижность электронов зависит от плотности, изменяясь в пределах $4\text{--}12 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В.с}$. При малых плотностях наблюдается одна особенность в магнетосопротивлении, связанная с магнетоплазменным поглощением. Увеличение плотности электронов приводит к появлению индуцированных излучением осцилляций магнетосопротивления, которые становятся доминирующим фото-эффектом и не меняют своей формы в довольно широкой области плотностей. При начале заполнения второй подзоны размерного квантования ($n_s > 1.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$) возникают осцилляции магнетосопротивления, связанные с межподзонным рассеянием (ОМР), периодичность которых определяется разностью плотностей электронов в подзонах. При температуре 1.4 К эти осцилляции наблюдаются в магнитных полях, существенно меньших, чем поля, необходимые для наблюдения осцилляций Шубникова–де Гааза. В сильных магнитных полях доминируют осцилляции Шубникова–де Гааза и состояния квантового эффекта Холла, соответствующие полной плотности электронов. Влияние микроволнового облучения на амплитуду ОМР зависит от магнитного поля, усиливая амплитуду при $(n-1/2)\omega_c < 2\pi f < n\omega_c$ и инвертируя осцилляции при $n\omega_c < 2\pi f < (n+1/2)\omega_c$ (f — частота излучения, ω_c — циклотронная частота, $n=1,2,\dots$), что приводит к возникновению биений последних (см. рис. 1).

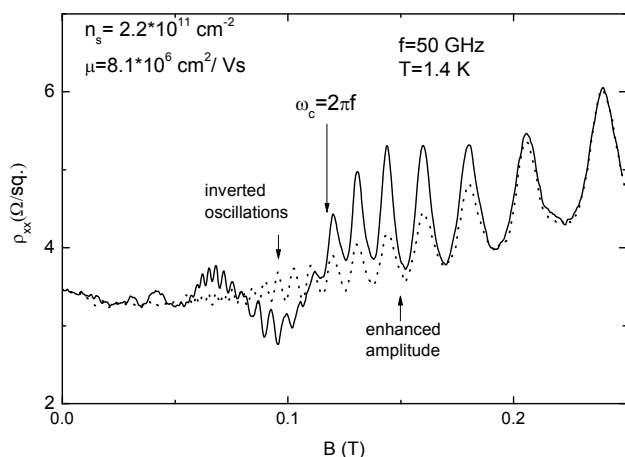


Рис. 1. Зависимость магнетосопротивления от магнитного поля без облучения и под облучением (точечная и сплошная линии, соответственно) частотой 50 Гц.

Полученные результаты по индуцированным излучением осцилляциям магнетосопротивления и влиянию облучения на осцилляции межподзонного рассеяния удается описать в рамках единой модели, основанной на неравновесном заполнении электронных состояний под облучением. Периодичность осцилляций Шубникова–де Гааза в сильных магнитных полях объясняется перераспределением электронов между подзонами, происходящим при изменении поля.

Работа была поддержана грантом РФФИ 13-02-00015.

Электрическая неустойчивость в сверхрешетках GaAs/Al_xGa_{1-x}As с туннельно-непрозрачной толщиной барьерных слоев

В.А. Гергель¹, Г.Г. Галиев², А.В. Верховцева¹, Н.М. Горшкова¹, И.В. Алтухов¹, С.К. Папроцкий¹, А.П. Зеленый¹, С.С. Жигальцов¹, В.С. Минкин¹, Э.А. Ильичев²

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, к.7, Москва, 125009, Россия

²ИСВЧПЭ РАН, Нагорный пр., 7, стр.5, Москва, 117105, Россия

тел: (495)629-35-74, факс: (495)629-36-78, эл. почта: vgergel@mail.ru

Проведен анализ результатов математического моделирования закономерностей поперечной электропроводности мультибарьерных гетероструктур GaAs/Al_xGa_{1-x}As, выполненного на основе квазигидродинамической (тепловой) модели дрейфа электронов. Показано, что главным механизмом электропроводности исследуемых сверхрешеток является термоинжекция электронов из сильно легированных узкозонных слоев GaAs в нелегированные широкозонные слои Al_xGa_{1-x}As с учетом терморазогрева электронов в барьерных слоях. С учетом нелокальности энергобаланса в электронной подсистеме этот механизм продуцирует S-образные вольт-амперные характеристики с ярко выраженным участком отрицательного сопротивления.

Построена приближенная аналитическая модель расчета таких S-образных характеристик, из которых в малосигнальном приближении получены частотные зависимости обоих компонент высокочастотного импеданса [1].

Экспериментальные образцы представляли собой мезаструктуры, площадью около 1000 мкм². Они содержали пять пар чередующихся слоев сильно легированного ($N_d=10^{18}$ см⁻³) GaAs и нелегированного Al_xGa_{1-x}As ($x=0.3$). Во избежание нежелательного разогрева кристалла измерения вольтамперных характеристик проводились на одиночных импульсах напряжения развертки длительностью менее 1 мкс в режиме источника тока. Искомые вольтамперные кривые экстрагировались из соответствующих временных зависимостей $I(t)$, $V(t)$.

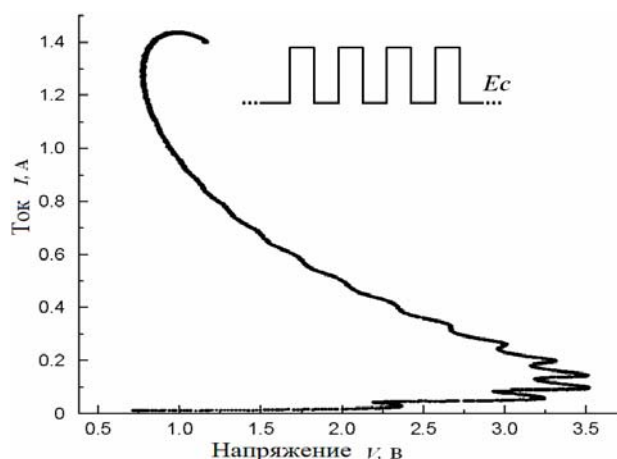


Рис. 1. Зависимость тока от напряжения.

Измерения, выполненные при комнатной температуре, демонстрировали вольтамперные характеристики с ОДС в области $1 < V < 4$ В и максимальным током порядка 1 А (рис. 1). Из-за сильного разогрева решетки не удалось наблюдать сильно-токовый участок характеристики при больших напряжениях. Рассчитаны соответствующие условию эксперимента зависимости температуры кристалла от времени и проанализированы возможности ее минимизации.

Данная работа выполнена при поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований, проекты :№ 12-07-00063, № 12-07-00589.

Литература

- [1] В.А. Гергель и др. Механизм электрической неустойчивости в мультибарьерных гетероструктурах. Особенности высокочастотного импеданса // Радиотехника и электроника, Т. 57, №4, 2012, С. 481–484.

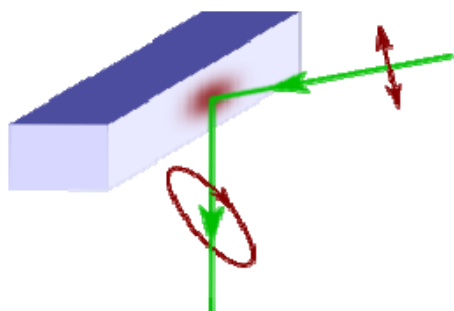
Эффекты пространственной дисперсии в структурах с квантовыми ямами

Ф.В. Порубаев, Л.Е. Голуб

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

тел: (812)292-91-55, факс: (812)297-10-17, эл. почта: porubaev@mail.ioffe.ru

В полупроводниках имеет место пространственная дисперсия: электрическая поляризация определяется как напряжённостью поля в данной точке, так и её пространственными производными. Пространственная дисперсия первого порядка называется гиротропией и описывается линейными по волновому вектору света вкладами в диэлектрическую проницаемость. Одно из проявлений гиротропии — естественная оптическая активность, то есть поворот плоскости линейной поляризации света, прошедшего через среду. Кроме того, гиротропия проявляется в отражении света: как показано на Рисунке, линейно поляризованный свет становится эллиптически поляризованным.



При отражении пространственная дисперсия приводит к конверсии линейной поляризации в эллиптическую.

Подобные оптические эффекты возможны только в средах определённой симметрии. Структуры с квантовыми ямами на основе соединений A_3B_5 в зависимости от условий роста и легирования имеют точечную симметрию $C_{\infty v}$, D_{2d} или C_{2v} , и во всех этих случаях являются гиротропными [1]. В первом случае эффекты гиротропии можно регистрировать по измерениям степени циркулярной поляризации отраженной волны. В D_{2d} системах возникает конверсия p -поляризованного света в s -поляризованный и наоборот. В случае симметрии C_{2v} разрешены оба эти эффекта, а также имеется неэквивалентность главных осей в плоскости структуры, что приводит к вкладу в тензор диэлектрической проницаемости, не связанному с волновым вектором. Такая поправка также проявляется в перекрестном коэффициенте отражения, но он максимален при нормальном падении света на плоскость квантовой ямы, в отличие от случая D_{2d} симметрии, где при нормальном падении эффект отсутствует. Расчёт показывает, что эти вклады можно разделять по зависимости от угла падения.

Также мы рассмотрели эффект магнито-пространственной дисперсии, описываемый поправками к диэлектрической проницаемости, билинейными по волновому вектору света и по внешнему магнитному полю. Установлено, что если поле перпендикулярно плоскости падения света, то возникает линейное двулучепреломление и конверсия линейной поляризации при отражении.

Выполнен микроскопический расчёт гиротропного и магнито-пространственного вкладов в диэлектрическую проницаемость. Рассмотрен терагерцовый диапазон, соответствующий внутризонным переходам в квантовых ямах. Оценки показывают, что исследованные эффекты могут быть измерены экспериментально.

Выполнен микроскопический расчёт гиротропного и магнито-пространственного вкладов в диэлектрическую проницаемость. Рассмотрен терагерцовый диапазон, соответствующий внутризонным переходам в квантовых ямах. Оценки показывают, что исследованные эффекты могут быть измерены экспериментально.

Литература

[1] L.E. Golub, EPL **98**, 54005 (2012).

Технология изготовления и фотоэлектрические исследования процессов формирования ультракоротких токовых импульсов в LT-GaAs на кремниевой и арсенид-галлиевой подложках

М.И. Базалевский¹, А.А. Горбачев¹, В.И. Егоркин², **И.П. Казаков¹**, А.Ю. Клоков¹, В.П. Мартовицкий¹, Ю.А. Митягин¹, В.Н. Мурзин¹, С.А. Савинов¹, С.С. Шмелев², В.А. Цветков¹

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991, Россия

²Национальный исследовательский университет «МИЭТ», проезд 4806, дом 5, Москва, Зеленоград, 5124498, Россия

тел: (499)132-66-86, факс: (499)132-78-80, эл. почта: ipkazakov@yandex.ru

Гетероструктуры на основе LT-GaAs (LT — low temperature) перспективны для создания быстродействующих оптоэлектронных приборов с монолитно-интегрированными элементами кремниевой электроники [1]. В настоящей работе представлены результаты оптических и электрофизических исследований процессов формирования ультракоротких токовых импульсов, возбуждаемых в межконтактной области оптическими импульсами Ti:Sa фемтосекундного лазера.

Слои LT-GaAs выращивались методом МПЭ при температуре $T_s = 270^\circ\text{C}$ на подложках GaAs (001) и Si (001) в условиях избыточного мышьяка с последующим отжигом ($T_s = 600^\circ\text{C}$, 6 мин.), обеспечивающим релаксацию напряженной кристаллической решетки LT-GaAs в результате формирования полуметаллических преципитатов As [2]. Процессы выращивания и отжига слоёв LT-GaAs контролировались «in situ» методами дифракции быстрых электронов и анизотропного оптического отражения с использованием ИК спектрометра EpiRAS IR TT. С ростом температуры зарегистрировано резкое увеличение отражения от слоёв LT-GaAs в области 440°C , свидетельствующее о начале распада антиструктурных дефектов AsGa с образованием преципитатов As. С помощью рентгеноструктурных исследований установлено, что процесс формирования преципитатов As в LT-GaAs при отжиге приводит к релаксации напряжений несоответствия решёток Si и GaAs и не сопровождается генерацией дислокаций. В результате послеростового отжига эпитаксиальный слой LT-GaAs разбивается на мелкие блоки, разделённые малоугловыми границами.

На изготовленных тестовых излучательных элементах LT-GaAs с планарными микрополосковыми дипольными и «bow-tie» антеннами, а также LT-GaAs структурах с двумя последовательными фотоключами зарегистрированы процессы формирования пикосекундных токовых импульсов. Возбуждение неравновесных носителей в фотоактивной области LT-GaAs осуществлялось оптическими импульсами Ti:Sa лазера ($\lambda = 800$ нм, $\tau = 175$ фс и 2 пс, $f_{\text{сл}} = 76$ МГц, $P_w = 0 \div 100$ мВт). Временные характеристики исследовались по оптическому импульсному отражению с задержкой и с помощью регистрации терагерцового излучения с использованием низкотемпературного германиевого болометра методом синхронного детектирования при низкочастотной модуляции прикладываемого к структуре постоянного напряжения и лазерного излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке МинОбрНауки РФ (Соглашение № 8247), РФФИ (№ 11-02-12133-офи-м, № 11-02-01182, № 11-02-00432-а).

Литература

- [1] К. Ма, et al. IEEE J. Quantum Electron. **40**, 800 (2004).
- [2] Т.М. Бурбаев, А.А. Горбачев, В.И. Егоркин и др., КСФ, №4 (2013).

Фототок в квантовой проволоке с примесью в продольном магнитном поле

В.А. Маргулис, М.А. Пятаев, С.Н. Ульянов

Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарёва, Большевистская, 68, Саранск, 430005, Россия

тел: (8342)29-05-87, эл. почта: ulyanovsn@mail.ru

Исследован фототок через трёхмерную квантовую проволоку, содержащую одиночную короткодействующую примесь, при учете влияния внешнего электромагнитного излучения и продольного магнитного поля. Для нахождения фототока в настоящей работе использован подход, применявшийся ранее в [1] для исследования фототока в двумерном квантовом канале при отсутствии магнитного поля.

В работе получены явные аналитические выражения для фототока через квантовую проволоку при произвольном расположении примеси и магнитном поле. Показано, что при смещении примеси относительно оси проволоки, возможно изменение знака фототока. Увеличение температуры приводит к сглаживанию формы пиков фототока и медленному уменьшению их амплитуд в области баллистического транспортного режима. Фототок линейно зависит от интенсивности падающего излучения.

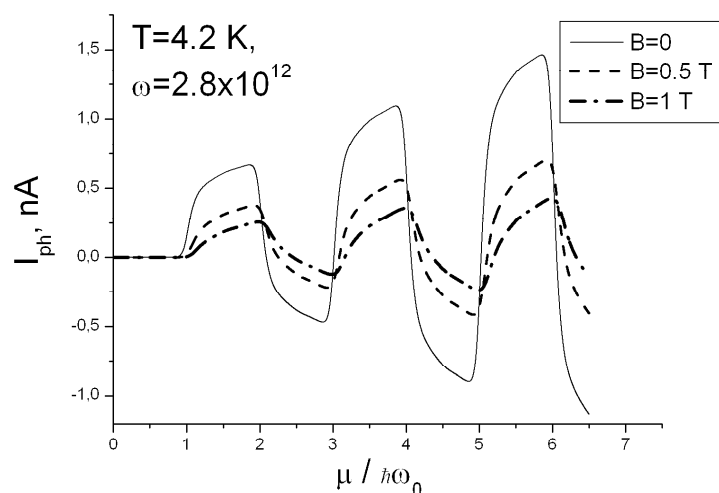


Рис. 1. График зависимости фототока от химического потенциала при различных величинах магнитного поля. Интенсивность излучения $J = 10 \text{ Вт/см}^2$, частота излучения $\omega = \omega_0$, ω_0 — частота параболического потенциала.

одnofотонного детектора инфракрасного и терагерцового диапазона.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 11-02-00699-а).

Литература

[1] М.А. Pyataev, S.N. Ulyanov, Phys. Rev. B **79**, 235428 (2009).

Наличие магнитного поля приводит к усложнению электронного спектра. Использование двойного параболического потенциала для моделирования проволоки позволяет перейти к гибриднему потенциалу конфайнмента, учитывающему магнитное поле. Показано, что при увеличении магнитного поля происходит смещение пиков на кривой фототока в сторону больших значений химического потенциала, что связано с увеличением гибридной частоты конфайнмента.

Резонансные частоты в системе также зависят от магнитного поля, что даёт возможность применения рассматриваемой системы в качестве перестраиваемого миниатюрного

Моделирование свойств матричной системы видения терагерцового диапазона на базе полевых транзисторов

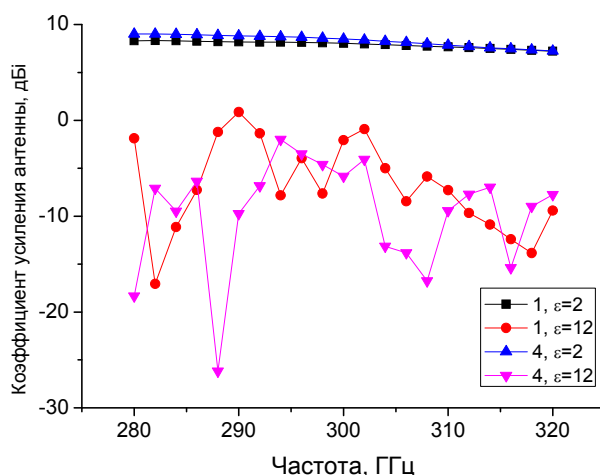
М.В. Сахно, Ж.В. Гуменюк-Сычевская, Ф.Ф. Сизов

Институт физики полупроводников им. В. Е. Лашкарева НАН Украины, пр. Науки 41, Киев, 03028, Украина,

тел./факс: +380(44)525-62-96, эл.почта: gumenjuk@googlemail.com

В последнее время возникла потребность в создании неохлаждаемых многоэлементных детекторов ТГц диапазона для систем видения. Матрицы на основе полупроводниковых полевых транзисторов или диодов Шоттки являются наиболее перспективными для создания многоэлементных прямых приемников излучения. В настоящий момент удается получить изображение хорошего качества путем сканирования объекта одноэлементным детектором, однако в области создания массивов фокальной плоскости по аналогии с видимым или ИК диапазонами успехи невелики. Одной из проблем в создании таких детекторов является неоднородность характеристик элементов матричного приемника. Для стандартной КМОП технологии толщина подложки (400–600 мкм) сравнима с длиной волны падающего ТГц сигнала, поэтому возникает интерференция сигнала в подложке. Для ТГц диапазона чувствительность элементов пропорциональна коэффициенту усиления антенны G . Нами показано, что чувствительность транзистора многоэлементной структуры будет зависеть не только от их конструкции и параметров антенны, но и положения детектора на подложке конечных размеров.

В настоящей работе мы проводим численное моделирование линейного массива из восьми детектирующих элементов на базе кремниевых полевых транзисторов интегрированных с антеннами–бабочками, оптимизированными на частоту 300 ГГц. Целью работы было: (1) изучить, как положение антенны на конечной подложке влияет на чувствительность детектора и как это зависит от свойств подложки, (2) оптимизировать свойства



G для двух элементов массива на подложке толщиной 140 мкм для двух значений диэлектрической проницаемости $\epsilon=2$ и $\epsilon=12$

подложки (толщину и диэлектрическую проницаемость) для получения однородного усиления элементов массива, (3) рассмотреть вопрос согласования импедансов полевого транзистора и антенны, (4) выяснить, можно ли сформировать изображение фокальной плоскости такой матричной системой вместе с фокусирующей линзой. Было показано, что для получения максимальной чувствительности матричной системы каждая антенна должна иметь один главный лепесток диаграммы направленности по нормали к поверхности; настолько слабые боковые лепестки насколько это возможно; (3) диаграммы направленности антенн матрицы должны быть одинаковыми для разных элементов массива.

Терагерцовые излучательные процессы в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах

А.С. Буйских¹, А.Д. Буравлев^{1,2}, М.А. Калитеевский^{1,3}, И.А. Мустафин^{1,2},
Л.Л. Самойлов^{1,2}, Ю.Б. Самсоненко³, **В.Н. Трухин**^{1,2}, Г.Э. Цырлин^{2,3}

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²НИУ ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия

³Академический университет, ул. Хлопина, 8, Санкт-Петербург, 194021, Россия
тел: (812)292-79-36, факс: (812)297-10-17, эл. почта: valera.truchin@mail.ioffe.ru

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований генерации терагерцового излучения в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах (ННК) при возбуждении сверхкороткими оптическими импульсами.

Образцы ННК выращивались на подложках GaAs (111) методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Средний диаметр нанопроводов в наших образцах составлял 20 нм, длина — 500–1500 нм. Были исследованы ННК на основе GaAs и AlGaAs.

Исследования угловых и поляризационных зависимостей терагерцового поля, а также соответствующих зависимостей коэффициента отражения оптических импульсов показали, что основной вклад в генерацию ТГц излучения связан с процессами взаимодействия оптического излучения с ННК. Проведенные исследования генерации ТГц излучения в образцах ННК на основе n и p-типа GaAs показали, что генерация ТГц излучения в ННК на основе n-GaAs, имеющих Au слой на вершине ННК, обусловлена сонаправленными дрейфовым и диффузионным токами, генерация ТГц излучения в ННК на основе p-GaAs, имеющих Au слой на вершине ННК, связана с разнонаправленными дрейфовым и диффузионным токами. Присутствие Ga слоя на вершине ННК на основе p-GaAs, которое приводит к уменьшению контактного поля, уменьшает эффективность генерации ТГц излучения, которое в этом случае определяется в основном эффектом амбиполярной диффузии. Было показано, что эффективность генерации ТГц излучения в нанопроводах в несколько раз выше, чем от поверхности объемного полупроводника, при этом фактор заполнения поверхности нанопроводами составлял ~1.5%. С учетом фактора заполнения эффективность генерации в нанопроводах на основе GaAs может быть повышена в 25 раз. Также были проведены экспериментальные исследования влияния электронно-дырочной плазмы, создаваемой фемтосекундным световым импульсом, на генерацию ТГц излучения в нанопроводах на основе GaAs. В течение первых 3 пс наблюдается резкое падение генерации ТГц излучения, которое мы связываем с экранированием контактного поля за счет разделения неравновесных электронов и дырок и их транспортом в контактном поле. Последующее восстановление генерации ТГц излучения связано с рекомбинационными процессами носителей заряда.

Для ННК на основе AlGaAs были исследованы спектральные зависимости ТГц генерации, которые показали, что генерация ТГц излучения в этих структурах обусловлена поглощением света в нанопроводах, а также что нанопровода на основе AlGaAs состоят из нанокристаллов двух кристаллических фаз — вюрцитной и цинковой обманки. Исследование временной динамики неравновесных носителей показало существенное влияние процессов захвата неравновесных носителей заряда безизлучательными центрами в нанопроводах на основе AlGaAs. Этот захват приводит к увеличению подвижности носителей заряда, что значительно повышает эффективность генерации ТГц излучения.

Терагерцевая лазерная генерация в сверхрешетках

А.В. Шорохов¹, В.В. Абрамов¹, Н.Н. Хвастунов^{1,2}, Т. Нюарт³, К.Н. Алексеев⁴

¹Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева, ул. Большевистская, 68, Саранск, 430005, Россия

²Мордовский государственный педагогический институт им. М.Е. Евсевьева, ул. Студенческая, 11 А, Саранск, 430007, Россия

³Instituut-Lorentz, Universiteit Leiden, P.O. Box 9506, 2300 RA Leiden, Netherlands

⁴Loughborough University, Loughborough, LE11 3TU, United Kingdom

тел: (8342)29-05-87, эл. почта: alex.shorokhov@mail.ru

Идея достижения лазерной генерации в полупроводниковой сверхрешетке была впервые высказана в знаменитой статье Казаринова и Суриса [1], давшей начало квантовым каскадным лазерам, работающим, в том числе и в ТГц диапазоне. Хотя смещение инфракрасных волн в таком лазере позволяет в принципе добиться генерации ТГц излучения при комнатной температуре [2], но мощность такого излучения пока мала, поскольку очень сложно достичь необходимой инверсной населенности при высоких температурах. В связи с этим, рассматриваются и другие возможные пути достижения генерации ТГц излучения в сверхрешетках.

В работе предлагается альтернативный способ достижения лазерной генерации ТГц излучения, несколько отличный от наиболее распространённого способа на основе использования квантовых каскадных лазеров, что должно существенно улучшить характеристики подобных устройств. Данный способ является дальнейшим развитием схемы параметрического усиления (см., например, [3]). Хотя в практической реализации параметрической схемы усиления и возникают определенные трудности, прогресс в данном направлении очевиден, о чем свидетельствуют недавние сообщения о достижении параметрического усиления в полупроводниковой сверхрешетке [4].

В данной работе мы также исследовали физический механизм, ответственный за лазерную генерацию ТГц излучения в сверхрешетке. Мы показали, что устойчивость генерации ТГц излучения в сверхрешетке, помещенной в скрещенные электрические и магнитные поля, обеспечивается возникновением отрицательной эффективной массы у электронов сверхрешетки.

Отметим, что по некоторым важным характеристикам, например, по уровню усиления слабого сигнала предлагаемый генератор когерентного ТГц излучения на основе сверхрешетки в рамках нашей схемы генерации должен принципиально превосходить верхний порог усиления, возможного в квантовых каскадных лазерах.

Работа поддержана РФФИ (11-02-00699-а) и Минобрнауки РФ (ГК № 11.519.11.3023),

Литература

- [1] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис, ФТТ **5**, 797 (1971).
- [2] М.А. Belkin et al, Appl. Phys. Lett. **92**, 201101 (2008).
- [3] Т. Нюарт, А.В. Шорохов, and К.Н. Алексеев, PRL **98**, 220404 (2007).
- [4] L. Subacius et al, Acta Physica Polonica **119**, 167 (2010).

Гигантское усиление терагерцовой эмиссии из наноструктурированного GaP(111)

А.В. Атращенко^{1,2}, В.П. Улин¹, R. Adomavicius³, A. Krotkus³, В.П. Евтихийев^{1,2}

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²ФГБОУВПО НИУ ИТМО, пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия

³Center for Physical Sciences and Technology, A. Goštauto, 9, Vilnius, LT-01108, Lithuania

тел.: (812)292-73-32, факс: (812)297-10-17, эл. почта: astron86@mail.ru

Один из возможных методов изготовления современных источников терагерцового излучения основан на разделении светоиндуцированных неравновесных носителей заряда в области приповерхностного изгиба зон. Увеличение площади поверхности может быть достигнуто за счет формирования нанопористых матриц.

Исследована эмиссия терагерцового излучения из полупроводниковых нанопористых матриц на основе GaP. Обнаружено, гигантское (на 4–5 порядков) усиление эмиссии терагерцового излучения под действием коротких импульсов света из нанопористых матриц на основе GaP по сравнению с объемным GaP.

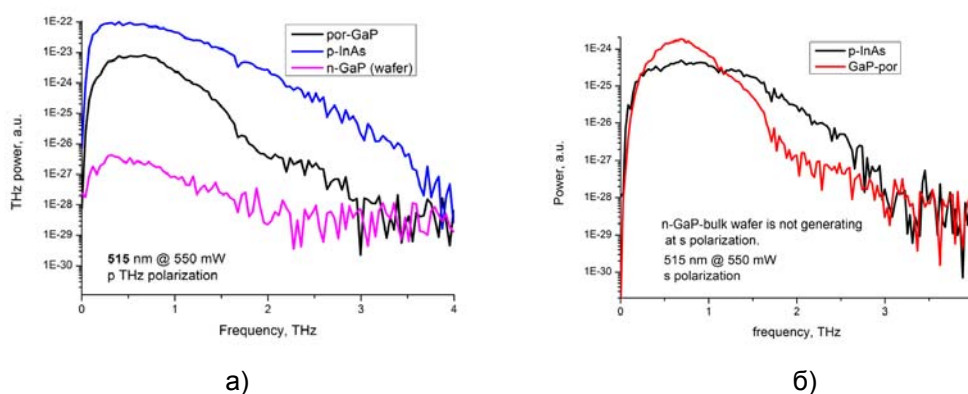


Рис. 1. Спектр эмиссии терагерцового излучения под действием коротких импульсов света из полупроводниковых нанопористых матриц GaP для p- и s-поляризации (рисунки а и б соответственно) в сравнении с объемным GaP и p-InAs.

Нанопористые матрицы GaP были изготовлены анодным электрохимическим травлением [1]. Для p-поляризации возбуждаемого терагерцового излучения наблюдалась усиление интенсивности на 4–5 порядков (для частот от 0,45 до 1,5 ТГц) по сравнению интенсивностью эмиссии терагерцового излучения из объемного GaP. Для s-поляризации, интенсивность эмиссии была на порядок меньше, в то время как для объемного GaP она отсутствовала.

Достигнутые интенсивности эмиссии терагерцового излучения из пористых матриц GaP оказались всего лишь на порядок меньше интенсивности эмиссии из наилучших узкозонных материалов (p-InAs [1]), см. Рис. 1. Предложенный подход может стать основой для формирования новых источников терагерцового излучения повышенной мощности.

Работа была поддержана грантами РФФИ 12-02-31439-мол_а и 14.132.21.1403 (Министерство образования и науки Российской Федерации).

Литература

- [1] C.R. Simovski, P.A. Belov, A.V. Atrashchenko, Yu.S. Kivshar, *Advanced Materials* **24**, 4229-4248 (2012);
 [2] A. Bičiūnas, V. Račėbutas, A. Krotkus, *Physica B* **404**, 3386–3390 (2009).

Теория пространственно-однородного субнаносекундного лавинного переключения высоковольтных p - i - n структур

П.Б. Родин¹, А.М. Минарский²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия

²Академический университет, Хлопина 8, Санкт-Петербург, 195220, Россия

тел: (812)292-71-23, факс: (812)297-10-17, эл. почта: rodin@mail.ioffe.ru

Лавинная ионизация представляет собой наиболее эффективный механизм быстрой генерации электронно-дырочной плазмы и лежит в основе функционирования субнаносекундных высоковольтных переключателей, основанных на задержанном пробое перенапряженных $p^+ - n - n^+$ структур (диодных обострителей) [1] и фотоиндуцированном лавинном переключении p - i - n структур [2]. Наилучшие параметры переключения (киловольтные перепады напряжения при времени переключения менее 100 пс) были получены для диодных $p^+ - n - n^+$ обострителей [1] в режиме задержанного пробоя, сверхбыстрое переключение которых традиционно объяснялось пространственно-неоднородным процессом распространения волны ионизации. Развита нами теория показывает, что в действительности время переключения менее 50 пс может быть достигнуто и при квазиоднородном лавинном пробое высоковольтной структуры.

Рассматривается p - i - n структура, включенная последовательно с сопротивлением нагрузки R . Лавинное переключение описывается системой уравнений, описывающей согласованную динамику концентрации неравновесных носителей N , созданной ударной ионизацией, и электрического поля в структуре E , уменьшающегося по мере роста концентрации. Оказывается, что динамика переключения зависит только от двух безразмерных параметров: отношения $e_m \equiv E_m/E_0$ начального электрического поля E_m к характерному полю ударной ионизации E_0 , входящему в полевую зависимость коэффициентов ударной ионизации $\alpha(E) = \alpha_0 \exp(-E_0/E)$, и отношения $\gamma = \alpha_0 \nu_s RC$ времени релаксации RC , заданной сопротивлением нагрузки R и собственной емкости структуры C , к обратной частоте ударной ионизации $(\alpha_0 \nu_s)^{-1}$.

Анализ решений данной системы обнаруживает критическую — практически пороговую — зависимость переходного процесса от величины параметра γ . При $\gamma < 10$ успешное сверхбыстрое переключение оказывается невозможным, поскольку формирование плотной электронно-дырочной плазмы в структуре не происходит, а остаточное поле после быстрой (доли нс) фазы переключения составляет $\sim 0.1 E_0$, что на практике означает продолжение ударной ионизации и дрейф носителей с насыщенной скоростью. При $\gamma > 10$ и $e_m > 0.4$ время переключения составляет 30–50 пс при остаточном поле $\sim 10^{-3} E_0$ и менее. Полученные результаты подтверждены прямым численным моделированием p - i - n структур в режиме задержанного пробоя, и применимы также к работающим в нелинейном режиме лавинным структурам с фотоиндуцированным переключением [2].

Литература

[1] I.V. Grekhov, IEEE Trans. Plasma Sci. **38**, 1118 (2010).

[2] High-Power Optically Activated Solid-State Switches, ed. by A. Rosen and F. Zutavern, Artech House, Boston, London, 1994.

Светоизлучающие полевые транзисторы на основе композитных пленок содержащих полимеры и неорганические наночастицы

А.Н. Алешин, И.П. Щербаков

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)297-62-45, факс: (812)297-62-45, эл. почта: aleshin@transport.ioffe.ru

Нанокompозитные материалы на основе проводящих полимеров и неорганических наночастиц представляют интерес в связи с их применением в устройствах органической электроники, таких как органические светодиоды (ОСД), органические полевые транзисторы (ОПТ), солнечные батареи, ячейки памяти и др. [1, 2]. Новым направлением в этой области являются светоизлучающие органические полевые транзисторы (СИ-ОПТ), совмещающие в себе эмиссионные свойства ОСД и переключающие свойства ОПТ. Нами были получены и исследованы СИ-ОПТ с композитными активными слоями на основе растворимых полупроводниковых полимеров (PFO, МЕН-PPV) и наночастиц ZnO [3–5]. Эффект был достигнут при использовании ассиметричных электродов (Al и Au) для инжекции электронов и дырок в ZnO и PFO, МЕН-PPV соответственно. ОПТ структуры на основе композитных пленок PFO:ZnO и МЕН-PPV:ZnO с концентрацией наночастиц ZnO от ~ 17 до 50 вес.% работают как в униполярном, так и в амбиполярном режимах [3–5]. Полевая подвижность носителей заряда ($\mu_{\text{ОПТ}}$) при 300 К в амбиполярных СИ-ОПТ на основе PFO:ZnO (1:0,2) достигала значений ~ 0,02 см²/Вс и ~ 0,03 см²/Вс для электронов и дырок соответственно, а в униполярных СИ-ОПТ PFO:ZnO (1:1) возрастала до ~ 2 см²/Вс, что сравнимо с максимальными значениями $\mu_{\text{ОПТ}}$ для проводящих полимеров. СИ-ОПТ с активными слоями на основе PFO:ZnO и МЕН-PPV:ZnO излучают свет в зеленом и оранжевом диапазонах оптического спектра соответственно, что совпадает с областями излучения полимерных матриц. В амбиполярных СИ-ОПТ на основе PFO:ZnO и МЕН-PPV:ZnO наблюдалась электролюминесценция из активного слоя при приложении как отрицательного, так и положительного смещения на сток-исток и затвор. Были исследованы особенности спектров излучения композитных пленок МЕН-PPV:ZnO в зависимости от концентрации наночастиц ZnO и температуры в диапазоне T=77–300 К. В амбиполярных СИ-ОПТ на основе пленок PFO:ZnO и МЕН-PPV:ZnO положение зоны излучения сдвигается вглубь активного слоя при приложении смещения на стоке-истоке и затворе, предотвращая тем самым потери, связанные с безизлучательной рекомбинацией на электродах, что позволяет в перспективе разработать полимерные и композитные инжекционные лазеры на их базе.

Работа выполнена при поддержке ПРАН П-8 и гранта РФФИ №11-02-00451-а.

Литература

- [1] A.N. Aleshin, E.L. Alexandrova, I.P. Shcherbakov, J. Phys.D: Appl. Phys. **42**, 105108 (2009).
- [2] A.N. Aleshin, E.L. Alexandrova, I.P. Shcherbakov, Eur. Phys. J. Appl. Phys. **51** 33202 (2010).
- [3] A.N. Aleshin, I.P. Shcherbakov, V.N. Petrov, A.N. Titkov, Organic Electronics **12**, 1285 (2011).
- [4] A.N. Aleshin, I.P. Shcherbakov, J. Phys.D: Appl. Phys. **43**, 315104 (2010).
- [5] А.Н. Алешин, И.П. Щербаков, Ф.С. Федичкин, и др., ФТТ **54**, 2196 (2012).

Первопринципные расчеты электронной структуры молекулярных органических полупроводников

Е.В. Тихонов¹, Ю.А. Успенский², Э.Т. Кулатов³, Д.Р. Хохлов¹

¹МГУ имени М.В.Ломоносова, 119991, Россия, Москва, ГСП-1, Ленинские горы

²ФИАН имени П.Н. Лебедева, 119991 ГСП-1 Москва, Ленинский проспект, д. 53

³ИОФРАН имени А.М. Прохорова, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

тел.: (495) 939-11-51, факс: (495) 932-8876, эл. почта: tikhonov@mig.phys.msu.ru

Исследования органических полупроводников давно занимают важное место в современной физике твердого тела. В последнее время растет интерес к применению их в качестве элементов микроэлектроники и солнечных батарей. Особую важность имеют первопринципные методы исследования, позволяющие описать электронную структуру этих материалов и изучить общие закономерности изменения их характеристик. Популярный метод теории функционала плотности (ТФП) позволяет с высокой точностью рассчитать структурные характеристики органических полупроводников, но не дает адекватного описания электронной структуры, например, приводит к качественно неверной ширине запрещенной зоны. Более сложные современные методы, учитывающие многочастичные эффекты, позволяют достаточно точно рассчитать квазичастичные спектры, однако они требуют чрезвычайно больших вычислительных ресурсов. В настоящем исследовании для описания электронной структуры ряда органических полупроводников используется метод гибридного функционала плотности, позволяющий в простом приближении учесть большую часть многочастичных эффектов. Рассчитанные нами в рамках ТФП структурные характеристики демонстрируют прекрасное согласие с экспериментом. Показано, что электронные спектры, полученные методом гибридного функционала, хорошо согласуются с данными экспериментов по фотоэлектронной эмиссии. Вместе с тем, метод дает заниженную ширину энергетической щели. Эту величину достаточно точно (погрешность порядка 0.1 эВ) удастся рассчитать из соотношения $E_g = IP - EA$, где IP , EA — потенциал ионизации и сродство к электрону. Результаты исследования показывают, что первопринципные методы позволяют рассчитать основные характеристики молекулярных органических полупроводников в хорошем согласии с данными эксперимента.

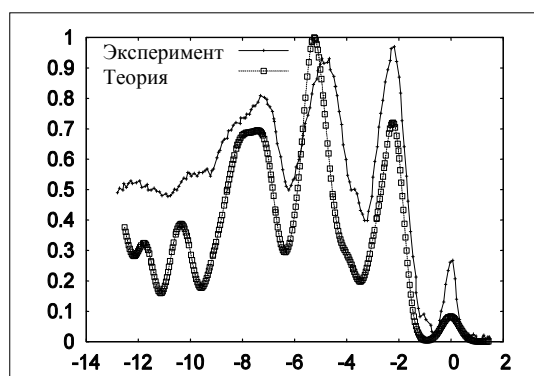


Рис. 1. Сравнение электронного спектра $N(E)$ фталоцианина меди с данными фотоэмиссии. E в эВ.

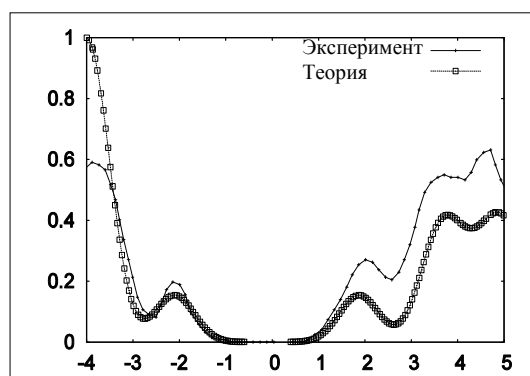


Рис. 2. Сравнение электронного спектра перилена с данными фотоэмиссии. E в эВ.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 12-02-31774, 12-02-31638, 13-02-00655 и Министерства образования и науки РФ.

Литература

- [1] F. Neese, “The ORCA program system” Wiley interdisciplinary Reviews - Computational Molecular Science, 2012, Vol. 2, Issue 1, Pages 73–78

Оптические исследования размерных, корреляционных и электрон-фононных явлений в органических низкоразмерных полупроводниках $(\text{EDT-TTF})_3\text{Hg}_2\text{Br}_6$ и $(\text{EDT-TTF})_3\text{Hg}(\text{SCN})_3\text{I}_{0.5}(\text{PhCl})_{0.5}$

Р.М. Власова¹, Б.В. Петров¹, Е.И. Жилиева², С.А. Торунова²

¹ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

²ИПХФ РАН, проспект Ак.Семенова,1, Черноголовка, 142432.

Тел. (812)515-91-94, факс (812)297-1017, e-mail: borispetrov@mail.ru

В докладе представлены поляризованные спектры отражения и спектры оптической проводимости монокристаллов двух новых слоистых низкоразмерных органических полупроводников на основе молекулы этилендитиотетратиафульвалена (EDT-TTF) с различно ориентированными проводящими стопками катион-радикалов $(\text{EDT-TTF})_3^{+2}$ в соседних слоях: **1** — $(\text{EDT-TTF})_3\text{Hg}_2\text{Br}_6$, у которого проводящие стопки катион-радикалов $(\text{EDT-TTF})_3^{+2}$ в соседних слоях ориентированы почти перпендикулярно друг другу и **2** — $(\text{EDT-TTF})_3\text{Hg}(\text{SCN})_3\text{I}_{0.5}(\text{PhCl})_{0.5}$, у которого проводящие стопки в соседних слоях ориентированы параллельно друг другу [1].

Наблюдается зависящее от структуры различие анизотропии спектров у этих кристаллов, которое указывает, что в кристалле **1** π -электронная проводящая система имеет квазидвумерный характер, а в кристалле **2** квазиодномерный характер (см. Рис. 1).

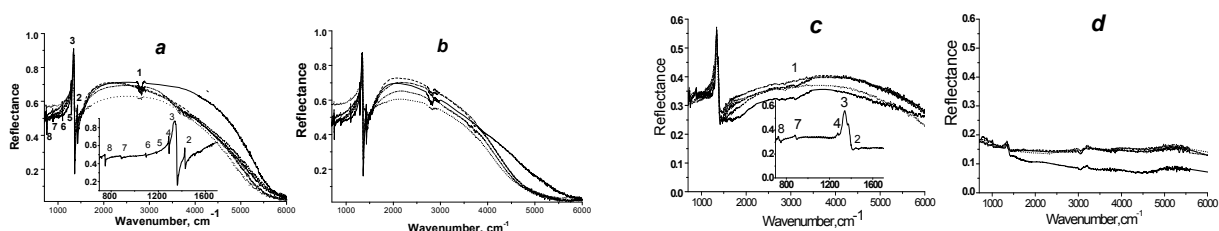


Рис.1 Спектры отражения в диапазоне $700\text{--}6500\text{ cm}^{-1}$ ($0.087\text{--}0.81\text{ eV}$) при температурах $300\text{--}15\text{ K}$ в поляризациях $\mathbf{E} \parallel$ и $\mathbf{E} \perp$ проводящим стопкам для **1** $\mathbf{E} \parallel$ (**a-3b**) (**a**) и $\mathbf{E} \perp$ (**a-3b**) (**b**); для **2** $\mathbf{E} \parallel$ (**a-3b**) (**c**) и $\mathbf{E} \perp$ (**a-3b**) (**d**).

Проведен количественный анализ спектров оптической проводимости на основе теории [2], явно учитывающей электрон-электронные корреляции в приближении гамильтониана Хаббарда с учетом электронно-колебательного взаимодействия (ЭКВ) и влияния противоиона (Δ_c) на электронные состояния для тримеризующихся стопок. На этом основании сделана оценка хаббардовских параметров электронной структуры кристаллов: интеграла переноса электронов между молекулами EDT-TTF в тримере: $t = 0.14\text{ eV}$ (**1**), 0.32 eV (**2**), энергии кулоновского отталкивания двух электронов (дырок) на одной молекуле $U = 1.1\text{ eV}$ (**1**), 2.7 eV (**2**), постоянной затухания указанного электронного переноса $\gamma_e = 0.05\text{ eV}$ (**1**), 0.27 eV (**2**), величины $\Delta = 0.006\text{ eV}$ (**1**), 0.012 eV (**2**), констант ЭКВ g_n и энергии связи молекулярного полярона $E_p = 0.006\text{ eV}$ для (**1**). Показано, что наблюдаемые различия параметров электронной структуры в кристаллах **1** и **2** обусловлены конкретными различиями в структуре проводящих слоев и стопок катион радикалов EDT-TTF. На основании того, что энергия связи молекулярного полярона E_p близка к энергии активации проводимости на постоянном токе $E_a = 0.01\text{ eV}$, высказано предположение о том, что носителями заряда в проводимости на постоянном токе являются молекулярные поляроны.

[1] Е.И. Жилиева, В.Н. Семкин, Е.И. Юданова и др., Известия АН. Сер. Хим. № 7 1331 (2010).

[2] V. M. Yartsev, phys. stat. sol. (b) **126**, 501 (1984), **112**, 279 (1982)

Применение субмикронных пленок полимера для регистрации фазовых и структурных превращений в металлах

И.Р. Набиуллин, А.Н. Лачинов, В.М. Корнилов

Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, проспект Октября, 151, Уфа, 450075, Россия

тел: (347)284-35-38, факс: (347)284-19-95, эл. почта: ilsurufa82@mail.ru

В работе исследовано влияние фазовых и структурных переходов, происходящих в металлах, на эффект электронного переключения несопряженного полимерного материала в высокопроводящее состояние (ВПС). Показано, что переключение в ВПС происходит при критических температурах переходов соответствующих металлов. На основе полученных данных предлагается новая методика диагностики различных структурных и фазовых превращений в металлах основанная на регистрации изменения положения уровня Ферми металла.

Суть метода заключается в создании потенциального барьера между исследуемым металлом и измерительным электродом. Для создания барьера использовалась тонкая пленка несопряженного полимерного диэлектрика с нелинейными электрофизическими свойствами. Ток через такую структуру является инжекционным, поэтому изменение уровня Ферми в металле вносит вклад в характер протекающего тока.

Для проведения исследований были выбраны следующие металлические образцы. Металлы и сплавы, в которых происходит фазовый переход первого рода: *Ga*, сплав Вуда, *In*, *Sn*. Металлы и сплавы в которых наблюдается фазовый переход второго рода: *Cr*, *Gd*, *GdCo₂*, *GdAl₂*, *DyAl₂*. Для демонстрации возможности регистрации структурных переходов были выбраны металлы (*Cu*, *Ni*) в которых была создана субмелкозернистая (СМЗ) структура методом интенсивной пластической деформации кручением под квазигидростатическим давлением.

В качестве полимерной прослойки был выбран полимер из класса полигетероариленов — полидифениленфталид (ПДФ) (ширина запрещенной зоны ~ 4,2 эВ, температура размягчения ~ 420 °С).

Установлено, что при фазовых переходах 1-го рода наблюдается резкое увеличение протекающего через экспериментальную структуру тока, при температурах плавления соответствующих металлов. При фазовых переходах 2-го рода, так же наблюдается резкое увеличение тока в точке Кюри (Нееля) исследованных металлических образцов. При структурных превращениях, на температурных зависимостях тока, наблюдается скачкообразное изменение тока при температурах возврата СМЗ структуры в крупнокристаллическую фазу.

Так же в работе проведены исследования поведения потенциального барьера на границе металл-полимер в ходе фазового и структурного превращения в металлах. Установлено, что в области критических температур переходов, происходит изменение величины потенциального барьера.

В докладе обсуждается механизм переноса заряда в многослойной металл-органической структуре и перспективы его практического использования.

Влияние буферных слоёв на эффективность органических фотовольтаических ячеек на полимерных подложках

В.В. Травкин¹, Г.Л. Пахомов¹, П.А. Лучников²

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

²ФГБОУ ВПО «Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики», пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, Россия

тел: (831)417-94-59, факс: (831)417-94-64, эл. почта: pakhomov@ipmras.ru

Одним из основных преимуществ устройств органической электроники считается возможность изготовления большеформатных модулей на гибких полимерных носителях (рулонах). Хотя сама возможность известна более 10 лет, количество успешных работ по получению устройств на основе низкомолекулярных полупроводников невелико. Причина, очевидно, заключается в ограниченной устойчивости носителя (как правило, полиэтилентерефталат) с проводящим слоем к некоторым процессам планарных технологий, а также быстрая деградация характеристик при эксплуатации (в том числе, при изгибе).

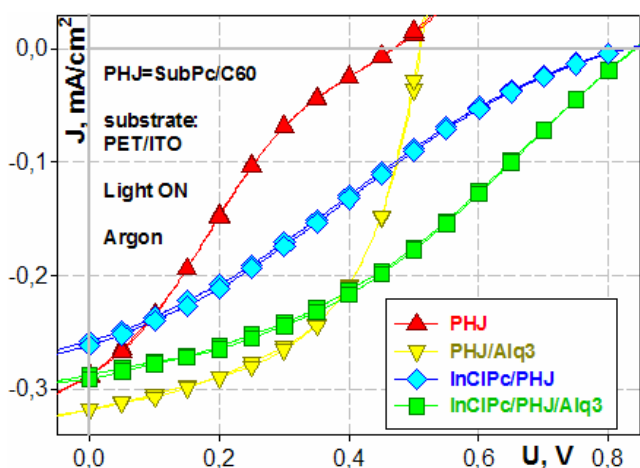


Рис. 1. IV квадрант ВАХ OPVC при освещении.

Измерены вольтамперные характеристики (ВАХ) полученных OPVC в темноте и при освещении (Рис.1), проведены структурные исследования.

Показано, что наличие Alq₃, выполняющего функцию экситонного блокатора, и, одновременно, буферного слоя между термически осаждаемым слоем алюминия и рабочим слоем фуллерена, приводит к росту коэффициента заполнения OPVC в ~2.5 раза ($FF=0.55$ для структур PHJ/Alq₃). С другой стороны, как показано ранее [1] при росте плёнки SubPc на подслое InClPc происходит изменение как её структуры (частичная кристаллизация), так и морфологии гетероперехода. В присутствии InClPc э.д.с. холостого хода OPVC увеличивается до 0.84 В – Рис. 1. Максимальный к.п.д. получен для OPVC с двумя буферными слоями (неоптимизированные структуры) и составил около 1%.

Литература

- [1] Г.Л. Пахомов, В.В. Травкин, А.Н. Тропанова, Е.А. Гудков, Ю.Н. Дроздов, ФТП **46**, 1408 (2012).

Атомно-силовая и пьезоэлектрическая силовая микроскопия субмикронных пленок полидифениленфталида

Д.Д. Карамов, В.М. Корнилов, А.Н. Лачинов

Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, пр. Октября, 151, г.Уфа, 450075, Россия

тел: +7(927) 961-07-35, факс: (347) 235-95-22, эл. почта: karamov_danf@bk.ru

Работа посвящена экспериментальному исследованию субмикронных пленок несопряженного полимерного диэлектрика — полидифениленфталида (ПДФ). Ранее в работе [1] было показано, что в тонких пленках данного полимера наблюдаются эффекты переключения в высокопроводящее состояние при относительно небольших приложенных внешних воздействиях. Модели, описывающие данные эффекты, в основном базируются на теории токов ограниченных объемным зарядом. В связи с этим, в настоящей работе была поставлена задача исследования релаксационных свойств индуцированного заряда в субмикронных полимерных пленках. В качестве инструмента для изучения субмикронных пленок выбраны методики сканирующей зондовой микроскопии, в частности методы атомно-силовой микроскопии (АСМ) и силовой микроскопии пьезоэлектрического отклика (ПСМ).

Исследования на АСМ показали, что полученные полимерные пленки сплошные, гладкие и однородные по толщине. Среднеквадратичная шероховатость поверхности полимерных пленок имеет тот же порядок, что и шероховатость подложек, на которые они были нанесены ~ 1 нм.

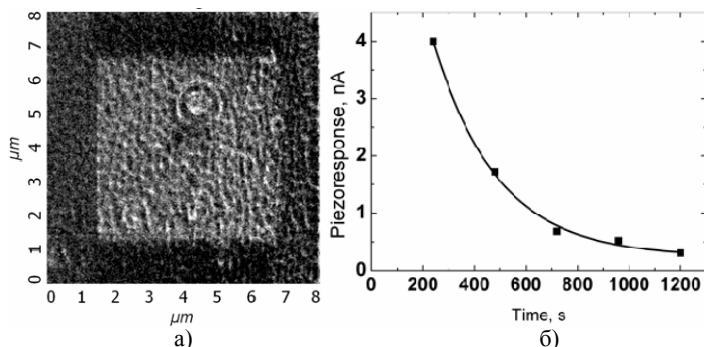


Рис. 1. а) Изображение поверхности в ПСМ после поляризации; б) график зависимости релаксации пьезоотклика от времени.

Изучение поляризации тонких пленок ПДФ проводили с использованием метода ПСМ. Поверхность образца поляризовывалась на участке 5×5 мкм, при приложенном на зонд напряжении 10 В. На рис. 1а. представлено изображение токовой поверхности полимерной пленки после поляризации. Поляризованная область имеет четкие границы и выделяется на фоне неполяризованной области. Граница поляризованной области с течением времени не раз-

мывается. Сравнение поляризованной области с морфологией поверхности полученной параллельным измерением того же участка методом АСМ в контактной моде показало, что пространственно-неоднородная картина полученная в ПСМ частично отражает рельеф истинной поверхности. На графике (рис. 1б) представлен усредненный токовый сигнал исследуемой области с течением времени. Из экспериментальных данных получено время релаксации индуцированного заряда $\tau = 248$ с.

В докладе обсуждается механизм локализации индуцированного заряда на глубоких ловушках полимерного материала и возможности использования этого явления для записи информации.

Литература

[1] А.Н. Лачинов, Н.В. Воробьева. УФН, 2006, т. 176, с.1249.

Дистанционное изменение проводимости в системе металл-полимер-металл в субмикронных пленках полиарилефталидов индуцированное фазовым переходом

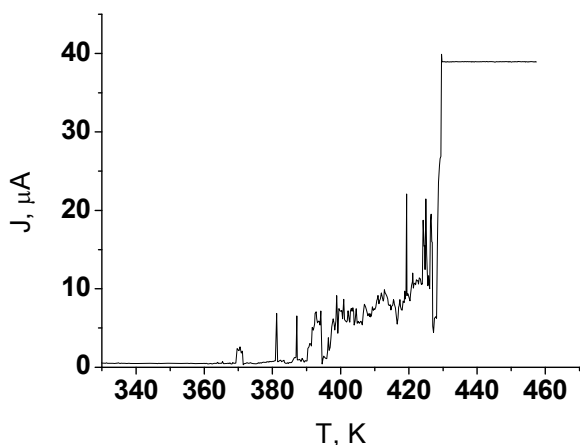
А.Ф. Пономарев, П.П. Чернов, А.А. Миниахметов

Бирский филиал Башкирского государственного университета (БФ БашГУ), ул. Интернациональная, 10, г. Бирск, 452453, Россия

тел: +79050065778, эл. почта: chernov-pp@yandex.ru

В последнее время внимание исследователей сконцентрировано на создании различных электронных устройств с использованием полимерных пленок. Значительный интерес представляет открытие в субмикронных пленках электроактивных полимеров изменения проводимости за счет различных внешних воздействий. В работе [1] была установлена возможность инициировать переход полимерной пленки из низкопроводящего состояния в высокопроводящее (ВПС) путем изменения граничных условий на контакте металл-полимер. Изменение граничных условий создавалось за счет плавления металла, находящегося на поверхности пленки.

Целью настоящей работы явилось исследование процесса перехода тонкой полимерной пленки в ВПС, индуцированное фазовым переходом (плавлением) в металлическом электроде, находящимся на некотором расстоянии от полимера и соединенным с ним посредством металлического проводника. Плавкий электрод выполнен из индия.



На рисунке представлена типичная температурная зависимость тока, протекающего через систему плавкий электрод-металл-полимер-металл при изменении температуры плавкого электрода. В процессе измерений полимерная пленка находится при постоянной температуре. Исходно система находится в диэлектрическом состоянии. С ростом температуры происходит возрастание тока в цепи и при достижении температуры плавления плавкого электрода происходит скачкообразное увеличение тока. Сопротивление образца уменьшается до нескольких Ом. При охлаждении система возвращается в исходное диэлектрическое состояние.

При плавлении металла происходит изменение уровня Ферми, которое приводит к изменению параметров потенциального барьера на границе металл-полимер. Изменение этого барьера приводит к изменению условий инжекции из металла в полимер. Металлический проводник между плавким электродом и полимером передает изменение разности потенциалов в цепи, не оказывая влияния на происходящие процессы. На основе данного эффекта возможно создание различных датчиков температуры.

При плавлении металла происходит изменение уровня Ферми, которое приводит к изменению параметров потенциального барьера на границе металл-полимер. Изменение этого барьера приводит к изменению условий инжекции из металла в полимер. Металлический проводник между плавким электродом и полимером передает изменение разности потенциалов в цепи, не оказывая влияния на происходящие процессы. На основе данного эффекта возможно создание различных датчиков температуры.

Литература

- [1] В.М. Корнилов, А.Н. Лачинов. Металлоподобное состояние в полимерной пленке, индуцированное изменением граничных условий на ее поверхности. // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т.61. В.11. С.902–906.

Влияние легирования на эффект резистивных переключений в полимерных материалах

М.А. Дронов¹, М.С. Котова², И.А. Белогорохов³

¹ИОФ РАН им. А.М. Прохорова, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

²МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

³ФГУП «Гиредмет», Б. Толмачевский пер., 5, стр. 1, Москва, 119017, Россия

тел: (495)939-11-51, эл. почта: Mikhail.Dronov@gmail.com

Эффект резистивного переключения, т.е. свойство материала обладать двумя или более состояниями с различным электрическим сопротивлением и обратимо переключаться между этими состояниями под влиянием внешнего воздействия, является одним из вызывающих большой интерес с точки зрения перспективы создания новых типов электрической памяти, и при этом наименее полно понятым, в плане построения теоретических моделей, объясняющих наблюдаемые явления.

В настоящей работе были изучены полимерные материалы на основе широко применяемых полимеров с диэлектрическими свойствами: полистирола (PS), поливинилхлорида (PVC) и поликарбоната (PC), как в чистом виде, так и с добавлением пластификаторов и легирующих примесей в различных сочетаниях. В качестве легирующих примесей нами использовались два принципиально разных класса добавок, первый, это металлические частицы, такие как Al, Zn, Ag с характерным размером частиц от 1 до 5 мкм, второй, это фотосенсибилизирующие добавки на основе фталоцианинов и их аналогов (Pc), например, таких как фталоцианин алюминия хлорида (PcAlCl). В качестве контактов были использованы различные материалы: тонкие листы алюминия и меди, ITO на стекле, серебряная паста, а также были использованы различные подложки с уже напыленными контактными схемами.

В качестве результата легирования металлическими частицами, показано значительное, на несколько порядков, уменьшения напряженности электрического поля необходимого для переключений, что позволяет снизить напряжение электрических переключений до нескольких вольт даже в макроразмерных образцах. Добавление фотосенсибилизирующих добавок, кроме отклика в виде фотопроводимости, позволяет управлять напряжением и током переключений путем воздействия светом.

Оптимизацией составов и условий переключения удалось получить переключения в образцах с размером менее 100 мкм² на бит, с амплитудой до 10⁶, временами переключения менее 10 нс, надежностью более 10⁶ циклов переключения и временем сохранения состояния более 6 месяцев.

Полученные результаты, обсуждаются нами в рамках модели резистивных переключений [1] и модели переключений связанных с накоплением заряда [2]. Данный эффект может быть использован в создании перспективных запоминающих устройств на базе полимерных материалов.

Литература

[1] G. Dearnaley, A.M. Stoneham, D.V. Morgan, Rep. Prog. Phys., **33**, 1129 (1970).

[2] W. Tang, H. Shi, G. Xu, B.S. Ong, Z.D. Popovic, J. Deng, J. Zhao, G. Rao, Adv. Mater. **17**, 2307 (2005).

Эффект резистивного переключения в композитных полимерных материалах с добавлением металлических микрочастиц на микромасштабах и энергонезависимая память на его основе

М.А. Дронов¹, М.С. Котова², И.А. Белогорохов³

¹ИОФ РАН им. А.М. Прохорова, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

²МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

³ФГУП «ГИРЕДМЕТ», Б. Толмачевский пер., дом 5/1, Москва, 119017, Россия

тел: +7-(495)939-11-51, факс: +7-(495)-932-8876, эл. почта: marykot58@gmail.com

Во всем мире наблюдается огромный интерес к созданию новых технологий памяти, в связи с различными недостатками в традиционных технологиях и стремлении получить быструю, компактную и дешёвую энергонезависимую память. Одним из решений этой проблемы может быть представленная в настоящей работе резистивная память на базе полимерных материалов [1]. Особым преимуществом создания устройств на основе органических полупроводниковых материалов является простота технологии изготовления, не требующих высоких температур и вакуумных технологий, например устройства на базе этих материалов могут изготавливаться методами центрифугирования или струйной печати.

Эффект резистивного переключения заключается в том, что рассматриваемая система под действием внешнего электрического поля может находиться в двух различных состояниях с различным сопротивлением. Амплитуда эффекта может достигать 5 порядков.

Цель исследования заключалась в исследовании характеристик переключений на образцах микроразмера с использованием композитных материалов с добавлением металлических частиц в полимерную матрицу. Были исследованы образцы из поливинилхлорида, поликарбоната и полистирола с добавлением пластификатора и микрочастиц Ag, Zn, Al в компланарной геометрии на подложках с нанесёнными методом литографии золотыми контактами различной геометрии. Расстояния между контактами составляли от 7 мкм до 220 мкм. Переключения наблюдались от гелиевых до комнатных температур. Сопротивления более проводящего состояния R_{ON} составляли менее 10^5 Ом, сопротивление непроводящего состояния R_{OFF} составляли более 10^7 Ом. Электрические поля, требуемые для включения образца не превышали $5 \cdot 10^3$ В/см, что сравнимо со значениями для композитных образцов макроразмера с расстояниями между контактами до 1 см [2]. При этом характерные значения плотностей токов для микрообразцов j принимали значения от 0.7 до 13 А/мм², что хорошо согласуется со значениями плотностей токов от 2 до 8 А/мм² для аналогичных образцов макромасштаба.

Полученные результаты являются перспективными для создания компактной энергонезависимой резистивной памяти на основе композитных материалов. Возможность наблюдения переключений на микрорасстояниях с характеристиками, аналогичными характеристикам переключений для макрообразцов, не ограничивает и дальнейшее уменьшение масштабов образцов.

Литература

[1] J.C. Scott, L.D. Vozano, *Adv. Matter.*, **19**, 1452–1463 (2007).

[2] М.С. Котова, М.А. Дронов, М.А. Белогорохов. Вестник МГУ серия 3. физика. астрономия **2**. 122501 (2012)

Сканирующая туннельная микроскопия мемристорного эффекта вертикально ориентированных углеродных нанотрубок

О.А. Агеев, Ю.Ф. Блинов, **М.В. Рубашкина**, В.А. Смирнов

Южный федеральный университет, пер. Некрасовский, 44, ГСП-17А, г. Таганрог, 347928, Россия

тел: (8634)37-16-11, факс: (8634)36-15-00, эл. почта: marubashkina@sfnedu.ru

К перспективному классу материалов для создания новых приборов и устройств наноэлектроники относятся вертикально ориентированные углеродные нанотрубки (ВОУНТ). В частности, углеродные нанотрубки (УНТ) могут быть использованы для изготовления мемристорных структур и разработки на их основе энергонезависимых элементов памяти с высоким быстродействием. Имеются сообщения о наблюдении мемристорного эффекта на углеродных нанотрубках, расположенных горизонтально на подложке. Однако, механизм возникновения данного эффекта на углеродных нанотрубках остается недостаточно исследованным. Прецизионным методом исследования свойств наноструктур, в том числе УНТ, является метод сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), который дает возможность локально исследовать процессы, протекающие на поверхности наноструктур.

Целью работы является исследование мемристорного эффекта вертикально ориентированных углеродных нанотрубок методом СТМ.

В качестве экспериментальных образцов использовались два массива вертикально ориентированных углеродных нанотрубок с разной плотностью нанотрубок, выращенные методом плазмо-химического осаждения из газовой фазы (PECVD) на многофункциональном нанотехнологическом комплексе НАНОФАБ НТК-9 (НТ-МДТ, Россия). Зонды для СТМ изготавливались из вольфрамовой проволоки методом электрохимического травления. Исследования свойств поверхности массива ВОУНТ проводились методом СТМ в режиме постоянного тока при напряжении 0,1 В на сканирующем зондовом микроскопе Solver P47 Pro (НТ-МДТ, Россия).

Результаты исследований первого массива ВОУНТ с плотностью нанотрубок 28 мкм^{-2} показали, что индивидуальные ВОУНТ под действием внешнего электрического поля при взаимодействии с СТМ-зондом объединяются в пучки, диаметр которых зависит от радиуса острия СТМ-зонда. На вершинах образовавшихся пучков ВОУНТ методом СТМ-спектроскопии были получены вольтамперные характеристики (ВАХ), отражающие наличие у пучков ВОУНТ низко- и высокоомного состояний, что позволяет сделать вывод о проявлении вертикально ориентированными углеродными нанотрубками мемристорного эффекта. Аналогичные исследования для массива ВОУНТ с меньшей плотностью (7 мкм^{-2}) продемонстрировали, что образование пучков ВОУНТ не происходит. Предварительная оценка показала, что объединение ВОУНТ в пучки наблюдается, когда расстояние между соседними нанотрубками меньше чем 70 процентов от их длины. ВАХ, полученные на вершине одной ВОУНТ, также позволяют говорить о наличии у индивидуальных ВОУНТ мемристорного эффекта. Соотношение сопротивлений в низко- и высокоомном состояниях (R_{LR}/R_{HR}) тем выше, чем выше начальное значение прикладываемого напряжения U : при $U = \pm 8 \text{ В}$, $R_{LR}/R_{HR} = 28$; при $U = \pm 2 \text{ В}$, $R_{LR}/R_{HR} = 4$. Механизм возникновения данного эффекта предположительно связан с процессом поляризации ВОУНТ под действием внешнего поля и требует проведения дальнейших исследований.

Моделирование квантового эффекта Холла в графене

А.А. Грешнов, Я.М. Бельтюков

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)292-73-67, факс: (812)297-10-17, эл. почта: a_greshnov@hotmail.com

В последнее время повышенный интерес привлекают электронные свойства планарной моноатомной формы углерода — графена [1]. Наблюдение *аномального* квантового эффекта Холла (КЭХ), плато которого соответствовали целым n для закона $\sigma_{xy}=2(2n+1)$ в единицах e^2/h , использовалось в качестве доказательства моноатомности. На самом деле в графене существуют все ожидаемые плато, $\sigma_{xy}=n$ (включая $n=0$), просто для их наблюдения [2] нужны более сильные магнитные поля и/или низкие температуры, позволяющие снять спиновое и долинное вырождение. Более интригующим является наблюдение в графене КЭХ при комнатной температуре [3], что на порядок выше рекордных температур для традиционных полупроводниковых структур. В настоящей работе с целью выяснения причин такой устойчивости графена к повышению температуры проводится численное моделирование магнетотранспорта с учетом электрон-фононного взаимодействия, управляющего шириной плато КЭХ.

Для описания электронных состояний в графене в присутствии сильного магнитного поля и беспорядка использован эффективный гамильтониан [4], $H=V_0\sigma\mathbf{P}+V_d(\mathbf{r})$, где $\mathbf{P}=-i\hbar\nabla-(e/c)(\mathbf{A}_0+\mathbf{A}_d)$ содержит векторный потенциал внешнего магнитного поля \mathbf{A}_0 и обусловленный беспорядком эффективный векторный потенциал \mathbf{A}_d . Полученные путем численной диагонализации одноэлектронного гамильтониана волновые функции затем использовались для расчета темпов переходов с участием акустических фононов, взаимодействие которых с электронами описывается гамильтонианом $H'=g_1(u_{xx}+u_{yy})+g_2[(u_{xx}-u_{yy})\sigma_{xy}+2u_{xy}\sigma_y]$ с двумя константами электрон-фононного взаимодействия, а компоненты тензора деформации обычным образом связаны с проквантованным вектором смещений

$$u(\vec{r}) = \sum_{q,\mu} \sqrt{\frac{\hbar}{2\rho S\omega_q}} (\hat{b}_{q,\mu} + \hat{b}_{-q,\mu}^+) \vec{e}_\mu e^{iq\vec{r}}, \quad (1)$$

где $\mu=l,t$ учитывает продольные и поперечные моды. Полученные в результате расчетов по золотому правилу Ферми темпы переходов были использованы для построения эффективной сетки сопротивлений, определяющей проводимость графена в области достаточно локализованных состояний и указывающей на положение краев плато КЭХ, по аналогии с традиционными двумерными системами [5]. Принципиальным отличием графена от квантовых ям является помимо линейного спектра носителей ограничение возбуждений в поперечном направлении единственным атомным слоем. В результате фононы оказываются существенно двумерными, и сила электрон-фононного взаимодействия заметно ослабевает (при наличии подложки чувствуется лишь край трехмерной волны). Темпы переходов в графене оказываются на два порядка ниже, чем в квантовых ямах, что объясняет возможность наблюдения КЭХ при комнатной температуре.

Литература

- [1] А.К. Гейм, УФН **181**, 1284 (2011); К.С. Новоселов, УФН **181**, 1299 (2011).
- [2] Y. Zhang et al, Phys. Rev. Lett. **96**, 136806 (2006).
- [3] K.S. Novoselov et al, Science **315**, 1379 (2007).
- [4] A.H. Castro Neto et al, Rev. Mod. Phys. **81**, 109 (2009).
- [5] А.А. Грешнов, Я.М. Бельтюков, ФТП (в печати).

Удельное сопротивление и вольт-амперные характеристики пленок композита на основе углеродных многостенных нанотрубок полученных модифицированным методом направленного спиннинга

А.А. Бабаев¹, П.П. Хохлачев¹, Е.И. Теруков², А.К. Филиппов³

¹Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН, Ярагского 94, Махачкала, 367003, Россия

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

³ООО «ПЛАЗМАС», Санкт-Петербург, ул.Академика Константинова 1, Санкт-Петербург, 195427, Россия

эл.почта: *babaev-arif@mail.ru*

Исследованы температурная зависимость удельного сопротивления (ρ) и вольт-амперные характеристики при различных температурах пленок композита на основе углеродных многостенных нанотрубок и полимера (фторопластовый лак). Пленки закреплялись прижимными контактами на слюдяной подложке. Исследование ρ проводили в динамическом режиме с постоянной скоростью 30–40 К/ч. Температурный интервал исследований 77–410 К. Токи и напряжение подбирались таким образом, чтобы не было нагрева композита. Композиты нагревали с помощью наружной печи на воздухе.

При первом нагреве в интервале $T=77\text{--}300\text{ К}$ наблюдается плавное незначительное уменьшение ρ (рис. 1). В этом интервале температур циклическое охлаждение и нагрев не изменяет величину ρ (полупроводниковый характер проводимости). При $T>300\text{ К}$ ρ увеличивается, достигая максимума при $T=340\text{ К}$ с последующим уменьшением до $T\approx 410\text{ К}$. При охлаждении от 410 К (А) до 340 К, ρ композита уменьшается, наблюдается металлический характер проводимости, а при охлаждении от 340 К до 77 К ρ незначительно увеличивается. Дальнейшее температурное циклирование в интервале 77 К–410 К ρ изменяется по нижней кривой. Такое поведение ρ наблюдается с любой температуры от 410 К до 350 К (пример с точки А, рис. 1).

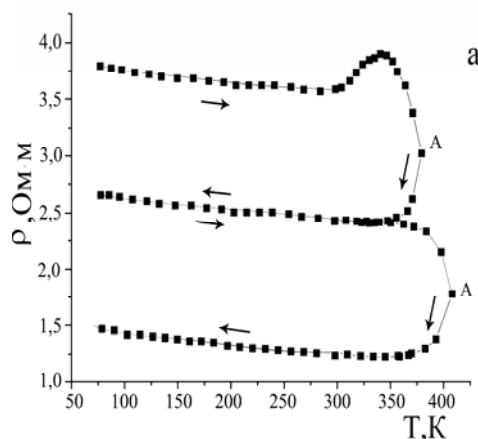


Рис.1. Температурная зависимость удельного сопротивления пленки, толщиной 30 микрон композита на основе УМСНТ.

Отжиг композита при постоянной температуре в интервале $T=310\text{--}340\text{ К}$ приводит к медленному росту ρ , а в интервале $T=340\text{--}410\text{ К}$ к уменьшению ρ со временем. Эти процессы наблюдаются для композитов полученных на бумаге и без бумаги. Отметим, что при исследовании теплоемкости также был обнаружен максимум при $T=340\text{ К}$, что свидетельствует о наличии фазового перехода второго рода. Наличие максимума ρ и теплоемкости при $T=340\text{ К}$ вероятно связана с температурой Кюри

Транспорт и фазовые переходы в графене и графите при высоких давлениях

Г.В. Тихомирова, А.В. Тебеньков, Я.Ю. Волкова, Т.К. Петросян, А.В. Жарков
Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 51, Екатеринбург 620000, Россия
тел: (343)261-74-41, факс: (343)350-74-01, эл. почта: Galina.Tikhomirova@usu.ru

Исследованы проводимость на постоянном токе, термоэдс и импеданс в графите при давлениях P от 15 до 50 ГПа и температурах 77–450 К. Особенности этих явлений, наблюдавшиеся в области давлений 15–20 ГПа и около 30 ГПа, связываются с фазовыми переходами в графите при этих давлениях [1–3]. Максимальное время установления стационарной проводимости графита наблюдалось в области фазовых переходов и составляло 40 секунд. Наблюдался также незначительный барический гистерезис сопротивления графита при давлениях ниже 30 ГПа. Проведено сравнительное исследование электропроводности, магнетосопротивления и термоэдс графита марки ГМЗ ОСЧ и графена марок MSG-75 и MSG-76 при давлениях до 40 ГПа.

Измерения проводились в камере высокого давления с алмазными наковальнями из синтетических алмазов «карбонадо» [4]. Методика измерений описана в работе [5]. Образцы графена предоставлены ООО «Карбонлайт» и представляют собой чешуйки с числом слоев от 5 до 20.

Барические зависимости сопротивления для графена имеют вид, аналогичный графиту, но величины сопротивления графена почти на порядок выше. Времена релаксации сопротивления графена после смены давления оказались значительно выше, чем для графита. В области фазового перехода (15–20 ГПа) времена релаксации увеличивались и составляли ~10 мин.

Поперечное магнитное поле до 1 Тл изменяло величину, но не меняло характер зависимостей сопротивления от давления. Для всех образцов наблюдалось отрицательное магнетосопротивление: для графита при давлениях до 30 ГПа и для графена до 23 ГПа. При давлениях выше указанных магнитное поле не влияет на сопротивление образцов. В области 15–20 ГПа изменение сопротивления под влиянием магнитного поля наиболее выражено (составляет 3–5 %).

Зависимости термоэдс графена и графита от давления имеют похожий характер. В графене также обнаружены особенности термоэдс в диапазоне давлений от ~22 ГПа до ~34 ГПа.

Аналогичный характер барических зависимостей исследованных явлений связан, скорее всего, с перколяционным механизмом протекания тока.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 13-02-96039-р_урал, 13-02-00633) и программы Министерства образования и науки Российской Федерации.

Литература

- [1] T.L. Schindler, Y.K. Vohra, J.Phys.: Condens. Matter, **7**, 637 (1995).
- [2] Quan Li et al., Physical Review Letters, **102**, 175506 (2009).
- [3] S.E. Boulfelfel, A.R. Oganov, S. Leoni. Scientific Reports, 2012, **2**, art. 471.
- [4] Л.Ф. Верещагин, Е.Н. Яковлев и др., Письма в ЖЭТФ **16**, 240 (1972).
- [5] G.V. Tikhomirova, A.N. Babushkin Phys. stat. sol. (b) **235**, 360 (2003).

Анализ структуры детонационных наноалмазов на основе рентгеновских исследований алмазной шихты

М.Е. Бойко¹, М.Д. Шарков¹, А.В. Бобыль¹, А.М. Бойко¹, С.Н. Ивашевская², С.Г. Конников¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²ИГ КарНЦ РАН, Пушкинская ул., 11, Петрозаводск, 185910, Россия

тел: (812)292-79-85, факс: (812)297-10-17, эл. почта: m.e.boiko@mail.ioffe.ru

Алмазная шихта (АШ) является первичным продуктом процесса детонационного синтеза наноалмазов, которые составляют в ней порядка 50 % массовой доли. Два образца АШ были исследованы методами рентгеновской дифрактометрии (РД) и малоуглового рассеяния рентгеновских лучей (МУРР).

Результаты анализа данных РД и МУРР

1. Результаты измерений РД от обоих образцов содержат наборы дифракционных пиков, отвечающих как алмазной решетке, так и решетке графита.
2. Спектр МУРР от образца АШ-1 содержит широкий брэгговский пик, откуда следует,

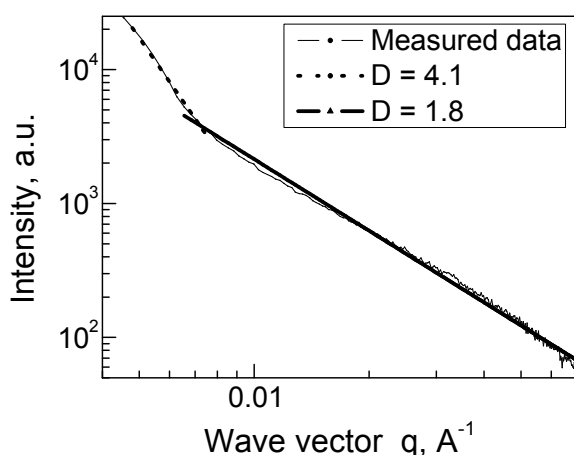


Рис. 1. Спектр МУРР для образца АШ-2.

что в этом образце присутствует сверхструктура. Процедура Фурье-фильтрации позволила разделить данный пик на ряд компонент, отвечающих межплоскостным расстояниям от 5.0 до 14.5 нм.

3. Данные МУРР, полученные от обоих образцов, показывают наличие в образцах низко-размерных фрагментов. В частности, спектр МУРР от АШ-2 (Рис. 1) отвечает структуре, содержащей как 2D-, так и порошкообразные 3D-компоненты.
4. Оценка радиусов зерен НА составляет, согласно результатам МУРР-исследований, 30–50 нм.
5. Результаты, полученные из обработки данных РД и МУРР от двух образцов алмазной шихты, согласуются с существующей луковичной моделью НА [1], описывающей наноалмаз как алмазное ядро, окруженное преимущественно графитными или фуллереновыми оболочками наподобие луковичной шелухи. При этом радиусы зерен-луковиц составляют порядка 30–50 нм, а набор величин межплоскостных расстояний, полученный при анализе данных МУРР от АШ-1, может отвечать расстояниям между концентрическими графитными оболочками луковицы НА.

Литература

- [1] P. Redlich, F. Banhart, Y. Lyutovich, P.M. Ajayan, Carbon **36**, 561 (1998).

Исследование природы низкочастотной полосы в спектрах КРС многостенных УНТ, полученных методом CVD

В.В. Болотов, В.Е. Кан, М.Ю. Бирюков, Р.В. Шелягин, Е.В. Князев

ОНЦ СО РАН, 5 Кордная, 29, Омск, 644018, Российская Федерация

тел: (3812)560174, факс: (3812)560177, эл. почта: kan@obisp.oscsbras.ru

Методом спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) исследованы слои МУНТ, полученные методом CVD. В спектрах КРС при возбуждении лазером $\lambda_{exc}=1064$ нм обнаружена низкочастотная полоса, состоящая из близкорасположенных узких пиков в области $250\text{--}300\text{ см}^{-1}$. Исследуемая полоса находится в области спектра, приписываемой радиальным дышащим модам (Radial Breathing Mode — RBM) в спектрах КРС одностенных УНТ. Полосы RBM характерны для ОУНТ, однако могут наблюдаться и в спектрах МУНТ высокого качества, получаемых электродуговым методом [1]. В этом случае они относятся к радиальным колебаниям атомов углерода во внутренних стенках МУНТ. Для случая получения МУНТ методом CVD, в рассматриваемом диапазоне, кроме RBM, могут проявляться полосы КРС оксидов железа, присутствующих в слоях благодаря используемому катализатору.

Исследования методом ПЭМ показало присутствие в слое МУНТ с внешним диаметром $5\text{--}50$ нм. На торцах нанотрубок присутствуют частицы катализатора (железа), которые после химической обработки в HCl преимущественно удалялись из слоя МУНТ. Исследования методом Оже-спектроскопии и РФЭС показали, что при термических обра-

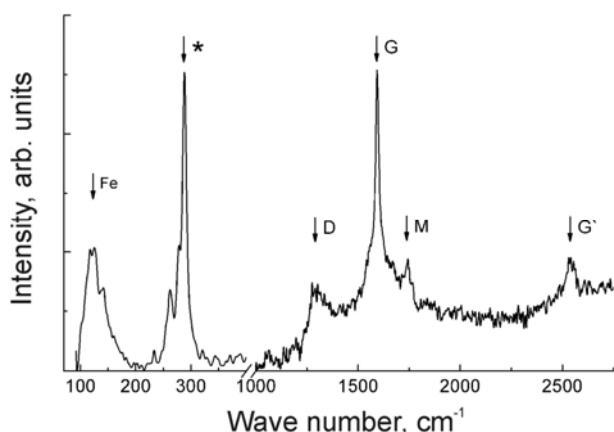


Рис. 1. Спектр КРС слоя МУНТ. Символом «*» помечена исследуемая полоса при $250\text{--}300\text{ см}^{-1}$.

ботках происходит окисление частиц катализатора. В спектрах КРС слоёв МУНТ после химических и термических обработок положение и полуширины составляющих полосы при $250\text{--}300\text{ см}^{-1}$ не изменились, а положение и полуширина пиков отличаются от известных полос КРС оксидов железа [2]. Полученные экспериментальные данные позволяют предположить, что исследуемая полоса относится к радиальным колебаниям атомов углерода во внутренних стенках МУНТ. Оценки диаметра нанотрубок из значения положения полосы RBM дают значения $0.82\text{--}1.34$ нм [3].

Литература

- [1] J.M. Benoit, J.P. Buisson, O. Chauvet, C. Godon, S. Lefrant, Phys. Rev. **66**, 073417(4) (2002).
- [2] D.L.A. de Faria, F.N. Lopes. Vibrational Spectroscopy **45**, 117 (2007).
- [3] В.В. Болотов, В.Е. Кан, М.Ю. Бирюков, Е.В. Князев, Р.В. Шелягин, Ю.А. Стенькин, ФТТ **55**, 1360 (2013).

Управление концентрацией носителей в графене с помощью жидкого и твёрдого затворов

А.В. Фролов^{1,2}, Ю.И. Латышев¹, В.В. Песков³, И.Л. Клыков³, Е.Г. Шустин³

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп.7. Москва, 125009, Россия

²МФТИ, Институтский переулок, 9, Московская область, г. Долгопрудный, 141700, Россия

³ФирЭ им. В.А.Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Московская область, г. Фрязино, 141120, Россия

тел: (910)478-68-64, эл. почта: fralek@mail.ru

В докладе представлены результаты по исследованию управления концентрацией носителей в графене с помощью затвора. Образцы графена толщиной от монослоя до десяти графеновых слоёв были изготовлены с помощью метода механического расщепления графита [1], а также путем утонения монокристаллов графита, прикрепленного к подложке с помощью эпоксидного клея [2]. Для управления концентрацией носителей в графене использовались как нижний так и верхний затворы. В качестве нижнего затвора использовался слой SiO₂ толщиной 300 нм, а в качестве верхнего — ионная жидкость DEME-TFSI [3, 4]. Кроме того, были исследованы затворные характеристики в зависимости от числа графеновых слоёв по мере утонения образца в мягком плазменном разряде [5].

Литература

[1] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, *Science* **306** 666 (2004)

[2] A.V. Frolov, Yu.I. Latyshev, *Journal of Physics:ConferenceSeries* **393** 012025 (2012).

[3] A. Das et al. *Nature Nanotechnology* **3** 210–215(2008).

[4] Jianting Ye et. al, *PNAS* **108** 32 13002–13006 (2011).

[5] Ю.И. Латышев, А.П. Орлов, В.В. Песков, Е.Г. Шустин, А.А. Щекин, В.А. Быков, *Доклады Академии Наук*, **442**, № 2, с. 1–3 (2012).

Исследование методики наноразмерной взрывной литографии для формирования упорядоченных углеродных нанотрубок

О.И. Ильин, И.Н. Коц, А.С. Лисицын, **А.А. Федотов**

Южный федеральный университет, пер. Некрасовский, 44, Таганрог, 347928, Россия

тел: (8634)37-16-11, эл. почта: alexandr.a.fedotov@gmail.com

Современные направления использования углеродных нанотрубок (УНТ) чрезвычайно разнообразны. Одним из основных направлений является создание элементной базы наноэлектроники и наносистемной техники. Особый интерес представляют упорядоченные одиночные УНТ и массивы на их основе, расположенные в местах, определенных конструкцией разрабатываемого устройства. В связи с чем, решение проблемы упорядочивания и позиционирования УНТ на подложке является актуальной задачей.

Целью представленной работы является исследование методики позиционирования каталитических центров (КЦ) с применением наноразмерной взрывной литографии для выращивания УНТ в заданном месте.

УНТ выращивались методом PECVD [1], особенностью которого является использование каталитического слоя (Fe, Ni, Co). Позиционирование каталитических областей позволяет локализовать положение УНТ на подложке в процессе роста. В основном, для формирования наноразмерных каталитических областей применяется метод электронно-лучевой литографии (ЭЛЛ), однако, за счет необходимости использования органических резистов, он обладает рядом недостатков вносящих ограничения на технологические операции связанные с нагревом подложки.

В работе приведены результаты исследования и применения методики наноразмерной взрывной литографии позволяющей сформировать КЦ в заданном месте с целью локального выращивания УНТ. На кремниевую подложку, методом импульсного лазерного осаждения, напылялся жертвенный слой на основе пленки оксида цинка толщиной 25 нм. Полученная структура подвергалась локальному ионно-лучевому травлению, в результате которого была сформирована топология с нанометровым разрешением, позволяющая исключить стандартные операции ЭЛЛ, связанные с сушкой, экспонированием и проявлением резиста. Далее, методом магнетронного распыления на образец наносилась пленка Ni толщиной 15 нм, которая подвергалась травлению в водном растворе аммиака. Выращивание УНТ на полученной структуре проводилось в модуле PECVD.

Исследования морфологии поверхности пленок с КЦ до и после выращивания УНТ проводилось методом растровой электронной микроскопии, которое показало наличие одиночных УНТ в сформированных наноразмерных областях, содержащих каталитические центры Ni.

В результате проведенной работы, показана возможность выращивания УНТ с позиционированием по месту и перспективность применения разработанной методики наноразмерной взрывной литографии для создания современной элементной базы.

Литература

- [1] О.А. Агеев, О.И. Ильин, В.С. Климин, Б.Г. Коноплев, А.А. Федотов, Исследование режимов формирования каталитических центров для выращивания ориентированных массивов углеродных нанотрубок методом PECVD, Химическая физика и мезоскопия. 2011, Т.13, № 2, с.226-231.

Размерное квантование в бислойном графене, выращенном на поверхности 6H-SiC (0001)

В.М. Микушкин¹, В.В. Шнитов¹, С.П. Лебедев¹, А.А. Лебедев¹, С.Ю. Никонов¹,
Е.В. Лихачёв¹, А.Р. Yakimova², О.В. Вилков³

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Linköping University, S-581 83, Linköping, Sweden

³Technische Universität Dresden, D-01062 Dresden, Germany

тел: (812)292-71-42, факс: (812)247-10-17, эл. почта: V.Mikoushkin@mail.ioffe.ru

Эпитаксиальный рост при термическом отжиге SiC считается одной из наиболее перспективных технологий получения плёнок графена высокого качества, в том числе бислойного графена [1]. Последний интересен для ряда приложений тем, что обладает узкой запрещённой зоной в точке Дирака [2]. В докладе приведены результаты исследования эпитаксиальной плёнки бислойного графена, выращенной на поверхности 6H-SiC (0001) с использованием оригинальной предростовой подготовки, улучшающей качество плёнки. Её толщина определялась методом фотоэлектронной спектроскопии по уменьшению интенсивности Si2p линии SiC подложки. Двуслойность плёнки подтверждается экспериментами по дифракции медленных электронов, а также величиной сдвига (~0.2 эВ) фотоэлектронных спектров вследствие перетекания заряда на SiC подложку, который свойственен бислойному графену [2, 3]. Рассматривая бислойный графен на диэлектрической SiC поверхности, как квантовую яму, можно ожидать возникновение особенностей в плотности состояний валентной зоны из-за размерного ограничения в направлении, перпендикулярном поверхности. И, действительно, в фотоэлектронном спектре валентной зоны вблизи уровня Ферми наблюдаются две особенности.

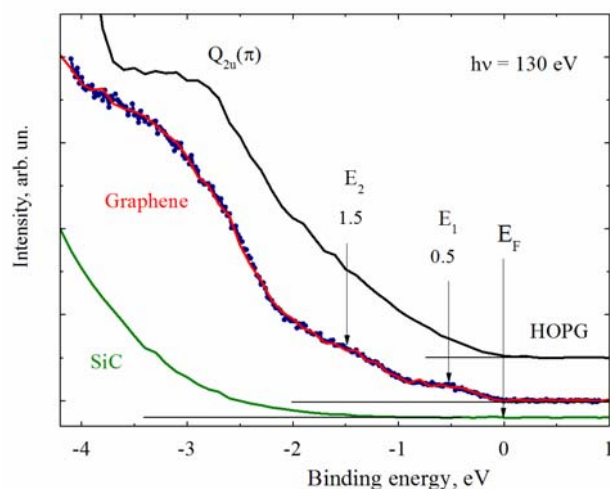


Рис. 1. Плотность состояний валентной зоны SiC, бислоя графена и пиролитического графита.

И, действительно, в фотоэлектронном спектре валентной зоны вблизи уровня Ферми наблюдаются две особенности.

Принимая во внимание поляризационный сдвиг спектра (0.2 эВ), находим энергетическое положение этих особенностей: $E_1 = 0.5 - 0.2 = 0.3$ эВ и $E_2 = 1.5 - 0.2 = 1.3$ эВ. Отношение этих энергий ($E_2/E_1 \sim 4 = n_1^2/n_2^2$) и их величины согласуются с расчётными для упомянутой квантовой ямы, что даёт основание говорить о наблюдении уровней размерного квантования в бислойном графене.

Работа выполнена при поддержке Российско-Германской лаборатории синхротрона BESSY (Берлин).

Литература

- [1] J. Hass, W.A. de Heer, E.H. Conrad, J. Phys.: Condens Matter **20**, 323202 (2008).
- [2] T. Ohta, A. Bostwick, J.L. McChesney et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 206802 (2007).
- [3] C. Virojanadara, R. Yakimova, A.A. Zakharov, Johansson L.I., J. Phys. D: Appl. Phys. **43**, 374010 (2010).

Двойная инжекция и инверсная населенность в р-і-п – структурах на основе графена

Д.А. Свинцов^{1,2}, И.А. Семенихин^{1,2}, В.В. Вьюрков^{1,2}, М.В. Рыжий^{3,4}, А. Сато^{2,4},
Т. Отсуджи^{2,4}, В.И. Рыжий^{2,4}

¹Физико-технологический институт РАН, Нахимовский просп. 36/1, Москва, 117218, Россия;

²Исследовательский институт электронных средств связи (Университет Тохоку), Сендай 980-8577, Япония;

³Университет Айзу, Айзу-Вакаматсу 965-8580, Япония;

⁴Японское агентство науки и технологий, Токио 107-0075, Япония.

тел: +7 926 710 84 91, факс: +7 (499) 125-38-26, эл. почта: svintcov.da@mipt.ru

Отсутствие запрещенной зоны в графене делает его перспективным материалом для создания источников света, работающих в широком диапазоне частот: от терагерцового до ультрафиолетового. Особый интерес представляют источники излучения с оптической и электрической накачкой. Графеновые р-і-п-структуры являются многообещающими кандидатами для создания терагерцовых и инфракрасных инжекционных лазеров на межзонных переходах.

В недавней работе [1] была представлена концепция инжекционного лазера на основе графена, а также были рассчитаны вольтамперные характеристики устройства и частотная зависимость проводимости. Применимость представленной модели ограничена достаточно жестким условием $L/L_D \ll 1$, где L — длина нейтральной области, L_D — длина диффузии носителей заряда. В настоящей работе мы развиваем модель двойной инжекции, применимую в широком диапазоне структурных характеристик прибора, основанную на самосогласованном решении уравнений гидродинамики для электрон-дырочной плазмы в графене [2] и двумерного уравнения Пуассона.

Численное решение данных уравнений позволяет получить зависимость квазиуровней Ферми электронов и дырок в нейтральной области, рассчитать вольтамперные характеристики прибора, а также исследовать возможность достижения отрицательной динамической проводимости. Преобладание электрон-дырочного рассеяния над рассеянием на фононах и дефектах, характерное для квазинейтрального графена, позволяет также построить достаточно простую аналитическую модель двойной инжекции. Показано, что при небольших приложенных напряжениях $eV < kT$ (T — температура, k — постоянная Больцмана) величина квазиэнергии Ферми растет линейно с напряжением; при $eV > kT$ линейная зависимость сменяется логарифмической, что связано с нарастанием темпа рекомбинации с участием оптических фононов. Полученные результаты могут быть использованы для реализации и оптимизации терагерцовых и инфракрасных инжекционных лазеров на основе графена.

Литература

[1] V. Ryzhii, M. Ryzhii, V. Mitin, and T. Otsuji, J. Appl. Phys. **110**, 094503 (2011).

[2] D. Svintsov, V. Vyurkov, S. Yurchenko, T. Otsuji, and V. Ryzhii, J. Appl. Phys. **111**, 083715 (2012).

Оптические свойства фотонных структур на основе двумерной решетки макропористого кремния

Г.В. Ли¹, Е.В. Астрова¹, С.А. Дьяков², А.В. Балдычева², Т.С. Перова², С.Г. Тиходеев³,
Н.А. Гиппиус³

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

²Department of Electronic and Electrical Engineering, Trinity College Dublin, Ireland

³Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

тел: (812) 292-79-57, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: GalyaFedulova@mail.ioffe.ru

Исследуются структуры двумерных фотонных кристаллов (ФК) конечных размеров, состоящих из 5–10 рядов сквозных макропор с периодом 3,75 мкм (рис. 1). Для их изготовления используется технология одновременного фотоэлектрохимического травления (ФЭХТ) макропор и щелей с высоким аспектным отношением [1]. Особенностью технологии является наличие на границах ФК тонких слоев кремния, через которые вводится и выводится излучение. При определенных условиях (достаточно большая толщина и наличие потерь на рассеяние внутри структуры) эти интерфейсные слои приводят к появлению в спектрах отражения широких провалов в области стоп зон. Эти резонансы связаны с возникновением поверхностных таммовских состояний [2]. Рассматриваются особенности оптических спектров ФК с несимметричными границами (рис. 1b), когда появление поверхностных мод зависит от того с какой стороны вводится свет (рис. 1c,d). Для структуры микрорезонатора, образованного дефектом в виде дополнительной щели посреди полосы ФК (Рис. 1a), анализируется взаимодействие резонаторных и поверхностных мод и роль рассеяния света на внутренних границах макропор.

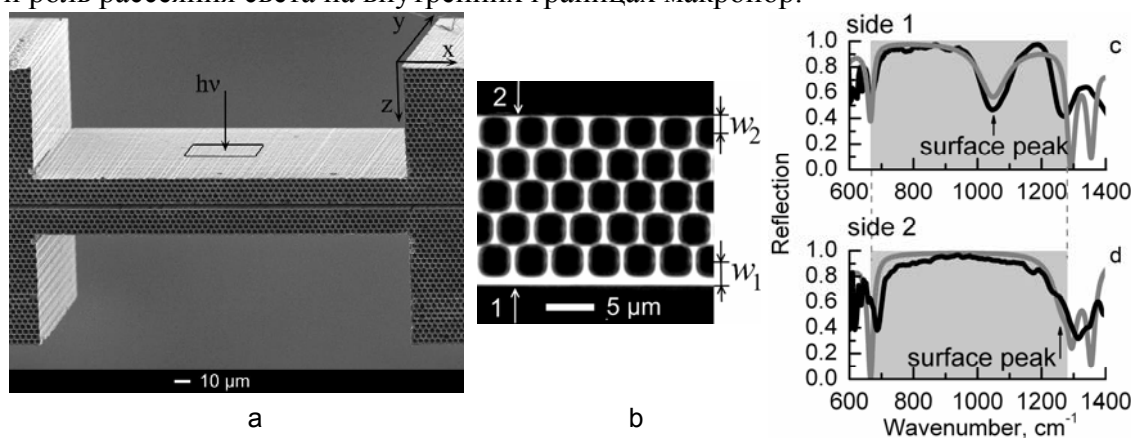


Рис. 1. Структуры ФК, полученные с помощью ФЭХТ n-Si(100): а) микрорезонатор, б) асимметричный ФК с толстым интерфейсным слоем со стороны 1 и более тонким со стороны 2. Спектры отражения асимметричного ФК в области ТЕ стоп зоны при освещении: с) со стороны 1, d) со стороны 2. Черная линия — нормированный эксперимент, серая — расчет.

Литература

- [1] Е.В. Астрова, Г.В. Федуллова, Е.В. Гущина, ФТП **44**, 1666 (2010)
[2] S.A. Dyakov, A.V. Baldycheva, T.S. Perova, G.V. Li, E.V. Astrova, N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev, Phys.Rev.B **86**, 115126 (2012)

Модуляция спектра излучения в сферических микрорезонаторах с люминесцентной оболочкой из a-SiC:H

С.А. Грудинкин¹, Н.А. Феоктистов¹, Е.Ю. Трофимова¹, Д.А. Курдюков¹, К.В. Богданов², М.А. Баранов², А.В. Фёдоров², В.Г. Голубев¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Кронверкский пр. 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия
тел: (812)292-73-93, факс: (812)292-10-17, эл. почта: grudink@gvg.ioffe.ru

Аморфный гидрогенизированный карбид кремния (a-SiC:H) обладает большой шириной запрещённой зоны и широкой полосой фотолюминесценции (ФЛ) при комнатной температуре. С целью повышения интенсивности и сужения спектральной полосы ФЛ представляет интерес применение a-SiC:H в светоизлучающих устройствах на основе микрорезонаторов (МР). Эффективной модуляции спектра и увеличения интенсивности

ФЛ можно добиться в сферических МР с модами шепчущей галереи (МШГ), распространяющимися в узком слое у поверхности МР, испытывая полное внутреннее отражение.

В работе синтезированы МР, представляющие сферическую частицу из аморфного диоксида кремния, покрытую методом плазмохимического газофазного осаждения люминесцентной оболочкой a-SiC:H. Соотношение кремния и углерода в a-SiC:H подбирались таким образом, чтобы максимум интенсивности ФЛ находился в видимой — ближней ИК области спектра (600–800 нм). Возбуждение и регистрация спектров ФЛ проводилась методом конфокальной спектроскопии. Оптические параметры слоёв a-SiC:H определялись методом эллипсометрии.

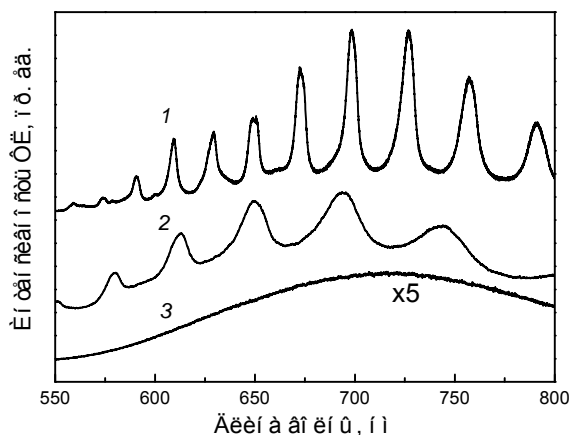


Рис. 1. Спектры ФЛ сферических МР диаметром 3.5 мкм (1) и 2 мкм (2), покрытых оболочкой a-SiC:H толщиной 60 нм, и плёнки a-SiC:H толщиной 60 нм на Si подложке (3).

Спектры ФЛ сферических МР диаметром 3.5 и 2 мкм представлены на рис. 1. Продемонстрировано увеличение интенсивности и модификация сплошного широкого спектра ФЛ a-SiC:H при комнатной температуре в линейчатый спектр, состоящий из интенсивных узких полос, положение которых совпадает с МШГ сферического МР. Исследованы глубина модуляции, спектральные расстояния между ближайшими модами и ширина полос в спектрах ФЛ в зависимости от параметров МР.

Кремниевые нанопиллары (nanopillars): создание и свойства

Ю.В. Настаушев, Л.С. Голобокова, Ф.Н. Дульцев, А.С. Кожухов, Т.А. Гаврилова,
А.Б. Талочкин, Д.В. Гуляев, А.В. Латышев

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

тел: (383)3309082, факс: (383)333-27-71, эл. почта: GolobokovaLS@isp.nsc.ru

Кремниевые наноструктуры, в частности, нанопиллары (НП) в последнее время привлекают всё больше внимания вследствие того, что их физические свойства сильно отличаются от свойств объёмного кремния [1]. В данной работе исследовались особенности формирования упорядоченных массивов кремниевых нанопилларов посредством электронной литографии, изучались оптические и электрофизические свойства полученных структур. Определялась зависимость средних поперечных размеров НП от дозы экспонирования. Для создания упорядоченных массивов НП применялся подход «top-down», включающий в себя электронно-лучевую литографию и реактивно-ионное травление (RIE). В качестве исходной подложки использовался кремний (111) n-типа, легированный фосфором (КЭФ-15). Экспонирование образцов осуществлялось на установке сканирующей электронно-лучевой литографии Raith 150. Массивы кремниевых нанопилларов формировались путем плазменного травления через маску из негативного резиста ma-N2403. Были получены массивы НП высотой до 350 нм, с периодом 500 нм и 1000 нм (Рис. 1), диаметр варьировался от 60 до 250 нм.

Исследовалось рамановское рассеяние света массивами НП на Si (100). В результате обнаружено усиление света в 40 раз. Проводилось измерение спектров низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) от структур с Si НП (в диапазоне длин волн от 0.65 до 1.7 мкм)

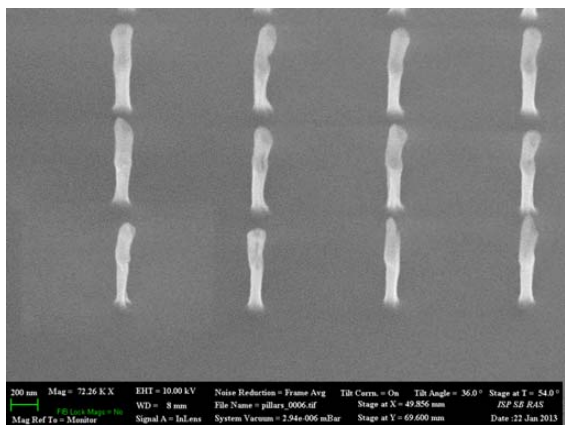


Рис. 1. СЭМ изображение массива Si нанопилларов. Масштабная метка 200нм

в условиях непрерывного оптического возбуждения. Фиксировался интенсивный пик ФЛ при $\lambda \sim 1.14$ мкм. В измеренных спектрах ФЛ обнаружен максимум ФЛ на длине волны 0.83 мкм.

После микроволнового отжига исследуемых структур, с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) были сняты вольт-амперные характеристики одиночных Si НП. Получена экспериментальная линейная зависимость проводимости НП от диаметра, из которой следует, что проводимость принимает нулевое значение, при диаметре НП ~ 55 нм.

Литература

[1] M. Khorasaninejad, M.A. Swillam, K. Pillai, OPTICS LETTERS **37**, 4194 (2012).

Отражение света от брэгговской решетки и хаотических массивов металлических нановключений As и AsSb в матрице AlGaAs

В.И. Ушанов¹, В.В. Чалдышев¹, В.В. Преображенский², М.А. Путятю², Б.Р. Семягин²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (812)292-73-93, эл. почта: Decorus2009@mail.ru

Метаматериалы — композиционные материалы, свойства которых обусловлены коллективными эффектами и взаимодействием света с составляющими их элементами, размеры которых значительно меньше длины волны света. В частности, формирование в диэлектрической (полупроводниковой) матрице массива металлических нановключений позволяет существенно модифицировать диэлектрическую проницаемость ϵ среды. При наличии периодичности в расположении наночастиц, близкой к половине длины волны света, приближение эффективной среды становится неприменимым, а в оптических спектрах должен появляться брэгговский резонанс, возникающий из-за дифракции электромагнитных волн.

Нами исследовались оптические свойства метало-полупроводниковых метаматериалов на основе матрицы AlGaAs, выращенных методом МЛЭ и содержащих массивы нановключений полуметаллов As и AsSb. Эти нановключения располагались в среде хаотически или образовывали брэгговскую структуру с максимумом отражения на длине волны вблизи 750 нм. Эта длина волны соответствует области прозрачности матрицы.

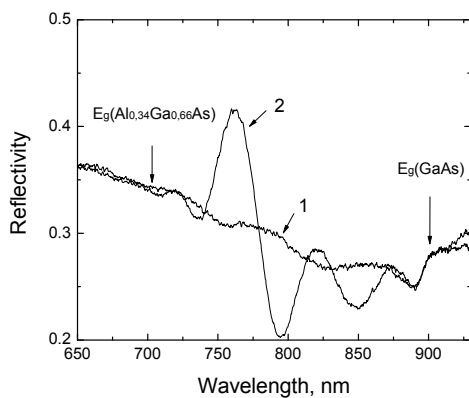


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения от длины волны света для AlGaAs с хаотической (1) и периодической (2) системой нановключений AsSb.

Экспериментально изучались спектры оптического отражения при различных температурах углах падения света и поляризациях.

Показано слабое влияние системы случайно расположенных нановключений As на оптические свойства пленок AlGaAs, поскольку Фрелиховский резонанс для нановключений As далек от окна прозрачности для матрицы AlGaAs.

Для нановключений AsSb в AlGaAs плазмонный резонанс, по-видимому, находится в области меньших энергий. В результате спектры оптического отражения существенно изменялись при появлении и зависели от пространственного распределения нановключений AsSb (рис. 1). Среда AlGaAs, содержащая массив случайно рас-

положенных нановключений AsSb, оказалась поглощающей и рассеивающей в окне прозрачности. Упорядоченная система нановключений AsSb создает брэгговский резонанс в отражении. Его амплитуда составляет 20% при том, что объемная доля металлических нановключений была значительно ниже 1%, а брэгговская последовательность состояла из 12 периодов.

Фильтры одиночных фотонов на основе микрорезонаторов связанных с волноводом

А.В. Савельев

Академический университет, Хлопина 8/3, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)4458594, факс: (812)4486994, эл. почта: savelev@mail.ioffe.ru

В результате развития полупроводниковой технологии стали актуальными проблемы генерации, управления и детектирования состояний электромагнитного поля, содержащих небольшой число фотонов вплоть до одного. К достижениям можно отнести источники одиночных фотонов, работающих в режиме спонтанного излучения, реализацию сильной связи между фотоном и полупроводниковой квантовой точкой в микрорезонаторе (МР), а также приближение к созданию лазера на основе одной квантовой точки [1]. В то же время, получение состояний с контролируемой во времени статистикой фотонов остается нерешенной проблемой.

В последнее время активно изучаются подходы, которые позволяют совмещать геометрические особенности структур (например, фотонные кристаллы) и квантовые свойства активной среды [2]. К таким подходам можно, например, отнести рассмотрение «квантовых метаматериалов», состоящих из геометрически упорядоченных массивов микрорезонаторов с одной квантовой точкой в каждом [3]. В настоящей работе исследуются возможные применения такого подхода к фильтрации квантовых состояний света, распространяющихся вдоль диэлектрического прямолинейного волновода. В случае, когда волновод связан с микрорезонаторами, содержащими одну квантовую точку и находящимися в режиме сильной связи, рассеяние волновых пакетов на микрорезонаторе зависит от квантовой статистики фотонных состояний в волновом пакете. Это позволяет реализовать фильтрацию требуемых состояний, например, однофотонных. С практической точки зрения это означает возможность использования источников с плохо контролируемой статистикой фотонов излучения для получения однофотонных состояний.

В работе рассмотрено взаимодействие волновых пакетов с одиночным МР, парой МР, образующих аналог «туннельного диода» и периодическим массивом МР. Взаимодействие фотонов в волноводе с МР учитывалось в приближении сильной связи. Численные расчеты, выполненные в рамках формализма Гейзенберга-Ланжевена, продемонстрировали возможность управления статистикой света в волноводе после прохождения исследованных фильтров.

Литература

- [1] S. Reitzenstein et al., Optics Express 16, 4848 (2007).
- [2] Lan Zhou et al., Phys. Rev. Lett. 101, 100501 (2008).
- [3] J.Q. Quach et al., Optics Express 19, 11018 (2011).

Брэгговское отражение света от двумерных фотонных кристаллов на основе кремния

В.Г. Федотов¹, А.В. Селькин^{1,2}

¹Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, д. 3, Санкт-Петербург, 198504, Россия

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
тел.: (812)292-79-11, факс: (812)297-10-17, эл. почта: vladimir.fedotov@gmail.com

В рамках развитого аналитического подхода [1], основанного на динамической теории дифракции, исследованы механизмы формирования спектров брэгговского отражения света от двумерных фотонных кристаллов (ФК). Выполнены расчёты спектров для полупроводниковой ФК-структуры с гексагональной решёткой, образованной регулярно расположенными в массиве кремния цилиндрическими пустотами [2]. Проведено сопоставление рассчитанных контуров отражения с энергетическими спектрами электромагнитных мод ФК с учётом влияния границы раздела. Показано, что в формировании спектров двумерных ФК на основе кремния в широком диапазоне углов падения существенную роль играют эффекты многоволновой дифракции света (МДС).

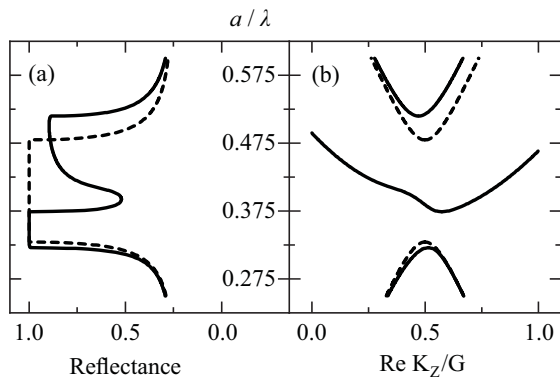


Рис. 1. Спектры брэгговского отражения в s-поляризации света (а) и соответствующие дисперсионные кривые электромагнитных мод (б) полубесконечного двумерного фотонного кристалла с гексагональной решёткой цилиндрических пустот при угле падения $\theta = 60^\circ$. G — наименьшая длина вектора обратной решётки, K_z — нормальная к поверхности составляющая волнового вектора блоховской моды.

На рис. 1 представлены рассчитанные спектры отражения и дисперсионные кривые мод с учетом (сплошные кривые) и без учета (штриховые кривые) МДС. Видно, что в условиях МДС на частотах внутри стоп-зоны возбуждается дополнительная электромагнитная мода, связанная с переносом энергии в ФК и ответственная за появление провала в полосе брэгговского отражения. В расчётах учитывалась частотная дисперсия показателя преломления кремния при комнатной температуре. Постоянная двумерной решётки $a = 600$ нм и диаметр цилиндрических пустот $D = 570$ нм выбирались так, чтобы дополнительная мода в спектрах проявлялась в диапазоне Telecom Standard (~ 1.5 мкм). Обращается внимание на особенности спектров, обусловленные высоким значением диэлектрической проницаемости кремния и сильным диэлектрическим контрастом внутри ФК. Обсуждается влияние МДС на формирование спектров излучения в областях с аномальным поведением плотности фотонных состояний двумерного ФК.

Литература

- [1] V.G. Fedotov, A.V. Sel'kin, T.A. Ukleev, A.Yu. Men'shikova, N.N. Shevchenko, Phys. Status Solidi B **248**, 2175 (2011).
[2] А.Ю. Жарова, Г.В. Федулова, Е.В. Астрова, А.В. Балдычева, В.А. Толмачев, Т.С. Перова, ФТП **45**, 1136 (2011).

Связанные композитные Фабри-Перо резонаторы с подстройкой дублета и триплета дефектных мод на основе одномерного фотонного кристалла на кремнии

В.А. Толмачев¹, А.В. Балдычева², С.А. Дьяков², Т.С. Перова²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Trinity College Dublin, Dublin 2, Ireland

тел: (812) 292-79-57, факс: (812)297-10-17, эл. почта: tva@mail.ioffe.ru

Описываются оптические свойства одномерного фотонного кристалла (ФК) на основе структуры «Si-воздух» с двумя (тремя) оптическими дефектами, полученными путем заполнения двух (трех) элементов ФК наполнителем, показатель преломления n которого может подстраиваться. Спектральные характеристики и распределения полей рассчитаны с помощью метода матриц переноса.

Независимая подстройка состояния наполнителя в каждом Фабри-Перо резонаторе дает возможность управлять положением и амплитудой дублета (триплета) дефектных мод. Исследованы параллельная и перекрестная подстройка n наполнителя в диапазоне 1.5–1.7. При параллельной подстройке можно перестроить положение до 9 триплетных полос пропускания (рис. 1а). Перекрестная подстройка изменяет расстояние между полосами пропускания и расщепляет триплет на дублет и монопик. Выявлены закономерности в распределении и интенсивности электрического поля в рассматриваемых структурах. Проведен анализ карт фотонных зон с областями дефектных мод, что позволило применить фотонные зоны и резонансы высоких порядков для расширения диапазона их подстройки.

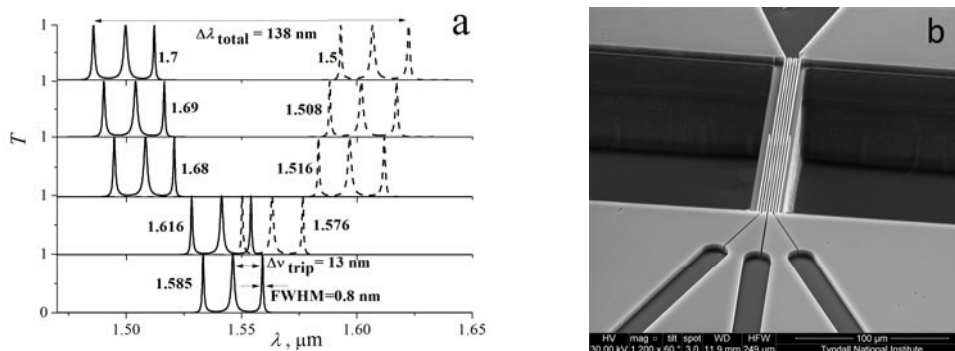


Рис. 1. а. Подстройка триплета в зависимости от состояния наполнителя в резонаторах (цифры у пиков), б. Экспериментальный образец для инфильтрации жидким кристаллом и сопряжения с оптоволоком.

Связанные композитные ФП резонаторы могут использоваться для фильтрации и управления каналами пропускания в WDM системах, интегрированных на кремниевом чипе (рис. 1б) [1].

Литература

- [1] A.V. Baldycheva, V.A. Tolmachev, K. Berwick, T.S. Perova, *Nanoscale Research Letters* 7, 387 (2012).

Рентгеноструктурное исследование твердых растворов замещения $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{CdS})_x$ ($0 \leq x \leq 0.01$) и $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaN})_x$

А.С. Саидов¹, Ш.Н. Усманов¹, М. Каланов², З. Аллярова¹

¹Физико-технический институт АН РУз, ул. Бадамзар йули 2 Б, г. Ташкент, 100084, Узбекистан

²Институт Ядерной Физики АН РУз, Рабияханум 3, г. Ташкент, 100214, Узбекистан
тел: (71)235-41-04, факс: (71)235-42-91, эл. почта: amin@uzsci.net

Представлены результаты структурного исследования твердых растворов $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{CdS})_x$ и $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaN})_x$, выращенных на *p*Si подложках методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема Sn растворов-расплавов – Si-CdS-Sn и Si-GaN-Sn соответственно.

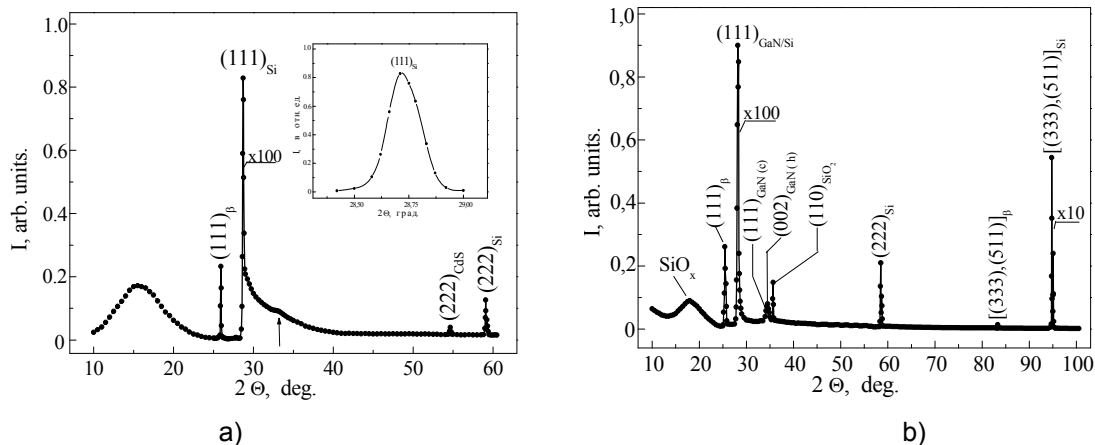


Рис. 1. Рентгенограммы эпитаксиальных пленок $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{CdS})_x$ (a) и $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaN})_x$ (b).

На рис.1 представлены рентгенограммы выращенных эпитаксиальных пленок. В дифрактограмме присутствуют несколько селективных структурных рефлексов. Сравнительно узкая ширина ($\text{FWHM} = 2.91 \cdot 10^{-3}$ рад для $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{CdS})_x$ и $-3.78 \cdot 10^{-3}$ рад для $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaN})_x$) и большая интенсивность ($4 \cdot 10^5$ имп/с для $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{CdS})_x$ и $-2 \cdot 10^5$ имп/с для $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaN})_x$) основных рефлексов $(111)_{\text{Si}}$ (a) и $(111)_{\text{GaN/Si}}$ (b) свидетельствуют о высокой степени совершенства кристаллической решетки пленок, т.е. они являются монокристаллическими с ориентацией (111). Размер субкристаллитов пленок, оцененный по ширине данных пиков, составляет ~ 51 нм для $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{CdS})_x$ и 40 нм для $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaN})_x$. Интенсивности основных рефлексов (111) пленки $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{CdS})_x$ на 31 %, а $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaN})_x$ на 6 % больше, чем интенсивность этой же линии Si подложки. Это свидетельствует о частичном замещении некоторых парных атомов Si-Si на молекулы CdS в Si решетке пленке $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{CdS})_x$ и на молекулы GaN в $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaN})_x$. Поскольку интенсивность рассеяния рентгеновских лучей пропорциональна атомному номеру (*Z*) элементов, такая замена атомов приведет к росту интенсивности данного рефлекса, что наблюдается в эксперименте. Этот вывод подтверждается появлением селективного рефлекса $(222)_{\text{CdS}}$ (a), обусловленной нанокристаллитами CdS в $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{CdS})_x$ и $(111)_{\text{GaN(c)}}$ кубической и $(002)_{\text{GaN(h)}}$ гексагональной модификации (b) GaN в $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaN})_x$. Таким образом, анализ рентгенограммы показал, что полученные пленки являются твердыми растворами сульфида кадмия в кремнии — $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{CdS})_x$ и галлия нитрида в кремнии — $(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{GaN})_x$.

Особенности стационарного распределения носителей и распространения включенного состояния в SiC фототиристорах

В.С. Юферев¹, М.Е. Левинштейн¹, J.W. Palmour²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул. 21, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Cree Inc., Silicon Drive 4600, Durham NC 27703, USA

тел: (812)292-79-88, факс: (812)297-10-17, эл. почта: melev@nimis.ioffe.ru

Распространение включенного состояния и параметры тока удержания в кремниевых тиристорах исследовались в десятках работ (см., например, [1]). Интерес к этим процессам вновь возник в связи с появлением карбид-кремниевых (4H-SiC) фототиристоров. Появившись в 2011 году, эти приборы к настоящему времени продемонстрировали возможность коммутации токов, превышающих 10^3 А с временами коммутации 10^{-5} – 10^{-6} с [1].

В работе на основе предложенного в [1] подхода развита численная модель, позволившая проанализировать особенности стационарного распределения носителей и распространения включенного состояния в высоковольтных SiC фототиристорах.

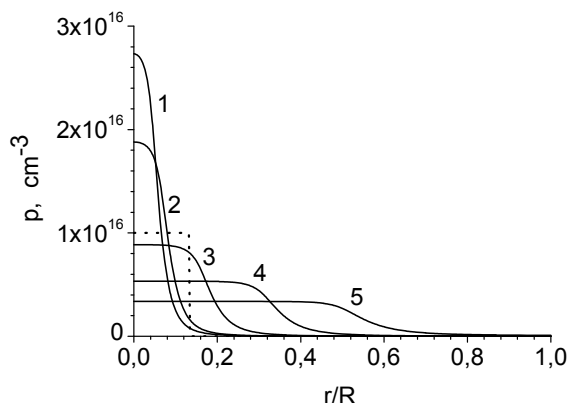


Рис. 1 Установившиеся профили распределения дырок $p(r)$ в осесимметричном случае при различных исходных значениях $p(0) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$: 1 — 0,08; 2 — 0,10; 3 — 0,20; 4 — 0,40; 5 — 0,65. Форма исходного распределения дырок $p(0)$ одинакова для всех случаев (пунктир)

Показано, что учет конечных размеров реального образца сильно модифицирует результаты, полученные в работе [1] для бесконечного образца в рамках автомодельного решения. Определена скорость движения фронта распространения. Установлено, что главный вклад в процесс распространения вносит полевой механизм. Сопоставлены результаты для планарного и осесимметричного случаев. Показано, что в начале процесса скорость распространения относительно невелика, и это обстоятельство должно учитываться при оценке предельных скоростей нарастания тока di/dt . Полученные результаты удовлетворительно согласуются с первыми экспериментальными результатами по исследова-

нию по исследованию тока удержания в SiC фототиристорах.

В ФТИ им. А. Ф. Иоффе работа поддержана фирмой Cree Inc., и Российским фондом фундаментальных исследований

Литература

- [1] М.И. Дьяконов, М.Е. Левинштейн, ФТП **12**, 729 (1978).
 [2] S.L. Rumyantsev, М.Е. Levinshtein, M.S. Shur, L. Cheng, A.K. Agarwal, J.W. Palmour, Semicond. Sci. Technol. **28**, accepted for publication (2013)

Электроразрядный полупроводниковый лазер

А.С. Насибов, В.Г. Баграмов, К.В. Бережной, П.В. Шапкин

ФИАН, Ленинский пр.53, г.Москва, 119991, Россия

тел./факс: 8(495) 851-04-52, эл. почта: nasibov@sci.lebedev.ru

Электроразрядный полупроводниковый лазер (ЭПЛ) формирует ультракороткие (10^{-9} – 10^{-10} с) импульсы лазерного излучения большой мощности (1–10 кВт) при электрическом разряде в прямозонных полупроводниковых материалах. Длина волны излучения определяется шириной запрещенной зоны полупроводника и в случае применения высокоомных бинарных или тройных соединений A^2B^6 может меняться от УФ до ИК области спектра. Теоретическое рассмотрение основных физических процессов, приведено в работах [1–3]. Для возникновения усиления и генерации лазерного излучения в канале стримерного разряда, необходимо чтобы за время действия сильного электрического поля образовывалась плотная ($\geq 10^{19}$ см³) электронно-дырочная плазма (ЭДП) и напряженность электрического поля за фронтом разряда быстро, за время $\leq 10^{-9}$ с, спадала до значений, при которых происходит замедление и вырождение носителей. Основным механизмом образования ЭДП является ударная ионизация. Развитие пикосекундной электроники больших мощностей определило возможность разработки ЭПЛ нового поколения. В пикосекундном диапазоне резко возрастает напряжение пробоя, что позволяет сблизить электроды, между которыми помещен полупроводниковый образец, значительно увеличить напряженность электрического поля и проводить эксперименты при атмосферном давлении [4]. Рассмотрено устройство электроразрядного полупроводникового лазера из высокоомной ($\sim 10^9$ ом.см.) монокристаллической пластины $Cd_xZn_{1-x}S$, размещенной между высоковольтными электродами. Плоскости пластины образуют оптический резонатор. Генерация лазерного излучения ($\lambda=509$ нм) возникает в канале электрического разряда между плоскостями пластины. На электроды подаются наносекундные импульсы с амплитудой 100 кВ. Для вывода и регистрации излучения применен световод с переменным сечением (фокон). Применение фокона позволило развязать высокое напряжение, с выходной оптикой, увеличить изображение ближней зоны излучения и обеспечить ввод излучения в волоконные кабели. Мощность излучения достигала 3 кВт при длительности импульса 1 нс. Работа выполнена при поддержке РФФИ грант №12-08-00263.

Литература

- [1] Н.Г. Басов, А.Г. Молчанов, А.С. Насибов и др., ЖЭТФ, **70**, 5, 1751–1761. (1976)
- [2] М.И. Дьяконов, В.Ю. Кочаровский, ЖЭТФ, **94**, 5, 321–332. (1988)
- [3] В.П. Грибковский, Полупроводниковые лазеры, Минск, Из-во «Университетское», с.235–271 (1988)
- [4] Г.А. Месяц., А.С. Насибов, В.Г. Шпак, С.А. Шунайлов., М.И. Яландин, ЖЭТФ. **133**, 6, 1162–1168, (2008).

Переключение поляризационных мод излучения лазерных диодов $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}_y\text{P}_{1-y}/p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при внешних напряжениях

Е.В. Богданов, Н.Я. Минина

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр.2, Москва, 119991, Россия

тел: (495)939-39-41, факс: (495)939-13-60, эл. почта: bev@mig.phys.msu.ru

Напряженные полупроводниковые гетероструктуры лежат в основе технологии современных твердотельных лазеров, и роль внутренних напряжений несоответствия кристаллических решеток в формировании спектра квантовых ям и оптических характеристик лазерных диодов хорошо изучена [1]. В настоящей работе представлены результаты численных расчетов о влиянии на излучающий элемент анизотропных деформаций, которые могут возникнуть в результате внешних механических или температурных воздействий.

Уравнение Шредингера с гамильтонианом в представлении Латтинжера-Кона с учетом деформационных членов решалось самосогласованно с уравнением Пуассона для электростатического потенциала с использованием конечно-разностного метода [2]. В результате численных расчетов спектры размерного квантования, волновые функции и коэффициенты оптического усиления ТМ и ТЕ поляризационных мод g_{TM} и g_{TE} определены для гетероструктур $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y/n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с содержанием фосфора от $y = 0$ до $y = 0.20$ и шириной квантовой ямы (КЯ) от 4 до 20 нм при одноосном сжатии вдоль кристаллографических направлений [110], [100] и [001] в интервале давлений P до 10 кбар. При сжатии в плоскости структуры вдоль направлений [110] и [100] отмечается сильная деформационная зависимость соотношения коэффициентов оптического усиления ТМ и ТЕ мод, в результате чего под давлением возможно переключение из-

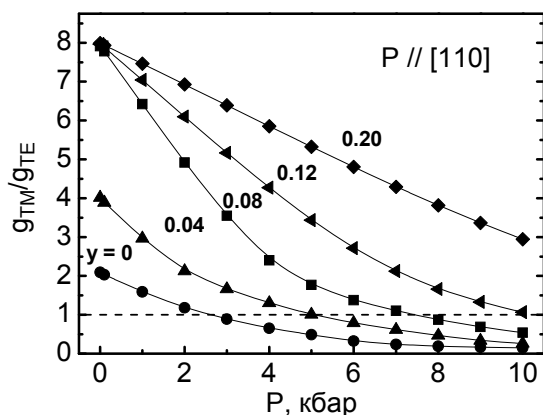


Рис. 1. Барическая зависимость отношения $g_{\text{TM}}/g_{\text{TE}}$ для структур с КЯ разного состава и шириной 10 нм.

кратный рост их интенсивности.

лучения с доминирующей ТМ поляризацией к излучению с доминирующей ТЕ поляризацией (рис. 1). Это является следствием сильного изменения энергетического спектра и симметрии уровней в КЯ и существенно для поляризационной спектроскопии [3]. Расчеты хорошо согласуются с экспериментальной работой [4], в которой при сжатии структур с КЯ шириной 14 нм из $\text{GaAs}_{0.84}\text{P}_{0.16}$ вдоль направления [110] до 5 кбар наблюдается смещение пиков электролюминесценции в голубую область спектра и 2-3-х

Литература

- [1] A. Baliga, D. Trivedi, N.G. Anderson, Phys. Rev. B **49**, 10402 (1994).
- [2] K.I. Kolokolov, A.M. Savin, S.D. Beneslavski, N.Ya. Minina, O.P. Hansen, Phys. Rev. B **59**, 7537 (1999).
- [3] M. Schardt, A. Winkler, G. Rurimo, M. Hanson, D. Driscoll, S. Quabis, S. Malzer, G. Leuchs, G.H. Dohler, A.C. Gossard, Physica E **32**, 241 (2006).
- [4] I.V. Berman, E.V. Bogdanov, H. Kissel, N.Ya. Minina, S.S. Shirokov, A.E. Yunovich, Phys. Stat. Sol. (b) **246**, 522 (2009).

Унифицированные кремниевые мультиплексоры для многоэлементных инфракрасных фотоприемников

М.А. Демьяненко, Д.Г. Есаев, А.И. Козлов, И.В. Марчишин, В.Н. Овсюк

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН,
пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)330-90-29, факс: (383)333-27-71, эл. почта: kozlov@isp.nsc.ru

Представлены результаты исследования научно-технических принципов создания унифицированной серии кремниевых мультиплексоров (КМ), предназначенных для считывания и предварительной обработки фотосигналов линейчатых и матричных фотодетекторов (ФД) спектральных ИК-диапазонов 8–14 и 3–5 мкм. Выполнен обзор линейчатых (1×288, 1×576) и матричных (128×128, 160×128, 320×256) КМ, разработанных в ИФП СО РАН на базе как экспериментальной, так и промышленной технологии [1, 2]. КМ с кадровым накоплением включает матрицу элементарных ячеек считывания фотосигналов и систему коммутации выходных сигналов элементарных ячеек на выход [3].

Проведена оценка эквивалентной шуму разности температур (NETD) ИК фотоприемников (ФП) спектрального диапазона 8-14 мкм для КМ с разной внутренней организацией и детекторов на основе соединения кадмий - ртуть - теллур (КРТ) и многослойных структур с квантовыми ямами (МСКЯ) с различной длиной волны максимума спектральной чувствительности (λ_{max}) [1, 2, 4].

В результате проанализированы особенности организации, создания и применения КМ с поэлементным, построчным и кадровым накоплением фотосигналов многоэлементных ИК ФП, выполненных на различных полупроводниковых материалах. На этой основе в ИФП СО РАН разрабатываются КМ, ориентированные на изготовление с использованием промышленной КМОП-технологии [1].

Типичные параметры КМ и характеристики некоторых экспериментальных образцов ИК ФП, созданных в ИФП СО РАН, представлены в табл. 1. Изготовленные КМ обеспечивают создание фотоприемников для спектральных ИК-диапазонов 8–14 и 3–5 мкм с температурным разрешением, соответствующим уровню мировых образцов [1, 2].

Табл. 1. Типичные параметры КМ и характеристики некоторых ИК ФП

КМ	Формат	Шаг, $\mu\text{m}^2/\mu\text{m}$	Зарядовая емкость, 10^6e^-	Тип ФД	λ_{max} , μm	NETD, mK
МХ-V	128×128	50×50	28	МСКЯ	8.3	22
				КРТ фото-диоды	6	17
ММ 320	320×256	40×40	18		~5	25
ММПН 320	320×256	35×35	18-300		~11	20
ЛМ-1	1×576	30	18-260	10.2	14	

Литература

- [1] А.И. Козлов, Оптический журнал **77**, 7, с.19 (2010).
 [2] А.И. Козлов, И.В. Марчишин, Автометрия **48**, 4, с.60 (2012).
 [3] www.indigosystems.com
 [4] L.J. Kozlowski, R.B. Bailey, S.C. Cabelli, D.E. Cooper, G. McComas, K. Vural, W.E. Tennant, Proc. SPIE **1735**, p.163 (1992).

Современный подход к описанию транспорта носителей заряда в полупроводниках

Т.Т. Мнацаканов¹, М.Е. Левинштейн², А.Г. Тандоев¹, С.Н. Юрков¹, В.Б. Шуман²

¹Всероссийский электротехнический институт им. В. И. Ленина, ул. Красноказарменная, 12, 111250, Москва, Россия

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия
тел: (495)361-94-73, эл. почта: mnatt@vei.ru

Успехи современной полупроводниковой электроники обусловлены существующим уровнем понимания физических процессов, происходящих в полупроводниковых структурах, и в первую очередь процессов переноса носителей заряда. Теоретические основы анализа работы биполярных полупроводниковых приборов были заложены еще в начале 60-х годов прошлого столетия. Этому вопросу посвящены десятки работ. Наиболее полное изложение полученных результатов можно найти в классической книге [1], в которой содержатся, также, все необходимые ссылки. В соответствии с классическими результатами возможны два квазинейтральных режима переноса носителей заряда в биполярной плазме полупроводников, а именно, диффузионный и дрейфовый.

Однако недавно в работе [2] было показано, что, наряду с указанными выше режимами, в полупроводниках может реализовываться еще один квазинейтральный режим переноса носителей заряда, количественно, и качественно отличающийся от диффузионного и дрейфового режимов. Этот режим был назван авторами режимом диффузии, стимулированной квазинейтральным дрейфом (DSQD). В работе [3] было показано, что для адекватного описания эффектов переноса в случае больших плотностей тока и больших отношениях W/L (W — ширина базы полупроводниковой структуры, L — амбиполярная диффузионная длина) необходимо (даже при выполнении условий квазинейтральности) учитывать зависимость подвижности носителей заряда от электрического поля, которая ранее не учитывалась ни в одной из известных моделей квазинейтрального переноса. Интересно отметить, что учет этой зависимости по-разному влияет на перенос носителей заряда в полупроводниках n - и p - типа [4, 5].

Из развитой в [2–4] теории следует, что при больших отношениях W/L в области больших плотностей тока возникают особенности как статических [4, 5, 8], так и динамических [6, 7] характеристик структур, которые не могут быть объяснены в рамках классического подхода к описанию транспорта носителей заряда. Настоящая работа содержит последовательное изложение нового подхода к описанию транспорта носителей заряда в полупроводниках в области больших плотностей тока. Показано, что особенности этого подхода оказываются чрезвычайно важными при описании характеристик структур на основе новых широкозонных материалов SiC и GaN, характерными особенностями которых являются высокие плотности рабочих токов и большие величины отношения W/L . В работе содержатся результаты проверки предсказаний развитой теории, полученные в рамках натурального и численного экспериментов. Полученные результаты полностью согласуются с предсказаниями теории

Литература

- [1] M.A. Lampert, P. Mark. *Current Injection in Solids*. New York: Academic Press; 1970.
- [2] T.T.Mnatsakanov, A.G. Tandoev, S.N. Yurkov et al. *Journ. Appl. Phys*, **105**, 044506 (2009).
- [3] T.T.Mnatsakanov, A.G.Tandoev, S.N.Yurkov et al. *Semicond.Sci.Tech.* **24**, 075006 (2009).
- [4] T.T.Mnatsakanov, A.G.Tandoev, M.E.Levinshtein et al. *Solid-State Electron*. **56**, 60 (2011).
- [5] Т.Т. Мнацаканов, А.Г. Тандоев, М.Е. Левинштейн и др. *ФТП* **47**, 302 (2013).
- [6] Т.Т. Мнацаканов, А.Г. Тандоев, М.Е. Левинштейн и др. *ФТП* **45**, 196 (2011).
- [7] T.T. Mnatsakanov, A.G. Tandoev, S.N. Yurkov et al. *Journ. Appl. Phys*, **99**, 074503 (2006).
- [8] V.B.Shuman, T.T.Mnatsakanov, M.E.Levinshtein et al. *Semicond.Sci.Tech.* **26**, 105024 (2011).

Роль оже-рекомбинации в определении пороговой плотности тока ДГС лазера зеленого диапазона частот

А.А. Дубинов

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Н. Новгород, 603950, Россия

тел: (831)417-94-82, факс: (831)417-94-74, эл. почта: sanya@ipm.sci-nnov.ru

В настоящее время большое число исследований направлено на преодоление разрыва в зеленом диапазоне частот полупроводниковых лазеров на основе A^3B^5 .

Данная работа посвящена теоретическому исследованию возможности создания лазера в зеленом диапазоне частот на основе двойной гетероструктуры (ДГС) $AlGaInP/GaAs$ с большим содержанием Al и зависимости порогового тока от степени легирования $AlGaInP$. Хотя твердый раствор $(Al_xGa_{1-x})_{0.49}In_{0.51}P$ с $x < 0.55$ — прямозонный в пространстве импульсов полупроводник, разница между энергиями X -долины (ближайшей по энергии долины к Γ -долине) и Γ -долины для $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$ составляет только 29 мэВ, а прямой оптический переход соответствует длине волны 560 нм при комнатной температуре. Из-за того, что плотность состояний в X -долине существенно превосходит плотность состояний в Γ -долине, а энергетический разрыв между ними сравним с комнатной температурой, то большая часть электронов находится в X -долине, что препятствует созданию достаточной инверсии населенности для лазерной генерации. Для достижения достаточной инверсии населенности необходимо инжектировать в активный слой большую концентрацию электронов и дырок, что приводит к большим пороговым плотностям тока из-за оже-рекомбинации.

В работе рассмотрен лазер на двойной $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P/(Al_{0.6}Ga_{0.4})_{0.49}In_{0.51}P$ гетероструктуре, согласованной по постоянной решетки с $GaAs$. Расчет спектра усиления в приближении эффективной массы для объемного раствора $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$ показывает, что при концентрации доноров $8.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и концентрации инжектируемых электронов и дырок $1.4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ коэффициент усиления достигает 1000 см^{-1} на длине волны 553 нм при комнатной температуре, что дает возможность создания лазера зеленого диапазона частот. Также показано, что в рассматриваемом лазере минимальная пороговая плотность тока может достигаться при достаточно сильном легировании активной области (и достаточно больших потерях на свободных носителях) в отличие от лазеров, в которых активная область состоит из прямозонного полупроводника с большой разницей энергий между дном прямой и дном непрямоугольной долины в зоне проводимости. В таких лазерах стараются снизить до минимально возможного уровня легирование активной области для уменьшения потерь на свободных носителях, а, следовательно, и для снижения пороговой плотности тока. Причина столь сильного различия определяется двумя свойствами полупроводника активной области: разницей энергий между дном прямой и дном непрямоугольной долины в зоне проводимости, и превалированием коэффициента ehh -процесса над коэффициентом eeh -процесса оже-рекомбинации.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда «Династия» и Грантов Президента РФ для поддержки молодых российских ученых (МК-678.2012.2) и ведущих научных школ (НШ-4756.2012.2).

Литература

[1] А.А. Дубинов, Письма в ЖЭТФ **97**, 283 (2013).

Люминесцентные и фотоэлектрические свойства мезодиодов Si-p/ β -FeSi₂/Si-p/Si-n со встроенными мультислоями нанокристаллитов β -FeSi₂

Н.Г. Галкин¹, Е.А. Чусовитин¹, Д.Л. Горошко¹, А.В. Шевлягин¹, Т.С. Шамирзаев², А.В. Латышев²

¹Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия

²Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (423)231-06-81, факс: (423)231-04-52, эл. почта: goroshko@iacp.dvo.ru

Излучающие в диапазоне 1.3–1.6 мкм диоды, изготовленные на основе кремния, являются перспективными для создания оптической связи в кремниевых приборах, что привлекает к ним заметное внимание исследователей [1]. Одним из способов формирования таких излучателей является встраивание в решетку кремния мультислоев нанокристаллитов полупроводникового дисилицида железа β -FeSi₂ [2]. Недавно нами была продемонстрирована возможность электролюминесценции при комнатной температуре из бездефектных эпитаксиальных гетероструктур Si/НК- β -FeSi₂/Si, сформированных без длительного высокотемпературного отжига [3].

В данной работе выполнена оптимизация технологии сверхвысоковакуумного выращивания и легирования кремниевых слоев для увеличения внешней квантовой эффективности светодиодных структур со встроенными в кремний мультислоями нанокристаллитов β -FeSi₂. Методом электронно-лучевой литографии созданы светодиодные мезоструктуры с размерами 0.5×0.5 мм². Зарегистрированы спектры электролюминесценции и измерена мощность излучения светодиодов при различных токах накачки. Для расчёта внешней квантовой эффективности была измерена мощность излучения в конфигурации лицо-к-лицу. При комнатной температуре наибольшая мощность излучения на длине волны 1.5 мкм составила 12 нВт при величинах тока накачки 100–150 мА и плотностях тока от 7 до 50 А/см². Показано, что линейная зависимость интенсивности электролюминесценции от плотности тока накачки по сравнению с [3] стала круче, а спектральный диапазон излучения 0.87–0.96 эВ сохранился. Определена внешняя квантовая эффективность светодиодов, которая на порядок превышает значения для серии образцов в [3]. Предложены пути дальнейшего повышения внешней квантовой эффективности для данного типа гетеро-диодов. Исследована спектральная зависимость фото-эдс в режиме холостого хода на меза-диодных структурах. Установлено, что при комнатной температуре в диапазоне энергий фотонов 0.7–0.95 эВ наблюдается заметный вклад нанокристаллитов β -FeSi₂, который усиливается при охлаждении.

Литература

- [1] W.L. Ng, M.A. Lourenco, R.M. Gwilliam, S. Ledain, G. Shao, K.P. Homewood, Nature **410**, 192 (2001).
- [2] T. Suemasu, Y. Negishi, K. Takakura, F. Hasegawa, T. Chikyow, APL **79**, 1804 (2001).
- [3] N.G. Galkin, E.A. Chusovitin, D.L. Goroshko, A.V. Shevlyagin, A.A. Saranin, T.S. Shamirzaev, K.S. Zhuravlev, A.V. Latyshev, APL **101**, 163501 (2012).

Исследование и анализ доменной структуры BiFeO_3 методом пьезо силовой микроскопии

Н.И. Алябьева¹, О.А. Агеев¹, Damien Mcgrouther², Ian Maclaren², Alessio Morelli³, Ionela Vrejiou³

¹Южный федеральный университет, факультет электроники и приборостроения, пер. Некрасовский, 44, г. Таганрог, Ростовская область, 347928, Россия

²University of Glasgow, University Avenue, Kelvin Building, Glasgow G12 8QQ, UK

³Max Planck Institute of Microstructure Physics, Halle D-06120, Germany

тел: (8634) 371611, факс: 371611, эл. почта: ageev@sfedu.ru

Развитие современной полупроводниковой техники связано с модернизацией компонент приборов для улучшения ряда приборных характеристик таких как: быстродействие, плотность упаковки элементов, энергопотребление и т.д. В связи с этим, актуальной задачей является исследование материалов обладающих уникальными электрофизическими свойствами совместимыми с полупроводниковой базой. Мультиферроик BiFeO_3 обладает магнитоэлектрическими свойствами при комнатной температуре. Свойство BiFeO_3 изменять электростатическую поляризацию на 180° , 109° и 71° под воздействие электрического поля и сохранять ее в отсутствии поля, используется в качестве физической основы работы элементов устройств. При этом существующая локальная антиферромагнитная структуры G типа в BiFeO_3 , используется в качестве компоненты элемента памяти, где бит информации — антиферромагнитный домен. Для качественной работы таких устройств необходимо проводить исследования и анализ ориентации антиферромагнитной структуры, а также механизмов переключения поляризации BiFeO_3 . Одним из наиболее многофункциональных методов исследования является метод пьезо силовой микроскопии (ПСМ), позволяющий в контактном режиме АСМ при приложении переменного напряжения к проводящему кантилеверу, получать распределение доменной структуры по поверхности BiFeO_3 за счет пьезоэффекта. Сложность осуществления данной методики заключается в возникновении артефактов доменной структуры, связанных с недостаточной изученностью режимов работы ПСМ метода.

Таким образом, целью работы являлось подбор проведение экспериментальных исследований для определения оптимальных режимов метода ПСМ, исследование и анализ доменной структуры мультиферроика BiFeO_3 , а также исследование механизмов переключения поляризации методами атомно-силовой микроскопии.

Исследования проводились на сканирующем зондовом микроскопе Solver Next. Оптимизация режимов ПСМ базировалось на выборе пьезорезонансной частоты и амплитуды колебания кантилевера, которые вносят основной вклад в визуализацию доменной структуры. С использованием полученных данных была разработана комплексная методика определения 3-D ориентации доменов BiFeO_3 . Анализ полученных экспериментальных данных позволил определить ориентацию доменов, осажденной методом импульсного лазерного осаждения пленки BiFeO_3 , которая составила 71° . Напряжение переключения поляризации BiFeO_3 , составило порядка -4 и 4 В.

Режимы работы ПСМ и разработанная методика определения ориентации антиферромагнитных доменов может использоваться при создании методик нанодиагностики приборов микро- и нанoeлектроники.

Охлаждаемые фотодиоды на основе одиночной гетероструктуры p-InAsSbP/n-InAs

Н.Д. Ильинская¹, С.А. Карандашев¹, Н.М. Латникова², А.А. Лавров¹, **Б.А. Матвеев¹**,
А.С. Петров³, М.А. Ременный¹, Е.Н. Севостьянов², Н.М. Стусь¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул.26, СПб, 194021, Россия

²СПбГЭТУ «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), ул. Проф.Попова, СПб, 197376, Россия

³ОАО «ЦНИИ Электрон», пр. Тореза, 68. СПб, 194223, Россия

тел: (812)297-74-46, факс: (812)297-74-46, эл. почта: bmat@iropt3.ioffe.ru

Фотометрия и пирометрия в среднем ИК диапазоне электромагнитного спектра (3–5 μm) занимают лидирующее место по росту областей применения, благодаря постоянному совершенствованию как средств обработки сигнала, так и самих конструкций фотодиодов (ФД) [1].

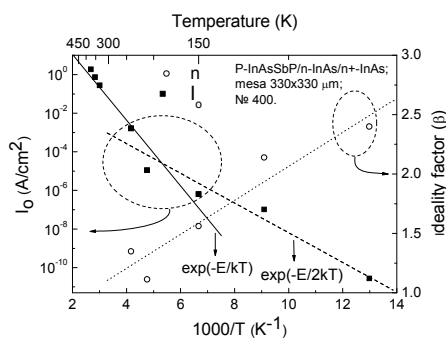


Рис.1 Зависимость I_0 и β от температуры (аппроксимирующие кривые для I_0 приведены для значения $E = 0.35$ эВ)

В работе мы представляем результаты исследований ФД, содержащих подложку n^+ -InAs ($n^+ \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), специально нелегированный активный слой n-InAs толщиной 4–6 μm и широкозонный слой твердого раствора p-InAsSbP_{0.16}(Zn), толщиной 2–3 μm , в диапазоне температур от 77 до 375 К. Разрывы зон на гетерогранице составили $\Delta E_c = 119 \text{ meV}$ и $\Delta E_v = -30 \text{ meV}$ (300 К). Освещаемые со стороны широкозонного слоя p-InAsSbP ФД с дисковым омическим контактом диаметром 80 μm в центре квадратной мезы размером 330x330 μm и сплошным контактом со стороны n^+ -InAs имели чувствительность при $\lambda = 1.5\text{--}3.6 \mu\text{m}$ с максимумом $\sim 3 \mu\text{m}$.

С увеличением температуры фактор идеальности β для экспоненциального участка прямой ветви ВАХ уменьшался, а темновой ток насыщения I_0 увеличивался, как показано на рис. 1. Близость значения фактора идеальности β к 2 и изменение тока насыщения по закону, близкому к $I_0 \sim \exp(-Eg/2kT)$ при $T < 190 \text{ K}$, свидетельствует о преобладании генерационно-рекомбинационного механизма токообразования, характерного для p-i-n диода.

В обратной ветви ток при малых смещениях и $T = 77 \text{ K}$ не превышал 5 pA ($I_0 < 5 \text{ pA}$), но быстро нарастал при увеличении смещения; причиной резкого изменения тока может быть лавинное умножение. Вместе с тем полученные данные позволяют сделать первые оценки характеристик полученных ФД, используя известные соотношения: $R_o = \beta kT / I_0$, $D^* = S_f \cdot (R_o A / 4kT \Delta f)^{0.5}$. Полагая $I_0 = 5 \text{ pA}$, $S_f = 1.1 \text{ A/W}$ и $\Delta f = 1 \text{ Hz}$, можно получить значение обнаружительной способности в максимуме спектральной кривой $D^*_\lambda = 2.3 \cdot 10^{13} \text{ cm Hz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$ (77 К), что выше значений для известных нам p-i-n фотодиодов на основе гомоструктур из InAs. Высокое значение D^*_λ может свидетельствовать как об электрическом ограничении дырок барьером на изотипной границе n^+ -InAs/n-InAs, так и о малом количестве структурных дефектов в изопериодной p-i-n гетерокомпозиции.

Литература

[1] G.Yu. Sotnikova et al, Proc. of SPIE Vol. 8073, 80731A (2011).

Исследование резистивного переключения в пленках ZrO_2 методом туннельной атомно-силовой микроскопии

О.Н. Горшков, Д.А. Антонов, Д.О. Филатов, И.Н. Антонов, А.Ю. Дудин, А.Н. Шарапов
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23/3,
Нижний Новгород, 603950, Россия

эл. почта: antonov@phys.unn.ru

Тонкие пленки ZrO_2 , толщиной 3–15 нм, были сформированы с помощью магнетронного распыления на подложках Si, Si/Au. Для исследования процессов резистивного переключения применен метод туннельной АСМ. В данной случае зонд АСМ с проводящим покрытием играет роль подвижного микроскопического металлического электрода в МДМ или МДП-структуре, что позволяет изучать электрофизические свойства и процессы резистивного переключения в тонких пленках диэлектрика в нанометровом масштабе размеров.

Получена детальная микроскопическая картина изменений электрофизических свойств тонких пленок $ZrO_2(Y)$ после последовательных термообработок в вакууме, связанных с накоплением вакансий кислорода в процессе СВВ отжига. Экспериментально продемонстрирована возможность локальной обратимой модификации электропроводности пленки $ZrO_2(Y)$, отожженной в вакууме путём приложения разности электрических потенциалов между проводящим АСМ зондом и Si подложкой (рис. 1а). Модификация электропроводности участка поверхности структуры Si/SiO₂/Au/ZrO₂ (3 нм), изображенного

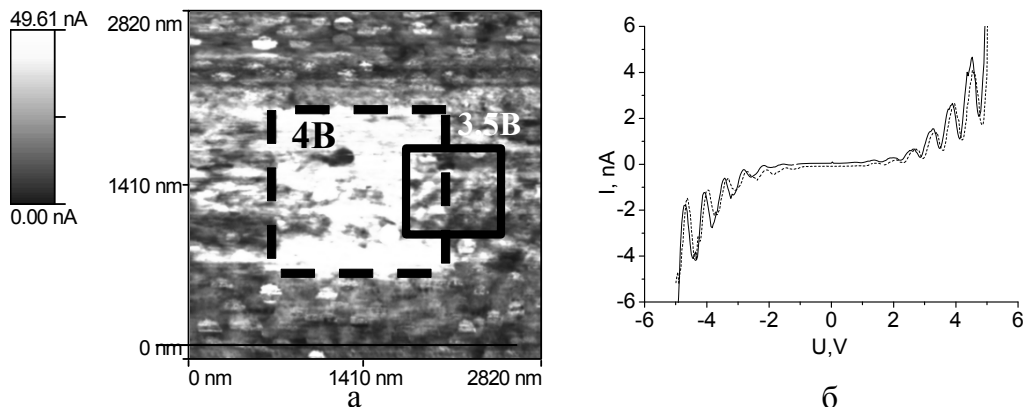


Рис. 1. Токовое изображение модифицированного участка поверхности (а) и типичная ВАХ, записанная в прямом от -6В до 6В (сплошная кривая) и обратном от 6В до -6В (пунктирная кривая) направлении структуры Si/SiO₂/Au/ZrO₂ (3 нм).

на рисунке 1а проводилась в два этапа: сканирование участка 1500x1500 нм, отмеченного пунктиром при напряжении между зондом и образцом +4 В и повторного сканирования области 800x800 нм при напряжении +3,5 В. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) туннельных контактов АСМ зонд/ $ZrO_2(Y)/Si$ и АСМ зонд/ $ZrO_2(Y)/Si$ демонстрируют ярко выраженные периодические пики (рис. 1б), что может свидетельствовать о униполярном типе резистивного переключения в диэлектрическом слое. Получены экспериментальные зависимости электропроводности локально модифицированных областей пленок ZrO_2 , по средствам приложения электрического поля между АСМ зондом и подложкой от величины приложенного напряжения и времени воздействия.

Нормально-закрытый полевой СВЧ транзистор на основе GaAs

В.С. Арыков¹, С.В. Ишуткин¹, И.В. Юнусов¹, А.К. Бакаров², К.С. Журавлев²,
А.И. Торопов²

¹ЗАО «НПФ «Микран», 634045, г. Томск, Вершинина, дом 47,

²Институт физики полупроводников им А.В. Ржанова СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, дом 13.

тел. +7(3822)413403, e-mail: arykov@micran.ru;

При создании современных средств коммуникаций и беспроводной связи широко применяют СВЧ монокристаллические интегральные схемы (МИС) на основе GaAs гетероструктурных транзисторов. Значительное снижение энергопотребления аппаратуры связи достигается за счет использования СВЧ МИС изготовленных по технологии ВiНЕМТ [1]. Ключевой особенностью данной технологии является интеграция в одном кристалле микросхемы усилительных биполярных транзисторов с цифровыми нормально-открытыми и нормально-закрытыми полевыми транзисторами с барьерами Шоттки (ПТШ). Гетероструктурные нормально-закрытые ПТШ обладают рядом преимуществ по сравнению с гетероструктурными биполярными транзисторами [2] и могут заменить их в усилительных каскадах СВЧ МИС, что позволит еще больше снизить энергопотребление микросхем, а также упростить технологию их изготовления.

В докладе приведены результаты разработки усилительных нормально-закрытых ПТШ с высокой подвижностью электронов (pHEMT), изготовленных на отечественных гетероэпитаксиальных подложках GaAs.

Для проведения экспериментов использовали гетероструктуры AlGaAs/InGaAs/GaAs с односторонним дельта-легированием, выращенные на подложках полуизолирующего GaAs (100) методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Диаметр подложек составлял 76 мм. Толщины слоев, мольные доли соединений A^{III}B^V и уровень их легирования были оптимизированы численными методами для получения усилительного нормально-закрытого транзистора. Слоевая концентрация электронов n в канале и низкополевая подвижность μ_n при температуре $T=300$ К, измеренные методом Холла, составили $1,5 \times 10^{12}$ см⁻² и 6800 см²/(В·с), соответственно.

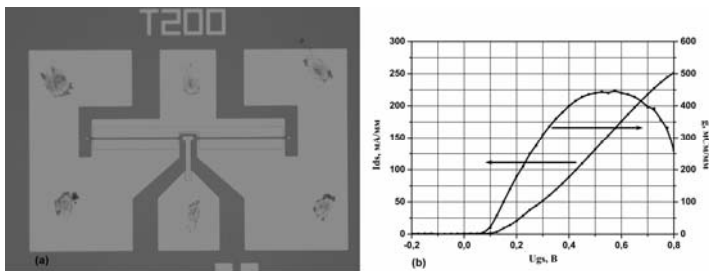


Рис.1. Фотография нормально-закрытого pHEMT шириной $W=200$ мкм (а); передаточная характеристика ПТШ при напряжении $U_{ds}=1$ В (б)

Использование разработанных блоков технологических операций позволило изготовить GaAs pHEMT копланарного исполнения (топология «бабочка») с длиной T-образного затвора $L_g=150$ нм и шириной $W=200$ мкм, фотография ПТШ представлена на рис. 1, а. Передаточные характеристики, полученные на измерителе параметров полупроводниковых приборов HP4156A при напряжении сток-исток $U_{ds}=1$ В, приведены на рис. 1, б.

Для данного напряжения сток-исток U_{ds} значения характеристик по постоянному току составили: максимальный ток сток-исток ПТШ $I_{dsmax}=250$ мА/мм ($U_{gs}=+0,8$ В), максимальная крутизна передаточной характеристики $g_m=440$ мСм/мм, пороговое напряжение $V_{th}=+0,1$ В (по уровню $I_{ds}=1$ мА/мм). Для исследования малосигнальных СВЧ параметров использовали векторный анализатор цепей ZVA-40, проведенная аппроксимация полученных зависимостей по линии -20 дБ/дек позволила определить граничную частоту ПТШ $F_c \sim 65$ ГГц и максимальную частоту усиления по мощности $F_{max} \sim 150$ ГГц при напряжении и токе сток-исток $U_{ds}=5$ В и $I_{ds}=1/2 I_{dss}$, соответственно. Для измерения динамических характеристик ПТШ использовали метод согласованных нагрузок с применением автоматизированных входного и выходного тюнеров Focus Microwave, импеданс которых был настроен на максимум выходной мощности при напряжении и токе сток-исток $U_{ds}=5$ В и $I_{ds}=1/3 I_{dss}$, соответственно. Выходная мощность насыщения P_{sat} ПТШ на частоте $F=12$ ГГц составила 240 мВт/мм при значении коэффициента усиления по мощности $G=15$ дБ.

Изготовленные в результате проведенной работы усилительные нормально-закрытые GaAs pHEMT обладают параметрами, сравнимыми с зарубежными аналогами, и позволяют использовать их в качестве активных элементов различных усилителей.

[1] T. Henderson. High-Performance BiHEMT HBT/E-D pHEMT Integration // CS MANTECH Conference. – 2007.

[2] Avago Tech. Characteristics of E-pHEMT vs HBTs for PA Applications // Microwave Journal. – 2011. – Vol. 2.

Экспериментальное исследование субнаносекундного лавинного переключения высоковольтных кремниевых структур

В.И. Брылевский, И.А. Смирнова

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 191024, Россия
тел: (812)292-79-72, факс: (812)292-71-23, эл. почта: irina.smirnova@mail.ioffe.ru

Явление задержанного лавинного пробоя высоковольтных кремниевых структур позволяет формировать киловольтные перепады напряжения с длительностью менее 100 пс [1] и имеет важные приложения в импульсной полупроводниковой электронике [2, 3, 4]. Изготовление и подбор диодных структур, применяемых в высоковольтных импульсных генераторах, до сих пор ведется на эмпирической основе. Это обусловлено важной ролью скрытых, ускользающих от стандартной электрофизической характеристики, свойств структуры и является препятствием для развития промышленной технологии. Целью настоящей работы было исследование переходных процессов сверхбыстрого переключения для кремниевых диодных структур, изготовленных по различной технологии, направленное в первую очередь на установление связи между особенностями технологии изготовления структуры и возможностью реализации в ней сверхбыстрого переключения.

Для регистрации переходных процессов переключения исследуемых структур применялся специально разработанный и изготовленный в ФТИ экспериментальный комплекс, включающий в себя высоковольтный (2–7 кВ) регулируемый генератор колоколообразных импульсов, обеспечивающий скорость нарастания напряжения от 0,5 до 40 кВ/нс, и согласованные коаксиальные тракты измерения напряжения и тока, имеющие временное разрешение не хуже 70 пс. Для регистрации сигналов применяется осциллограф с полосой пропускания 24 ГГц.

Систематические измерения при различных скоростях нарастания напряжения были проведены для высоковольтных р-п-п⁺ структур (напряжение стационарного пробоя 1 кВ), изготовленных из различного кремния (БЗП, метод Чохральского, нейтронное трансмутационное легирование). Для формирования р-п перехода применялась как диффузия бора, так и совместная диффузия бора и алюминия, или бора и галлия. Сочетания различных методов позволили изготовить различные партии структур с идентичными геометрическими размерами и близкими стационарными вольт-амперными характеристиками. Наилучшие результаты по времени переключения (менее 100 пс) при напряжении 2 кВ были получены на структурах с «резким» р-п переходом, изготовленных диффузией бора в нейтронно-легированный кремний.

Литература

- [1] И.В. Грехов, А.Ф. Кардо-Сысоев, Письма в ЖТФ **45**, 4500 (1979).
- [2] R.J. Focia, E. Schamiloghu, C.B. Fledermann, F.J. Agee, J. Gaudet, , IEEE Trans. Plasma Sci. **25**, 138 (1997).
- [3] I.V. Grekhov, IEEE Trans. Plasma Sci. **38**, 1118 (2010).
- [4] A.F. Kardo-Sysoev, New Power Devices for Generation of Nano- and Subnanosecond Pulses, in Ultra-wideband Radar Technology, edited by J.D. Taylor (CRC Press, 2000).

Формирование и исследование мемристорных оксидных наноструктур титана методом атомно-силовой микроскопии

В.А. Смирнов, В.И. Авилов, О.Г. Цуканова

Южный федеральный университет, ул.Большая Садовая, 105/42, г.Ростов-на-Дону, 344006, Россия

тел: (8634)37-17-67, факс: (8634)36-15-00, эл. почта: vasmirnov@sfnedu.ru

Развитие технологии производства электронных устройств связано с уменьшением размеров активных элементов интегральных микросхем в сочетании с увеличением их плотности на кристалле. С развитием нанотехнологий, был разработан четвертый пассивный элемент – мемристор, мемристорный эффект которого выражен в появлении состояний с высоким и низким сопротивлением при приложении электрического поля выше порогового. Перспективным применением мемристоров на основе окислов металлов является изготовление элементов резистивной оперативной памяти (RRAM), к основным достоинствам которой относятся: энергонезависимость, высокое быстродействие, а также наноразмеры ячейки записи информации. Локальное анодное окисление с использованием атомно-силового микроскопа является перспективным методом нанолитографии, позволяющим решать ряд проблем классических методов формирования наноструктур, а также позволяет формировать оксидные наноразмерные структуры (ОНС) на поверхности различных материалов с высоким пространственным разрешением.

Целью работы является формирование и исследование мемристорных оксидных наноструктур титана методом атомно-силовой микроскопии.

Для проведения исследований мемристорных свойств оксидных наноразмерных структур титана был изготовлен экспериментальный образец структуры элемента резистивной памяти по «cross bar» технологии. Для этого на поверхности структуры Si/SiO₂/пленка Ti методом фокусированных ионных пучков вытравливалась топология нижних контактных шин. Затем методом ЛАО с помощью сканирующего зондового микроскопа Solver P47 Pro («НТ-МДТ», Россия) на поверхности контактных шин формировались оксидные наноразмерные структуры титана толщиной около 6 нм.

Исследование вольтамперных характеристик сформированных ОНС титана проводилось методами атомно-силовой спектроскопии в диапазоне напряжений от –10 до 10 В. В качестве верхнего электрода использовался кремниевый кантилевер марки NSG 11 с проводящим платиновым покрытием. Анализ статистической биполярной ВАХ структуры показал, что при приложении положительного напряжения 10 В ОНС переключались в высокоомное состояние с сопротивлением $(1,15 \pm 0,14) \times 10^{10}$ Ом, а при приложении отрицательного напряжения 10 В — в низкоомное состояние с сопротивлением $(6,17 \pm 0,91) \times 10^8$ Ом. При этом для исследования равномерности мемристорного эффекта ОНС титана проводилось измерение 50 ВАХ каждой оксидной наноразмерной структуры титана.

В результате проведенной работы показано, что нанолитография методом локального анодного окисления позволяет формировать оксидные наноразмерные структуры на поверхности пленки титана, которые обладают равномерным мемристорным эффектом. Полученные результаты могут быть использованы при разработке технологических процессов формирования элементов резистивной памяти на основе мемристорных структур методами зондовых нанотехнологий.

Низкочастотный шум в светодиодах на основе InGaN/GaN при 298 и 77 К

Е.И. Шабунина¹, Н.А. Тальнишних¹, А.Е. Черняков², Н.М. Шмидт¹, М.Е. Левинштейн¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)292-71-93, факс: (812)297-10-17, эл. почта: jenni-85@mail.ru

InGaN/GaN светоизлучающие структуры с квантовыми ямами являются основой мощных синих светодиодов. Известно, что в силу особенностей роста в такие структуры являются квази-эпитаксиальными текстурированными материалами с разной степенью упорядоченности. Кроме того, для этих структур характерно весьма неоднородное распределение индия в составе твердого раствора. Эти особенности затрудняют выяснение природы безызлучательных потерь в светодиодах.

Исследование низкочастотного шума в широком интервале температур является одним из методов, позволяющих выделить источники безызлучательных потерь. В работе приведены результаты исследований спектральной токовой плотности шума $S_I(I)$ в мощных светодиодах с квантовой эффективностью 45–50% (Максимум излучения соответствовал длине волны 450–460 нм.) При понижении температуры до 77 К в области малых токов ($I \leq 10^{-4}$ А) наблюдается уменьшение уровня шума (Рис. 1).

Такое поведение типично для избыточных туннельных токов, протекающих по шунтам, пронизывающим активную область прибора. Наблюдаемый нами рост шума при $I > 10^{-4}$ А, в области преобладания излучательной рекомбинации, наблюдался ранее при 10 К в InGaAs/GaAs светодиодах с квантовыми ямами [1]. Однако, в исследуемых InGaN/GaN структурах этот эффект выражен заметно сильнее, что обусловлено присутствием потенциалов, связанных с флуктуациями состава твердого раствора. Заметим, что такого рода флуктуации всегда выявляются в спектрах электролюминесценции InGaN/GaN при температурах ниже 200 К [2].

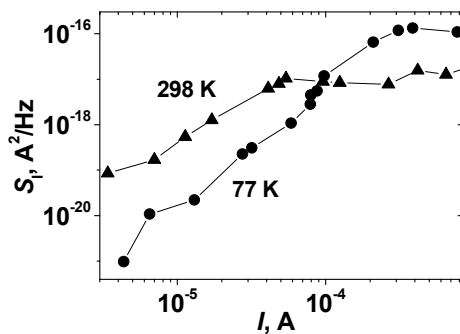


Рис. 1. Зависимость плотности шума от тока при 298 и 77 К (при 1.22 Гц)

Проанализирована связь наблюдаемого явления с латеральным туннелированием носителей с участием механизма Фаулера-Нордгейма [1]. Предполагается, что исследование $S_I(I)$ при 77 и 298 К позволит разделить вклад вертикального и латерального туннелирования в рекомбинационные процессы.

Литература

[1] Lech Dobrzanski, J.Appl.Phys. **96**, 4135(2004)

[2] K. Kazlauskas, M.A. Khan, M.S. Shur, Appl. Phys. Lett., **83**, 3722(2003).

Суперкомпьютерное моделирование квантовых наноструктур

О.А. Ткаченко, В.А. Ткаченко, З.Д. Квон, А.В. Латышев, А.Л. Асеев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383) 333-10-80, факс: (383) 333-10-80, vtkach@isp.nsc.ru

Доклад посвящен моделированию низкотемпературного поведения квантовых наноструктур, изготовленных методами нанолитографии, плазмохимического травления и локального анодного окисления на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом. Экспериментальные средства не всегда позволяют «заглянуть» внутрь электронных систем, формируемых в глубине твердотельной структуры, и «увидеть» происходящие там тонкие квантовые явления. Однако численное моделирование электростатики и квантового транспорта, согласующее теорию с экспериментальными данными о строении структуры и ее сопротивлении, позволяет увидеть действие устройства изнутри [1].

Реалистичное моделирование наноструктур, управляемых затворными напряжениями и магнитным полем, часто превосходит возможности персональных компьютеров, поэтому были разработаны программы для параллельных вычислений [2]. Целью было освоение современной технологии высокопроизводительных вычислений и выяснение причин необычного поведения некоторых наноструктур. Возможности метода рассматриваются на примере ряда эффектов: интерференционных перенаправлений в квантовой развилке [3], дрейфа фазы и теплового упорядочения осцилляций Ааронова-Бома в кольцевом интерферометре [4], фракталов тока и химпотенциала в плотной решетке антиточек [2], электрон-электронного взаимодействия в баллистических микроконтактах [5, 6]. В расчетах [2–4] были учтены погрешности нанолитографии, которые в случае [4] контролировались атомно-силовой микроскопией. Это позволило рассчитать и проанализировать большой объем магнитопольных осцилляций для конкретного образца кольцевого интерферометра. В работах [5, 6] для нахождения пространственных осцилляций электронной плотности потребовался расчет двумерных и одномерных волновых функций по большому числу заполняемых состояний непрерывного спектра.

Расчеты выполнены на кластерах Сибирского суперкомпьютерного центра и центра IDRIS (CNRS, Франция). Работа поддержана интеграционным проектом ИП130 СО РАН, программой №24 Президиума РАН и грантом НШ-2968.2012.8.

Литература

- [1] О.А. Ткаченко, В.А. Ткаченко, З.Д. Квон, А.В. Латышев, А.Л. Асеев, Российские нанотехнологии **5**, 117 (2010).
- [2] О.А. Ткаченко, В.А. Ткаченко, Вычислительные методы и программирование: новые вычислительные технологии **13**, 253, (2012).
- [3] O.A. Tkachenko, V.A. Tkachenko, Z.D. Kvon, A.L. Aseev, J.-C. Portal, Nanotechnology **23**, 095202 (2012).
- [4] О.А. Ткаченко, В.А. Ткаченко, Ж.К. Портал, Письма в ЖЭТФ **97**, 13 (2013).
- [5] V.T. Renard, O.A. Tkachenko, V.A. Tkachenko, T. Ota, N. Kumada, J.-C. Portal, Y. Hirayama, Phys. Rev. Lett. **100**, 186801 (2008).
- [6] О.А. Ткаченко, В.А. Ткаченко, Письма в ЖЭТФ **96**, 804 (2012).

Анализ аномального заполнения множественных квантовых ям в системе InGaAs/GaAs методами спектроскопии адмиттанса

А.В. Ермачихин², В.И. Зубков¹, О.В. Кучерова¹, В.Г. Литвинов², В.Н. Черкасова¹,
И.Н. Яковлев¹

¹СПбГЭТУ «ЛЭТИ», Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия

²ФГБОУ ВПО «РГРТУ», ул. Гагарина, д.59/1, Рязань, 390005, Россия

тел./факс (812) 234-30-16. e-mail: yakovlev.yn@gmail.com

Методами адмиттансной спектроскопии [1] и численного моделирования проведено комплексное исследование гетероструктур, содержащих квантовые ямы (КЯ) InGaAs/GaAs с различным содержанием In. Прецизионно изготовленные методом молекулярно-пучковой эпитаксии тестовые структуры содержали три КЯ толщиной 7 нм, разделенные барьерами толщиной 150 нм. Содержание InAs в ямах составляло 22%, 16% и 11.5%, соответственно.

Адмиттансные исследования выполнены на криогенной зондовой станции в широком диапазоне температур (16–475 К), частот (1 кГц–2 МГц) и напряжений с помощью RLC-метра Agilent E4980A. С целью подгонки к экспериментальным данным в соответствии с изложенным нами в [2] оригинальным алгоритмом самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера, рассчитаны профиль дна зоны проводимости (рис. 1, б) и вольт-фарадные характеристики (ВФХ) структуры для различных температур. Значения разрывов зон для расчетов брались из результатов проведенных ранее измерений одиночных КЯ в изучаемой системе твердых растворов [1, 2].

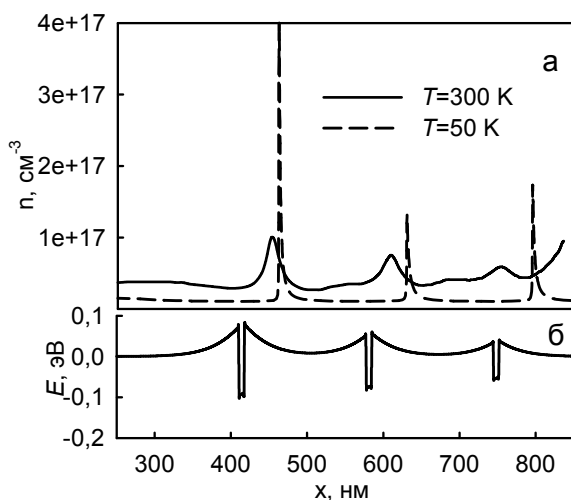


Рис. 1. а — наблюдаемые профили концентрации носителей заряда в структуре с МКЯ InGaAs/GaAs; б — дно зоны проводимости (расчет, $T=300\text{ K}$).

Профили концентрации основных носителей заряда (Рис. 1, а), рассчитанные из экспериментальных ВФХ, измеренных при различных температурах, показывают существенно различный характер заполнения ям: с понижением температуры наблюдается заметное относительное уменьшение захваченного в средней КЯ заряда по сравнению с крайними.

Это свидетельствует о том, что, несмотря на отсутствие туннельного эффекта, между КЯ сохраняется электростатическое взаимодействие. Данный эффект становится особенно выраженным при понижении концентрации легирующей примеси в барьерах и при низких температурах ($T < 60\text{ K}$). Моделированием показано, что эффект обеднения носителями заряда средней КЯ обусловлен ее «выталкиванием» вверх за счет модификации электростатического потенциала, возникающего вследствие вы-

мораживания носителей заряда и расширения локальных областей объемного заряда вокруг квантовых ям.

Литература

- [1] В.И. Зубков. Диагностика полупроводниковых наногетероструктур методами спектроскопии адмиттанса, Элмор, СПб 2007.
- [2] V.I. Zubkov, M.A. Melnik, A.V. Solomonov, E.O. Tsvelev, F. Bugge, M. Weyers, G. Tränkle. Phys. Rev. B, v.70, N 7, p.075312 (2004).

Визуализация пространственной структуры мод излучения лазера с модой шепчущей галереи методами зондовой микроскопии

М.С. Дунаевский¹, П.А. Алексеев^{1,3}, А.М. Монахов¹, А. Baranov², P. Girard², R. Teissier², А.Н. ТИТКОВ¹

¹ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 28, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Institut d'Electronique du Sud, Université Montpellier 2, Place Eugène Bataillon, Montpellier, 34095, France,

³Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия

тел: (812)292-73-17, факс: (812) 297-10-17, эл. почта: Mike.Dunaeffsky@mail.ioffe.ru

В данной работе будет представлен зондовый метод, позволяющий визуализировать области выхода ИК-излучения ($\lambda \approx 2.1 \text{ мкм}$) из поверхности сколотых WGM-лазеров

(WGM-whispering gallery mode, мода шепчущей галереи) с разрешением $\Delta \approx 1 \text{ мкм}$. Метод основан на детектировании сдвига резонансной частоты зонда, связанной с нагревом металлизированного кончика зонда ИК-излучением. Обязательным условием реализации данного метода является работа в вакуумных условиях, так как это позволяет: (i) увеличить добротность колебаний зонда до необходимых значений $Q \sim 2 \cdot 10^4$, (ii) уменьшить теплоотвод от образца.

В режимах лазерной генерации показано наличие сложной радиальной структуры пространственной моды WGM-лазера (рис. 1а) с тремя максимумами (рис. 1с, d) вблизи края рассеянного диска-резонатора. Данное наблюдение может быть связано с тем, что радиальная структура WGM-моды описывается квадратом функции Бесселя высокого порядка $J_m^2(\rho)$ (где m — число длин волн, укладываемых в длине дуги рассеянного диска, $m \sim 150-200$).

Для WGM-лазера был также обнаружен эффект возникновения серии световых полос идущих вдоль волновода с шагом $\sim 1 \text{ мкм}$ (рис. 1с, d). Одним из возможных объяснений данного эффекта может быть возникновение поверхностной стоячей волны на границе раздела сред.

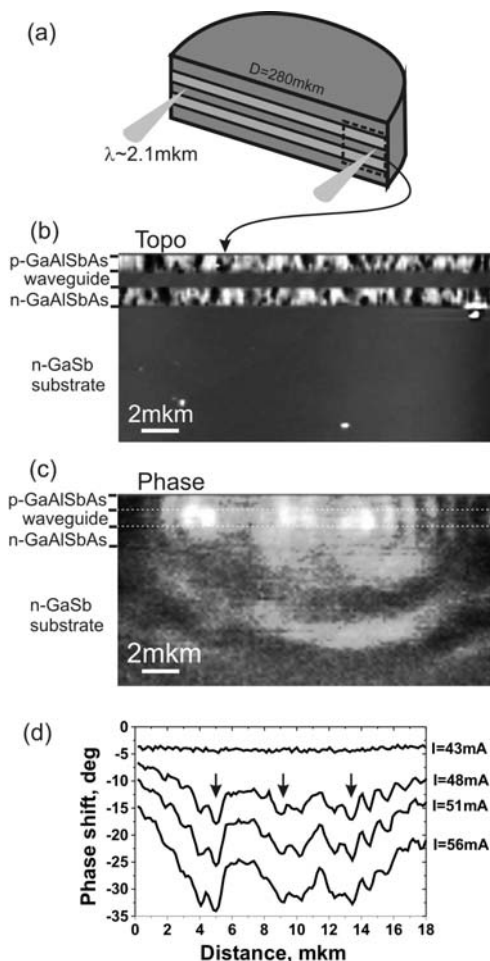


Рис. 1. (а) — схема рассеянного WGM-лазера, (б) — АСМ топография скола WGM-лазера, (с) — Фазовое изображение, связанное с поглощением ИК-света АСМ-зондом, (d) — Фазовые профили взятые вдоль волновода при разных токах накачки.

Пространственно-неоднородное переключение в многослойных инжекционных структурах

Д.В. Гусин, И.В. Грехов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)292-79-72, эл. почта: dmitriy.gusin@mail.ioffe.ru

Достижение синхронного и однородного по рабочей площади управления проводимостью является актуальной задачей при создании приборных структур, коммутирующих большие токи и напряжения в частотных преобразовательных устройствах. Известно, что в ансамбле из большого числа переключающих микроячеек, составляющих интегральный прибор, этому препятствует ряд механизмов неустойчивости и локализации тока [1, 2], основную роль среди которых играют инжекционные обратные связи и динамическое лавинное умножение. Тем не менее, принципиальные вопросы о степени их влияния на реализуемую картину неоднородного переходного процесса, временах его развития и возможности стабилизации остаются нерешенными при невозможности их чисто аналитического исследования и прямого экспериментального наблюдения. В настоящей работе применен комбинированный подход, основанный на дискретном разбиении активной области структуры и двумерном численном моделировании транспортных процессов в каждой из выделенных при таком разбиении подсистем. Тем самым, удалось учесть многомасштабную геометрию и технологические параметры реальной $p^+ - n' - n_0 - p - n^+$ структуры и выполнить расчеты с помощью доступных средств.

Полученные данные позволили качественно и количественно проследить переход

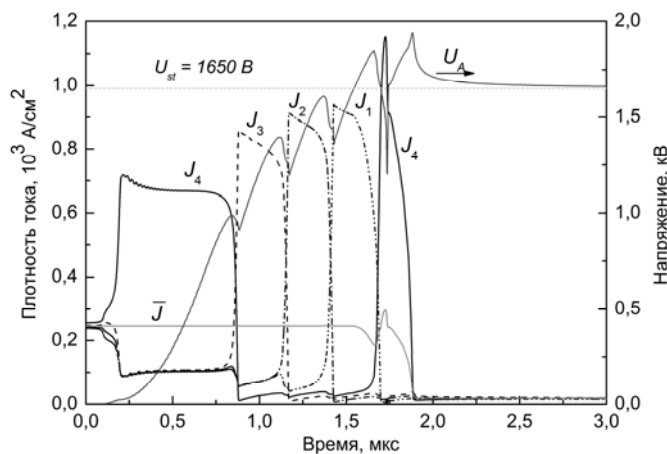


Рис. 1. Анодное напряжение и плотности токов в группах тиристорных ячеек вдоль базовой шины.

истошение в разных подсистемах при наличии инжекционного и лавинного вкладов электронного тока.

По найденной степени локализации тока оценена величина запаса до теплового разрушения. Показана практическая возможность повышения однородности переходного процесса путем оптимизации топологии приборной структуры.

Литература

- [1] J. Oetjen *et al.*, Solid-State Electronics, **44**, 117 (2000).
 [2] А.В. Горбатюк, Д.В. Гусин, Б.В. Иванов, ФТП, **47**, 373 (2013).

Пассивация поверхности InAs в плазме тлеющего разряда

В.Г. Кеслер, А.А. Гузев, А.П. Ковчавцев, З.В. Панова

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

тел: (383)330-90-55, факс: (383)333-27-71, эл. почта: kesler@isp.nsc.ru

Проведены поисковые исследования по формированию окисных плёнок на поверхности образцов InAs в кислородной плазме тлеющего разряда и изучены электрофизические свойства создаваемых на их основе МДП-структур. Исследован диапазон от тёмного таунсендовского разряда с напряжением разряда 320 В до аномального разряда с напряжением разряда 800 В. На основе проведённых исследований разработана технология пассивации поверхности InAs сверхтонкими окисными плёнками (~3 нм) в плазме тлеющего разряда.

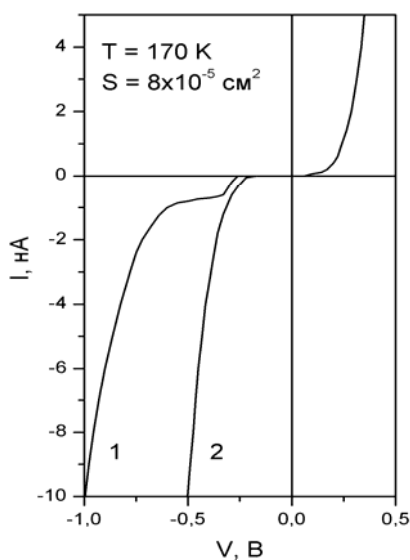


Рис. 1. ВАХ при различных засветках ИК-излучением

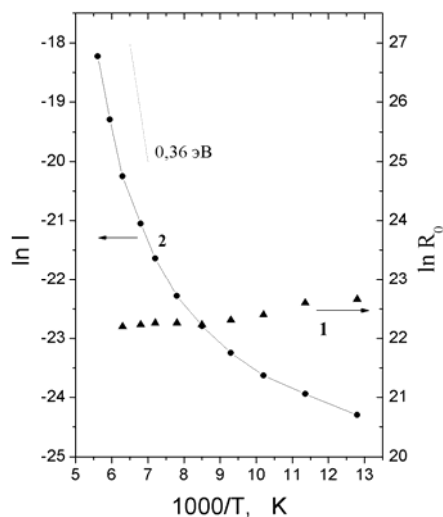


Рис. 2. Зависимость плотности тока и R_0 от обратной температуры

Впервые для МДП-структур на основе InAs при температуре жидкого азота наблюдались *безгистерезисные* зависимости ёмкости от смещения в широком диапазоне полей от -7×10^6 до $+5 \times 10^6$ В/см. Плотность состояний на границе раздела оксид/InAs составляет $< 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ eV}^{-1}$. ВАХ МДП структур соответствуют структурам диодного типа с током, ограниченным туннельным барьером (рис. 1 кривая 1), и обладают ИК-фоточувствительностью. При сильной засветке ВАХ определяется только диэлектриком (рис. 1 кривая 2). Зависимость R_0 от обратной температуры показывает энергию активации близкую к нулю (рис. 2 кривая 1), что подтверждает туннельный характер протекания тока. При обратном смещении выше порогового (-0.5 В) и повышенных температурах наблюдается диффузионный механизм протекания тока (рис. 2 кривая 2) в соответствии с энергией активации, близкой к ширине запрещённой зоны. Токовая чувствительность изготовленных МДП-структур в ИК диапазоне длин волн 2.5–3.1 мкм составляет 0.98 А/Вт при квантовом выходе 0.43, а величины обнаружительной способности (D^*) составляют $(2.6\text{--}8.2) \times 10^{12} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ и $1.5 \times 10^{11} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ при температурах 78 К и 198 К, соответственно.

Декогеренция электронных состояний в тройных квантовых SiGe точках, вызванная фононами

Л.Е. Федичкин^{1,2,3}, А.Ю. Васильев¹

¹Московский физико-технический институт, Институтский пер., д. 9, г. Долгопрудный, Московская область, 141700, Россия

²НИКС, Звёздный бул., д. 19, Москва, 129085, Россия

³Физико-технологический институт, Нахимовский пр., д. 34, г. Москва, 117218, Россия
тел: (495)408-75-90, эл. почта: leonid@phystech.edu

Недавно была экспериментально исследована структура туннельно-связанных квантовых SiGe точек [1, 2]. Туннельно-связанные точки ранее предлагались к использованию в квантовых вычислениях в качестве квантовых битов [3]. Авторы эксперимента продемонстрировали возможность когерентного управления состоянием электрона, являющимся суперпозицией трёх пространственных состояний. Мы рассмотрели декогеренцию состояния электрона в системе, показанной на рис. 1, вследствие взаимодействия электрона с акустическими фононами. Наши результаты показывают существенную величину этого эффекта и необходимость учёта воздействия фононов. В некоторой области параметров, трёхточечная структура может быть более когерентной, чем аналогичная двухточечная, как показано на рис. 2.

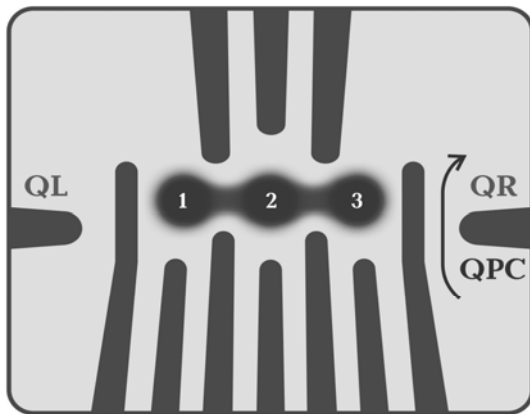


Рис. 1. Скетч исследуемой структуры.

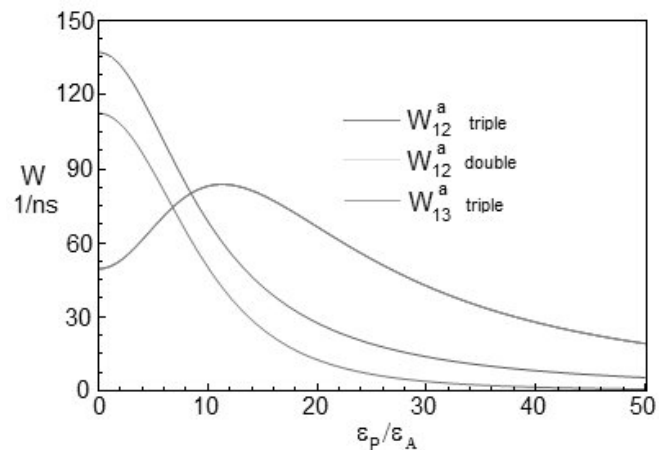


Рис. 2. Зависимость скорости релаксации от асимметричности точек.

Литература

- [1] Z. Shi, C.B. Simmons, D.R. Ward, J.R. Prance, T.S. Koh, J.K. Gamble, X. Wu, D.E. Savage, M.G. Lagally, M. Friesen, arXiv preprint arXiv:1208.0519 (2012).
- [2] M. Thalakulam, C.B. Simmons, B.M. Rosemeyer, D.E. Savage, M.G. Lagally, M. Friesen, S.N. Coppersmith, M.A. Eriksson, Appl. Phys. Lett. **96**, 183104 (2010).
- [3] L. Fedichkin, A. Fedorov, Phys. Rev. A **69**, 032311 (2004).

Контакты металл – AlGaN и УФ фотодиоды на их основе

В.Н. Жмерик¹, С.Ю. Курин^{2,3}, И.А. Ламкин⁴, А.А. Петров⁴, С.А. Тарасов⁴

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, СПб, 194021, Россия

²Академический университет, ул. Хлопина, 8/3, СПб, 194021, Россия

³ООО «Группа компаний «Нитридные кристаллы», пр. Энгельса, 27, СПб, 194156, Россия

⁴СПбГЭТУ «ЛЭТИ», ул. Пр. Попова, 5, СПб, 197376, Россия

тел.:8 (921)776-84-09, эл. почта: ialamkin@mail.ru

Характеристики полупроводниковых оптоэлектронных приборов, в частности, слепых и видимослепых ультрафиолетовых фотодиодов, во многом зависят от качества контактов металл–полупроводник, в частности от сопротивления омических контактов. Создание контактов к твердым растворам $Al_xGa_{1-x}N$ с большим x до сих пор сопряжено с рядом трудностей, особенно при напылении контактов на слабо легированные эпитаксиальные слои. Важнейшее значение приобретает исследование свойств контактов при создании фотодиодов на основе барьера Шоттки. Большую роль в таких случаях играют процессы взаимопроникновения атомов металлов и полупроводников, возникающие в результате воздействия высоких температур при отжиге.

Исследованы свойства многослойной системы Ti/Al/AlGaN и выработана технология создания низкоомных омических контактов к твердым растворам AlGaN с большой долей AlN, выращенных на подложках сапфира. Показано, что хороших результатов позволяет достичь отжиг контактов в вакууме при температурах 700–800 °С. Для исследования происходящих при этом процессов, были проведены эксперименты с использованием методики электронной ОЖЕ-спектроскопии. Показано, что при отжиге происходит взаимодиффузия Ti и N с возможным образованием нитридных композиций на интерфейсе металл-полупроводник. В полупроводнике при этом возникают вакансии азота, которые могут вести себя как доноры, приводя к эффекту подлегирования приповерхностного слоя и сужению барьера. Кроме того, происходит перераспределение Al в этой композиции, что уменьшает высоту барьера. Показано, что оптимальные параметры для композиции Al/Ti с толщинами 35/15 нм соответственно достигаются в результате отжига при температуре 750 °С в вакууме при давлении 10^{-5} мм рт. ст. в течение 10 мин. Достигнуто сопротивление контакта $8 \cdot 10^{-5}$ Ом · см².

Были исследованы свойства барьеров Шоттки к $Al_xGa_{1-x}N$ с различной долей AlN в твердом растворе ($x = 0 \dots 0,7$) и созданы фотодиоды на их основе. В качестве полупрозрачного контакта осаждались слои таких металлов, как Au, Ni, Sn, In и др., толщиной не более 15 нм. Изучены характеристики фоточувствительных структур с учетом значения работы выхода металла барьера Шоттки. Изучено влияние высокотемпературных воздействий на свойства барьеров Шоттки, диапазон и величину чувствительности структур. Показано, что использование твердого раствора $Al_{0,1}Ga_{0,9}N$ позволяет создать «видимослепой» фотодиод с чувствительностью от 200 нм до 360 нм и максимумом фотоответа при 320 нм. Увеличение доли AlN до $x = 0,38$ позволило получить «солнечнослепую» структуру с длинноволновым край фоточувствительности при 290 нм. Изучено влияние состояния поверхности на чувствительность структур.

Влияние облучения на фоточувствительность кремниевых фотодетекторов с наноструктурами SiGe в активной области

М.М. Иванова¹, А.Н. Качемцев¹, А.Н. Михайлов², Д.О. Филатов², В.Г. Шенгуров²

¹ФГУП «ФНПЦ НИИИС им. Ю.Е. Седякина», ул. Тропинина, 47, Н. Новгород, 603137, Россия

²ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Н. Новгород, 603950, Россия

тел: (831)466-61-30, факс: (831)466-87-52, эл. почта: akach@niiis.nnov.ru

В данной работе проведен анализ влияния импульсного гамма-нейтронного излучения на фотоэлектрические свойства фотодиодов на основе эпитаксиальных гетероструктур с массивами наноструктур SiGe в матрице Si.

Исследованные структуры были выращены комбинированным методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии Si и газофазной эпитаксии Ge [1]. Структуры представляли собой *p-i-n* диоды, в нелегированную *i*-область которых были встроены массивы наноструктур SiGe. Исследуемые образцы подвергались гамма-нейтронному облучению на импульсных реакторах. Облучение проводилось в два этапа: на первом — однократное, на втором — многократное. До и после каждого облучения образцов измерялись их спектры фоточувствительности при нулевом напряжении смещения на диоде (в режиме фото-ЭДС холостого хода).

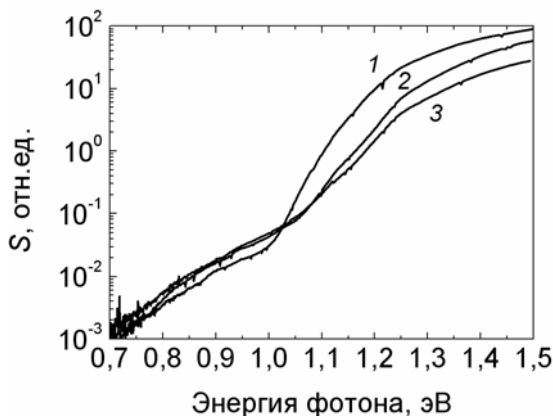


Рис. 1. Спектры фоточувствительности до (1) и после облучений (2 — однократное облучение; 3 — многократное облучение) образца с массивами наноструктур SiGe в матрице Si.

Проведенные экспериментальные исследования показали отсутствие деградации фоточувствительности диодов под действием облучения в низкоэнергетической области (рис. 1), которое можно связать с процессами пространственной локализации носителей заряда в наноструктурах SiGe, препятствующими их диффузии к радиационным дефектам в Si [2] и монотонное с ростом дозы облучения ослабление фоточувствительности в области собственного поглощения Si вследствие уменьшения времени жизни неосновных носителей заряда, вызванное введением дополнительных рекомбинационных центров в запрещенной зоне Si.

Данный результат создает предпосылки для создания радиационно-стойких фотоприемников с расширенным спектральным диапазоном на основе Si.

Литература

- [1] Д.О. Филатов, М.В. Круглова, М.А. Исаков, А.П. Горшков, В.Г. Шенгуров, В.Ю. Чалков, С.А. Денисов, Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования **9**, 58 (2009).
- [2] З.Ф. Красильник, К.Е. Кудрявцев, А.Н. Качемцев, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, С.В. Оболенский, Д.В. Шенгуров, ФТП **45**, 230 (2011).

Мощные полупроводниковые лазеры с поверхностным брэгговским зеркалом

В.В. Золотарев, Л.С. Вавилова, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин,
З.Н. Соколова, И.С. Тарасов

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

тел: (812)292-73-79, эл. почта: zolotarev.basil@mail.ioffe.ru

Важным достоинством мощных полупроводниковых лазеров является КПД, превышающий 70% [1, 2]. Это делает их незаменимыми во многих областях применений, особенно в системах оптической накачки. Однако большая ширина спектра и температурная нестабильность длины волны излучения несколько ограничивают их внедрение.

Хорошо известен способ сужения и стабилизации спектра излучения одномодовых лазеров с помощью внутренней дифракционной брегговской решетки (ДБР). Высокая стоимость и сложность технологического процесса сдерживало внедрение ДБР в технологию мощных полупроводниковых лазеров. Создание лазерных гетероструктур с расширенным волноводом и сверхнизкими внутренними оптическими потерями [1, 2] позволило применить поверхностные дифракционные брегговские решетки с большим периодом ($\Lambda > 2$ мкм) [3, 4]. Изготовление поверхностных ДБР включает стандартные операции фотолитографии и реактивного ионного травления, что существенно упростило и удешевило технологический процесс.

Разработка мощных полупроводниковых лазеров с поверхностной ДБР потребовало решение следующих задач.

Определение требований к параметрам лазерной гетероструктуры и фотолитографического шаблона ДБР. Жесткость требований следует из необходимости совмещения спектра усиления лазерной гетероструктуры и спектра отражения ДБР. Была разработана методика подбора нужного состава твердого раствора активной области без существенного изменения эффективного показателя преломления волновода.

Определение требований к геометрическим параметрам ДБР. Исследования показали, что ширина клиновидной вытравленной области ДБР вблизи волновода должна быть много меньше длины волны излучения для снижения вносимых оптических потерь.

Определение по разработанной методике требований к толщине волноводного слоя лазерной гетероструктур и к расстоянию от ДБР до границы волновод-эмиттер для обеспечения максимального коэффициента отражения излучения фундаментальной поперечной моды при минимальных внутренних оптических потерях.

Достигнутый уровень технологии изготовления лазерной гетероструктуры с ДБР и её оптимизации позволил добиться коэффициента отражения 65% и получить лазеры с шириной спектра излучения 0.5 нм во всем диапазоне токов накачки и максимальную выходную мощность 5 Вт в непрерывном режиме работы при комнатной температуре.

Работа выполнена при поддержке гранта в рамках реализации федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», соглашение 8390.

Литература

- [1] N.A. Pikhtin, S.O. Slipchenko et al. Electronics letters **40** (22), 1413 (2004).
- [2] С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин и др. ФТП, 38, 1477 (2004)
- [3] J. Fricke, W. John et al. Sci. Technol. **27** (5), 055 009 (2012).
- [4] В.В. Золотарев, А.Ю. Лешко, И.С. Тарасов и др. ФТП **47**, 110 (2013)

Механизм тока в рп переходах на основе сублимационных эпитаксиальных слоев 3С-SiC с двойниковой структурой

А.М. Стрельчук, В.В. Евстропов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая 26, Санкт Петербург 194021, Россия

тел: (812)292-79-30, факс: (812)297-10-17, эл. почта: anatoly.strelchuk@mail.ioffe.ru

Температурная зависимость вольт-амперных (I-V) характеристик является основным методом исследования природы тока в рп структурах. Такое исследование было проведено в 3С-SiC рп структурах на основе слоев 3С-SiC достаточно высокого качества, выращенных сублимацией на 6Н-SiC подложке [1]. Площадь отдельных двойников п-3С-SiC [1] доходила до 25 мм², а I-V характеристики при прямом смещении рп структур были близки I-V характеристикам рп гомо-структур на основе объемного 3С-SiC [2]. Целью данной работы является исследование механизма тока в 3С-SiC рп структурах, изготовленных сублимацией и ионной имплантацией на основе слоев с плотностью двойников в несколько сотен на см².

В качестве подложки использовались пластины п-типа проводимости политипа 6Н-SiC. Гетероэпитаксиальный рост пленок 3С-SiC п-типа проводимости осуществлялся методом сублимации в вакууме. Структура выращенных слоев выявлялась рентгеновской топографией с использованием метода обратного отражения. Образование р-слоя осуществлялось сублимацией и затем имплантацией ионов Al. Концентрация нескомпенсированных доноров в п-слое до имплантации составляла $N_d - N_a \sim 6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и после имплантации Al $N_d - N_a \sim 3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Омические контакты к подложке и р⁺- слою создавались путем термического напыления пленки Al. Межа-структуры диаметром 200, 400 и 600 мкм и высотой около 13 мкм формировались методом фотолитографии и реактивного ионно-плазменного травления.

Исследование вольт-амперных характеристик рп структур показало, что при малых прямых смещениях зависимость тока от напряжения экспоненциальна, коэффициент идеальности n уменьшается при нагреве от 12 при 77 К до 1.5 при 700 К (при комнатной температуре $n \approx 2$); пробой носит стабильный и «мягкий» характер, напряжение пробоя около 50 В при 300 К и уменьшается до ≈ 30 В при 700 К; в режиме пробоя рп структуры не деградируют при плотностях тока до 100 А/см²; при прямом смещении электролюминесценция не наблюдается (по крайней мере до токов 100 А/см²).

Характерные температурные зависимости прямого и обратного тока, в частности, уменьшение коэффициента идеальности n с ростом температуры, «плавный» пробой и отрицательный температурный коэффициент напряжения пробоя (лавинный пробой в 3С-SiC рп структурах характеризуется положительным температурным коэффициентом при ориентации электрического поля в рп переходе параллельно гексагональной оси с кристалла) являются признаками туннельного или термо-туннельного механизмов прямого и обратного тока. Предположительной причиной туннельного характера тока исследованных 3С-SiC рп структур является дефектность эпитаксиальных слоев 3С-SiC, проявляющаяся, в частности, в виде большой плотности двойниковых границ.

Литература

- [1] А.М. Strel'chuk et al., Mater. Science Forum, vol. **457–460**, p. 1057 (2004).
- [2] А.М. Strel'chuk et al., Mater. Sci. and Eng. B, vol. **61–62**, p. 437 (1999).

Исследование свойств пленок плазмохимического нитрида кремния, используемых для пассивации транзистора AlGaIn/GaN на кремнии

В.Е. Земляков, С.Б. Бурзин, В.И. Гармаш, В.И. Егоркин

Национальный исследовательский университет «МИЭТ», проезд 4806, д. 5, Москва, Зеленоград, 124498, Россия

тел: (499) 710-86-65, факс: (499) 710-86-65, эл. почта: vzml@rambler.ru

Поверхность широкозонных полупроводников на основе нитридов системы AlGaIn/GaN отличается особой чувствительностью к методам обработки и пассивации. Поэтому понимание связанных с этим физических явлений стало очень актуальной задачей.

Для исследования этой проблемы на образцах нитридных полупроводников на кремнии, выращенных в «Элма-Малахит», были сформированы меза, омические контакты и затворы тестовых транзисторов с шириной затвора 100 мкм и длиной затвора 0.8 мкм. После этого пластина разламывалась на кусочки, на которых в заданной точке измерялись параметры тестового транзистора, такие как крутизна, ток насыщения, отсечка, пробивное напряжение по уровню 100 мкА.

Затем на эти кусочки осаждался нитрид кремния с показателем преломления 1.95 при трех разных температурах реактора. Далее в той же точке повторялись измерения тестовых транзисторов. При всех температурах наблюдалось увеличение тока насыщения и крутизна. Подавлялся токовый коллапс. Однако, с ростом температуры было замечено увеличение утечек по затвору. Причем при температуре осаждения 250 °С пробивное напряжение транзисторов улучшалось, а при 300 °С и 320 °С появилась утечка в виде подъема тока на обратной характеристике диода затвор-сток.

Мы предположили, что изменение температуры осаждения может изменить эффективную плотность заряда на границе диэлектрика. С целью измерения эффективной плотности заряда пленка нитрида кремния осаждалась на пластины кремния (КДБ-4) в тех же технологических режимах. На поверхность диэлектрика напылялся алюминий и формировалась тестовая структура для CV-измерений. Данные по расчету эффективной плотности заряда представлены на рис. 1.

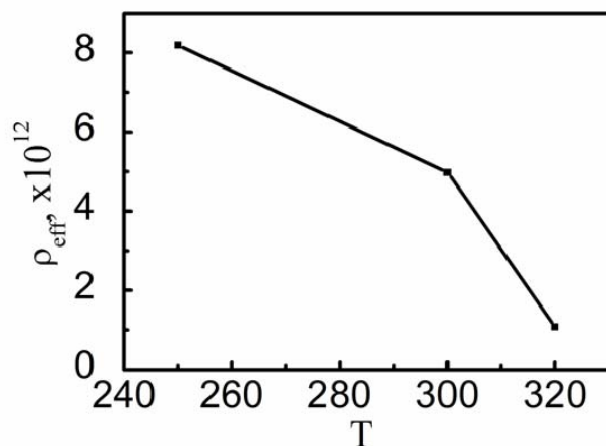


Рис. 1. Зависимость эффективной плотности заряда ρ_{eff} от температуры T

Как предполагается рядом авторов, эффект пассивации поверхности нитридных полупроводников основан на компенсации поверхностных зарядов. Наши исследования показывают, что эффективная плотность заряда с ростом температуры уменьшается, что уменьшает и эффект компенсации заряда поверхностных состояний.

Туннелирование сильно неравновесных носителей в транзисторах традиционной структуры

С.Э. Тягинов^{1,2}, Д.С. Осинцев^{1,3}, Ю.Ю. Илларионов^{1,2}, J.M. Park⁴, Н. Enichlmair⁴,
М.И. Векслер², Т. Grasser¹

¹TU Vienna, Institute for Microelectronics, 27-29 Gusshausstr., 1040 Vienna, Austria

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул. 26, СПб 194021, Россия

³ВолгГТУ, пр. Ленина 28, Волгоград 400131, Россия

⁴ams AG, Tobelbader Str. 30, A-8141 Unterpremstaetten, Austria

тел: +43 1 58801-36035, эл. почта: ill-88@mail.ru

Исследуется туннелирование сильно неравновесных носителей через диэлектрический слой полевого транзистора традиционной структуры, изготовленного по стандартному 0.35 мкм КМОП процессу с толщиной слоя SiO₂ 15.6 нм, рис. 1.

Плотности токов, зона проводимости-металл J_{cm} и валентная зона-металл J_{vm} рассчитываются в ВКБ-приближении по стандартным формулам [1]. Помимо вероятности прохождения носителей через слой SiO₂, туннельный ток определяется разностью чисел заполнения в затворе и подложке. В равновесном случае они вычисляются с помощью функции распределения Ферми-Дирака. Однако в сильно неравновесном случае (большой ток стока-истока) функция распределения должна находиться как решение транспортного уравнения Больцмана, для чего используется Монте-Карло симулятор MONJU [2].

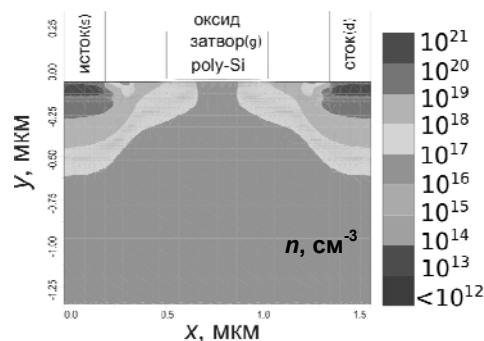


Рис. 1. Конфигурация MOSFET 0.35 мкм.

Рассчитанная плотность тока J_{cm} зависит как от напряжения затвора, так и от напряже-

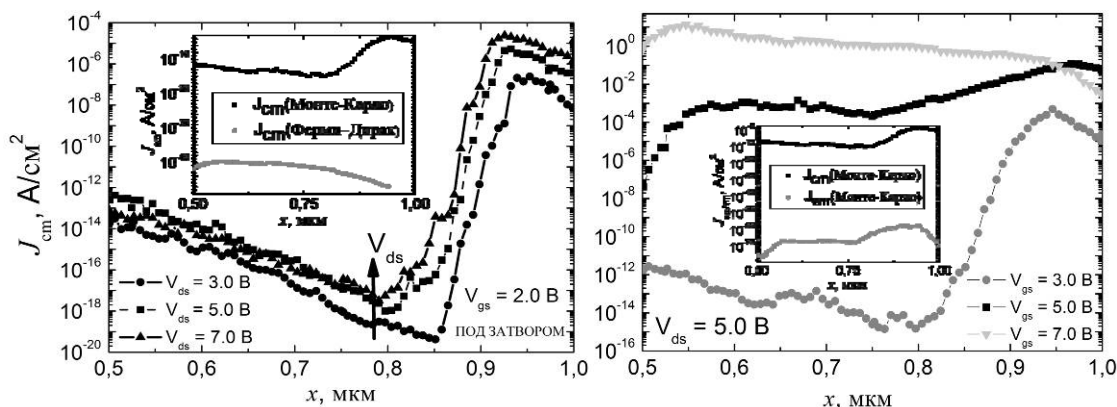


Рис. 2. Плотность тока J_{cm} в зависимости от напряжения стока V_{ds} (слева) и затвора V_{gs} (справа).

ния стока (рис. 2). При этом характерные значения J_{cm} , вычисленные в неравновесном приближении значительно больше, чем для равновесия (рис. 2а, вставка). Компонента J_{vm} пренебрежимо мала по сравнению с J_{cm} из-за асимметрии барьеров для электронов и дырок (рис. 2б, вставка). Таким образом, для прибора реальной конфигурации показано, что в неравновесии, вследствие разогрева носителей, происходит их инжекция даже через толстые диэлектрические слои.

Литература

[1] М.И. Векслер, С.Э. Тягинов, Ю.Ю. Илларионов и др., ФТП, **47**, 675 (2013).

[2] С. Jungemann et al, *Hierarchical Device Simulation*, Springer, Wien/NY (2003).

Исследование фотоэлектрических характеристик InGaP/Ga(In)As/Ge солнечных элементов, полученных с использованием одностадийного жидкостного метода разделительного травления

В.М. Андреев, Е.А. Гребенщикова, Н.Д. Ильинская, **В.С. Калиновский**,
Е.В. Контрош, А.В. Малевская, А.А. Усикова

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, С-Петербург, 194021, Россия

тел: (812) 297-2245, факс: (812) 297-1017, эл. почта: post@mail.ioffe.ru

Эффективность преобразования многопереходных солнечных элементов (МСЭ) во многом определяется механизмами токопрохождения в фотоактивных p - n переходах. С увеличением числа фотоактивных p - n переходов в МСЭ уменьшается плотность генерируемого фототока.

При разработке МСЭ существенную роль играет постростовая технология. Разделены отдельные элементы пластины эпитаксиальной наногетероструктуры МСЭ, включающей в себя более 20 слоев, различных по составу и ширине запрещенной зоны твердых растворов, представляет определенную сложность. Мы осуществляли этот процесс путем двухстадийного химического (структура) и электрохимического (Ge) травления. Различие скоростей травления слоев структуры и подложки приводит к формированию сложного профиля боковой поверхности мезы МСЭ, что негативно сказывается на качестве защитного слоя на боковой поверхности мезы. Это, в свою очередь, приводит к росту влияния токов утечки, т.е. к доминированию «туннельно-ловушечного» (избыточного) механизма токопрохождения и снижению эффективности МСЭ.

В данной работе предложена постростовая технология получения МСЭ с одностадийным разделительным травлением InGaP/Ga(In)As/Ge пластин с использованием нового травителя, который обеспечивает формирование ровных боковых поверхностей мезы элемента. Это особенно важно для утоненных эпитаксиальных структур толщиной ≤ 100 мкм. Такой метод формирования профиля разделительных канавок МСЭ позволяет повысить качество пассивации боковой поверхности мезы элементов, и, следовательно, увеличивает как выход годных с высокой эффективностью МСЭ, так и повышает их надежность при эксплуатации.

Для оценки качества изготовленных по предложенной постростовой технологии МСЭ были проведены измерения темновых ВАХ элементов непосредственно на эпитаксиальной пластине. С использованием методики, изложенной в работах [1, 2], были определены доминирующие механизмы токопрохождения.

В результате проведенных исследований показано, что постростовая технология с одностадийным разделительным травлением InGaP/Ga(In)As/Ge структур позволяет получать МСЭ с хорошей идентичностью ВАХ, низкими значениями предэкспоненциальных множителей «туннельно-ловушечных» (избыточных) и «рекомбинационных» механизмов токопрохождения и высоким КПД. Данная технология получения МПЭ защищена патентом РФ, [3].

Литература

- [1] V.M. Andreev, V.V. Evstropov, V.S. Kalinovsky, V.M. Lantratov, and V.P. Khvostikov, *Semiconductors*, 2009, Vol. 43, No. 5, 644.
- [2] V.S. Kalinovsky, V.M. Andreev, et al., *Proceedings of the 25th EPVSE Conference and 5th WCPEC*, Valencia, Spain, 2010, 979–985.
- [3] Заявка на изобретение РФ №2012101927/28(002655), 19.01.2012.

Формирование методом прямого срачивания и исследование туннельных наноструктур Si/SiO₂

А.А. Гисматулин^{1,2}, Г.Н. Камаев^{1,2}

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

²Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)330-52-57, факс: (383)330-52-57, эл. почта: kamaev@isp.nsc.ru

Интерес к периодическим наноразмерным барьерным структурам, образующим систему квантовых ям, возник несколько десятилетий назад в связи с возможностью создания на их базе приборов с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС). Фундаментальный интерес к сверхрешеткам кремний/диэлектрик с встроенными в диэлектрической матрице нанокристаллами кремния вызван проявлением в подобных гетероструктурах квантово-размерных эффектов уже при комнатной температуре. Однако, структурные перестройки в области границы раздела могут приводить к изменению электронного спектра поверхностных состояний границы раздела и самой диэлектрической пленки, а, следовательно, и к изменениям их зарядового состояния. Наличие этих дефектов вблизи интерфейса определяет саму возможность создания низкоразмерных структур, работающих на эффекте туннелирования.

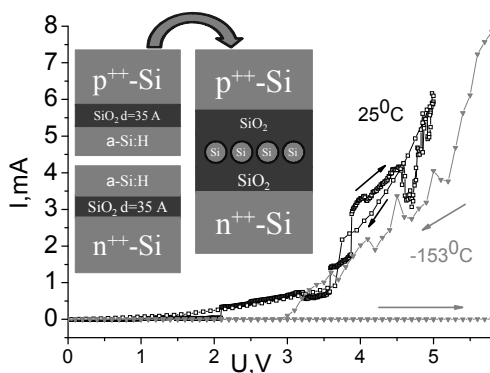


Рис. 1. ВАХ двухбарьерной структуры при различных температурах.

В настоящей работе на высоколегированных подложках кремния n-типа (КЭМ-0,002) и p-типа (КДБ-0,003) были изготовлены структуры, состоящие из чередующихся ультратонких слоев α -Si:H и SiO₂, на установке плазмохимического осаждения с широкоапертурным источником и индуктивным возбуждением [1]. В дальнейшем пластины с нанесенными слоями после стандартных процессов очистки поверхности и гидрофилизации попарно соединялись в деионизованной воде и проходили многостадийные термообработки. Заключительный этап прямого срачивания проходил при 1050 °С.

В результате были получены двухбарьерные диодные структуры с встроенными в диэлектрик нанокластерами кремния. После срачивания структуры разрезались и формировались мезы площадью 5*5 мм². На полученных структурах измерялись CV- и GV-характеристики, ВАХ в диапазоне температур 90÷450 К.

В работе обсуждаются возможные механизмы переноса заряда, связанные с наблюдаемыми при различных температурах на ВАХ гистерезисами, ступеньками и ОДС.

Литература

[1] Г.Н. Камаев, А.А. Гисматулин, М.Д. Ефремов, А.Х. Антоненко, С.А. Аржанникова, В.А. Володин, Д.В. Марин. Вестник НГУ. Серия: Физика, 6, 107, (2011).

Влияние задержанной связи на эффект динамического переключения встречных мод в лазерах с кольцевым резонатором

А.А. Донцов, А.М. Монахов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (921)796-88-12, эл. почта: operatorne@yandex.ru

Кольцевые резонаторы отличаются от резонаторов типа Фабри-Перо наличием двух независимых мод для каждой данной частоты, существующей в резонаторе. Эти моды представляют в виде двух волн, распространяющихся по- и против часовой стрелки.

При использовании кольцевых резонаторов для обратной связи в лазерах, амплитуды указанных мод в широких пределах параметров лазера обнаруживают нетривиальное динамическое поведение. Простейшим примером такого поведения является стационарное

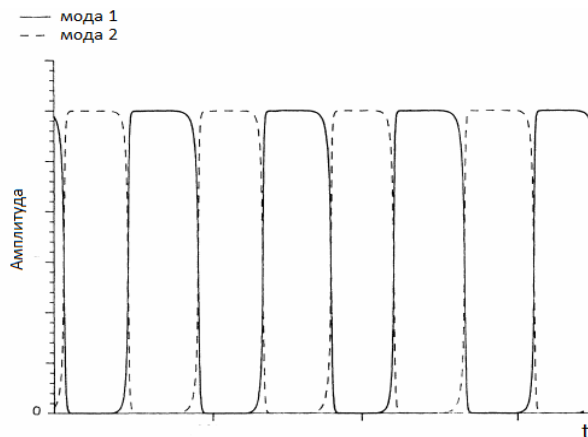


Рис. 1. Теоретически полученная зависимость амплитуд мод от времени в лазере с кольцевым резонатором при параметрах, соответствующих регулярным переключениям.

подавление одной из мод. Более сложным случаем является регулярное (рис. 1), а так же нерегулярное во времени переключения амплитуд двух вырожденных по частоте мод. Так же возможны различные хаотические режимы. Такие режимы работы кольцевого лазера были обнаружены экспериментально [1] и изучались теоретически [2].

Целью данной работы было теоретическое исследование эффекта переключения при наличии дополнительной слабой связи с большой задержкой между разнонаправленными модами, обеспечиваемой внешним волноводом. Изучение основывалось на полуклассической модели лазера класса В, не пред-

полагающей малости времени релаксации инверсии заселенности по сравнению со временем жизни фотона в резонаторе, а так же учитывающей наличие пространственной решетки инверсии. Было показано, что введение малой связи приводит к изменению периода регулярных и нерегулярных переключений. В случае если задержка связи меньше среднего периода переключений, а сила связи достаточна, переключения приобретают период, равный удвоенному времени задержки. Получена оценка необходимой для этого величины связи и выражение для периода переключений без связи. В таких настраиваемых режимах кольцевые лазеры можно использовать как генераторы прямоугольных оптических импульсов стабильной частоты.

Литература

- [1] D. Tang, R. Dykstra Optics. Comm. V. **126** pp. 318–325 (1996)
 [2] H. Zeghlache, P. Mandel, Phys. Rev. A V. **37** pp. 470–497 (1988)

Теоретическое исследование процессов дефектообразования в оптоэлектронных приборах с квантовыми точками Ge/Si при корпускулярном облучении

А.В. Скупов

ФГУП «ФНПЦ НИИС им. Ю.Е. Седакова», Н. Новгород, ГСП-486, 603950, Россия

тел: (831)469-52-55, эл. почта: skav10@mail.ru

Об экспериментальном наблюдении изменений микроморфологии и поверхностной плотности самоформирующихся островков германия (квантовых точек) в гетероструктурах Ge/Si при импульсном гамма-нейтронном облучении, наблюдавшемся методом атомно-силовой микроскопии, сообщалось в [1]. В нашем докладе обсуждается подход к получению теоретической оценки степени повреждения содержащего островки Ge/Si слоя этих структур при воздействии корпускулярных излучений (нейтронов, электронов, ионов) с заданным энергетическим спектром и интегральным потоком. Получено соотношение для вычисления средней доли квантовых точек (w), в которых каскадное перемешивание материала, инициированное рассеянием быстрых частиц в их объеме, приводит к нарушению нормального режима поглощения/генерации оптического излучения. Расчеты на примере облучения нейтронами показали, что при концентрации квантовых точек в активном слое до облучения $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и интегральном потоке нейтронов $\sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$ величина $w \approx 20\%$ от исходного количества.

Повреждение квантовых точек может также происходить в результате их попадания в разупорядоченные области, возникающие в каскадах атомных смещений, инициированных вне их объема. Для учета этого механизма повреждения рассчитана средняя концентрация первичных точечных радиационных дефектов в активном слое при облучении нейтронами, $N_d \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В предположении, что все эти дефекты формируют разупорядоченные области, однородно распределенные по объему слоя, и объем каждой из них равен объему квантовой точки, рассчитано количество квантовых точек, разрушенных из-за формирования разупорядоченных областей. Оно составляет $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$. То есть, менее 10% от общего числа квантовых точек в активном слое. Это оценка сверху, так как величина N_d меньше полученного значения из-за рекомбинации дефектов. Таким образом, показано, что при облучении нейтронами с интегральным потоком $\sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$ в активных слоях гетероструктур Ge/Si и оптоэлектронных приборов на их основе количество квантовых точек, разрушенных в процессе каскадообразования, не превышает 30% от их количества до облучения.

Литература

- [1] Л.Е. Довбыш, И.А. Дроздов, М.М. Иванова и др. Влияние морфологии и состава самоформирующихся наноостровков германия в матрице кремния на радиационную стойкость оптоэлектронных приборов. Сб. тезисов докладов IX Международной конференции «Кремний-2012», С.-Петербург, с. 376 (2012)

Слои GaN с пониженной плотностью дислокаций для HEMT транзисторов, выращенные NH₃-MBE с использованием высокотемпературных буферных слоев AlN/AlGaN

С.И. Петров¹, А.Н. Алексеев¹, Д.М. Красовицкий², В.В. Мамаев¹, В.П. Чалый²

¹ЗАО «НТО», Пр. Энгельса, 27, 194156, С.-Петербург,

²ЗАО «Светлана-Рост», Пр. Энгельса, 27, 194156, С.-Петербург;

тел. +7 (812) 702-13-08, e-mail: petrov@semiteq.ru

Одной из основных проблем при изготовлении приборов на основе III-нитридов является отсутствие недорогих согласованных по параметру решетки подложек. Выращивание на рассогласованных подложках приводит к высокой плотности дислокаций в GaN (10^9 – 10^{10} см⁻² для МЛЭ, 10^8 – 10^9 см⁻² для МОГФЭ), что усложняет задачу получения приборных гетероструктур. Более высокие значения плотности дислокаций в GaN при выращивании МЛЭ связаны с меньшей температурой роста, и соответственно худшей поверх-

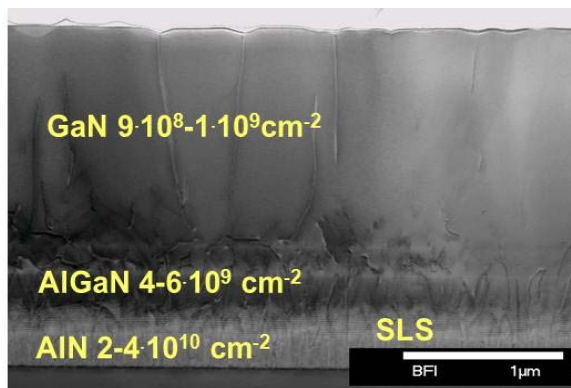


Рис. 1. STEM изображение многослойной гетероструктуры

ностной подвижностью атомов на ростовой поверхности. Типичные значения подвижности электронов при комнатной температуре в слоях GaN, выращенных на сапфире (с использованием различных буферных слоев GaN, AlGaIn или AlN) находятся в диапазоне 250–350 см² для МЛЭ и 500–700 см² для МОГФЭ.

Слои GaN с рекордно низкой для МЛЭ плотностью дислокаций ($9 \cdot 10^8$ см⁻²) были выращены на сапфире с использованием высокотемпературного буферного слоя AlN(1100–1150⁰С)/AlGaIn (900–920⁰С) на специализированной установке STE3N (SemiTEq). Уменьшение плотности дислокаций привело к значи-

тельному увеличению подвижности электронов в слоях GaN — до 600–650 см²/В·с при концентрации 3 – $5 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Полученные значения плотности дислокаций и подвижности электронов соответствуют хорошему уровню для слоев GaN, выращенных методом МОГФЭ и в несколько превосходят аналогичные значения для метода МЛЭ [1].

Использование указанных слоев GaN в двойной гетероструктуре с барьерным слоем Al_xGa_{1-x}N переменного состава ($x = 0,25$ – $0,4$) позволило контролируемо изменять слоиое сопротивление, концентрацию и подвижность в двумерном электронном газе в диапазоне 230–400 Ом/ед.пл., $(1,0$ – $1,8) \cdot 10^{13}$ см⁻² и 1300–1700 см²/В·с, соответственно. На гетероструктурах, выращенных на подложках карбида кремния были реализованы широкополосные усилители, работающие в диапазоне 30 МГц–4,0 ГГц с коэффициентом усиления (Gain) 17–25 дБ, выходной мощностью 2,5 Вт и КПД 30%. Транзисторы продемонстрировали долговременную стабильность параметров в течение более 3500 часов при температуре 850 С. Полученные параметры подтверждают высокое качество гетероструктур и правильность выбранного технологического подхода.

Литература

[1] I. Akasaki and H. Amano, Jpn. J. Appl. Phys. **45**, 9001 (2006).

Фотоприемники УФ-диапазона на основе гетероструктур (Al)GaN/AlN

А.В. Мазалов¹, Д.Р. Сабитов¹, В.А. Курешов¹, А.А. Падалица¹, А.А. Мармалюк^{1,2},
И.Д. Бурлаков³, К.О. Болтарь³, Н.В. Седнев³

¹ОАО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», ул. Введенского, 3 к. 1, Москва, 117342, Россия

²МИТХТ им. М.В. Ломоносова, пр-т Вернадского, 86, Москва, 119571, Россия.

³ОАО «НПО «Орион», Шоссе Энтузиастов, 46/2, Москва, 111123, Россия.

тел: (495)333-33-25, факс: (495)333-00-03, эл. почта: almarm@mail.ru

Широкое многообразие задач, связанных с необходимостью детектировать излучение УФ-диапазона, предопределило целый ряд подходов по практической реализации соответствующих фотопреобразователей, в том числе на основе полупроводниковых материалов. В последнее время обозначилась тенденция к все более расширяющемуся использованию нитридов III-группы (III-N) для решения указанных задач. Особенно привлекательным выглядит применение системы материалов AlN-GaN для создания УФ-фотоприемников, в частности солнечно-слепого диапазона, благодаря непрерывному ряду твердых растворов и большому диапазону изменения ширины запрещенной зоны. Данная работа направлена на создание гетероструктур (ГС) (Al)GaN/AlN методом МОС-гидридной эпитаксии, пригодных к изготовлению на их основе УФ-фотоприемников различных видов.

ГС (Al)GaN/AlN формировались на подложках Al₂O₃ (0001). Для уменьшения плотности дислокаций в слоях AlGaN использован сверхрешеточный буферный слой (БС). При этом элементы сверхрешетки подобраны таким образом, чтобы ширина запрещенной зоны каждого из них была не меньше ширины запрещенной зоны оконного слоя (n-Al_{0,6}Ga_{0,4}N), чтобы обеспечить возможность ввода излучения через подложку. Получены слои AlGaN с высоким содержанием алюминия n- и p- типа проводимости. Для n-Al_{0,6}Ga_{0,4}N достигнуты значения удельного электрического сопротивления, подвижности и концентрации носителей заряда на уровне 0,022 Ом·см, 34 см²/В·с и n=8,5·10¹⁸ см⁻³. Путем оптимизации условий роста, расхода легирующей примеси и быстрого термического отжига удалось получить слои p-Al_{0,45}Ga_{0,55}N имеющие удельное электрическое сопротивление, подвижность и концентрацию носителей заряда на уровне 8 Ом·см, 1 см²/В·с и p=8·10¹⁷ см⁻³. На основе разработанных подходов сформированы ГС, обеспечивающие чувствительность в солнечно-слепом и видимо-слепом спектральных диапазонах.

Из полученных ГС (Al)GaN/AlN были изготовлены pin-фотодиоды, фотодиоды с барьером Шоттки и исследованы их характеристики. Ввод излучения осуществлялся через подложку.

Представлены вольт-амперные и спектральные характеристики всех типов изученных приборов. Так, величина спектральной чувствительности наиболее востребованных солнечно-слепых pin-фотоприемников составила 32–33 мА/Вт в диапазоне длин волн 250–270 нм.

В результате проведения комплекса исследований создана технология получения ГС (Al)GaN/AlN методом МОС-гидридной эпитаксии и разработана технология формирования фоточувствительных элементов. Благодаря использованию сапфировой подложки, прозрачной для излучения ближнего УФ-диапазона, открываются перспективы создания на основе данных ГС матричных солнечно-слепых и видимо-слепых фотоприемников.

Исследование стойкости кремниевых фотодиодов на длине волны 13.5 нм

П.Н. Аруев¹, **В.В. Забродский**¹, Н.А. Соболев¹, Е.В. Шерстнев¹, М.Н. Торопов²,
Н.И. Чхало², А.В. Щербаков²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Афонино, Нижегородская обл., 603950, Россия

тел: (812)292-73-63, факс: (812)297-10-17, эл. почта: sildet@mail.ioffe.ru

В связи с развитием проекционной литографии экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) диапазона на рабочей длине волны 13.5 нм, рентгеновской микроскопии и астрономии сверхвысокого разрешения, диагностики высокотемпературной плазмы в работах по термоядерному синтезу, повышаются требования к детекторам ЭУФ излучения, в частности к их радиационной стойкости.

В представленной экспериментальной работе исследовано изменение чувствительности, пространственной однородности, а также вольтамперных и вольтфарадных характеристик фотодиодов до и после облучения ЭУФ.

Объектами исследования были AXUV [1] n^+ -р фотодиоды с пассивирующим слоем активной области из оксинитрида и SPD [1] p^+ -n фотодиоды с пассивирующим слоем активной области из силицида бора. Эксперименты проводились на лабораторном стенде [2] с использованием лазерно-плазменного источника ЭУФ излучения [3]. Особенность использованного лабораторного стенда заключается в повышенной плотности потока ЭУФ излучения. За счет повышенной плотности ЭУФ излучения, время облучения детекторов необходимой дозой 30 Дж/см² сократилось до 10 часов.

Впервые показано, что при облучении ЭУФ на длине волны 13.5 нм SPD фотодиоды обладают большей стойкостью к излучению, чем AXUV фотодиоды.

Литература

- [1] В.В. Забродский, В.П. Белик, П.Н. Аруев, Б.Я. Бер, С.В. Бобашев, М.В. Петренко, В.Л. Суханов. Письма ЖТФ, **38** (17), 69 (2012).
- [2] P.N. Aruev, M.M. Barysheva, B.Ya. Ber et al, Quantum Electronics **42**(10), 943 (2012).
- [3] S.Yu. Zuev, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko et al, Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics **77** (1), 6 (2013).

Полностью оптическое управление модами структурами различной добротности в полупроводниковых инжекционных лазерах

А.А. Подоскин, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812) 292-73-79, эл. почта: podoskin@mail.ioffe.ru

В кристаллах полупроводниковых лазеров известно явление конкуренции модовых структур различной добротности: моды резонатора Фабри-Перо и замкнутой [1–3]. Замкнутая мода характеризуется близкими к нулю потерями на вывод излучения и распространяется во всем лазерном кристалле за счет полного внутреннего отражения от сколотых граней.

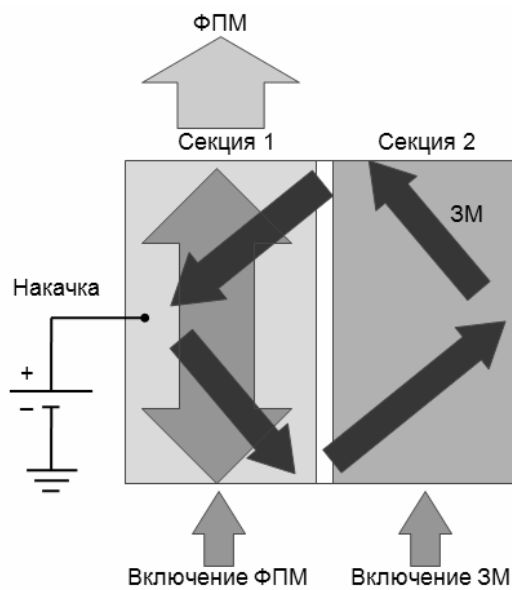


Рис. 1. Принципиальная схема оптической ячейки.

На основе полупроводниковых лазеров плосковой конструкции предлагается конструкция полностью оптического переключателя, содержащая две секции (рис. 1): секция 1 — накачивается непрерывным током и формирует оптическое усиление. Так же секция 1 — образует объем резонатора моды Фабри-Перо. Секция 2 — электрически изолирована от секции 1, но оптически связана через общий волноводный слой лазерной гетероструктуры. Секция 2 — формирует величину потерь для замкнутой моды при подаче оптического импульса управления происходит просветление секции за счет накопления фотогенерированных носителей заряда в квантоворазмерной активной области, в результате чего происходит управляемое переключение с моды Фабри-Перо на замкнутую.

Рассмотренная система характеризуется наличием двух устойчивых состояний — бистабильностью, что обусловлено изменением поглощающих свойств секции 2 при переключении генерации между модами Фабри-Перо и замкнутой.

Это позволяет использовать явление конкуренции модовых структур различной добротности для создания полностью оптических триггерных устройств для хранения и обработки информации в виде оптического потока.

Работа выполнена при поддержке гранта в рамках реализации федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», соглашение 8390.

Литература

- [1] С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Д.А. Винокуров, А.Л. Станкевич, А.Ю. Лешко, Н.А. Пихтин, В.В. Забродский, И.С. Тарасов, ФТП **45** (10), 1431 (2011).
- [2] С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Н.А. Пихтин, А.Л. Станкевич, Н.А. Рудова, А.Ю. Лешко, И.С. Тарасов, ФТП **45** (5), 682 (2011).
- [3] С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Ю. Лешко, И.С. Тарасов, ФТП **45** (5), 672 (2011).

Модель полупроводникового гетеролазера-тиристора

С.О. Слипченко¹, А.А. Подоскин¹, А.В. Горбатюк¹, Н.А. Пихтин¹, И.С. Тарасов¹, Т.А. Багаев², М.А. Ладугин², А.А. Мармалюк², В.А. Симаков²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²НИИ «Полнос» им. М.Ф. Стельмаха, ул. Введенского, 3-1, Москва, 117342, Россия

тел: (812)292-73-79, эл. почта: serghpl@mail.ioffe.ru

В настоящее время генерация мощного импульсного лазерного излучения (оптическая мощность более 50 Вт и длительность импульса 100 нс) реализуется за счет использования внешних импульсных источников тока. Присутствие паразитных связей в согласующих электрических цепях накладывает серьезные ограничения на развитие данного направления в сторону увеличения оптической мощности при снижении длительности импульса и увеличении частоты повторения. В рамках данной работы рассматривается новый тип мощных импульсных полупроводниковых лазеров — лазер-тиристор, основанный на интеграции лазерной гетероструктуры в структуру коммутирующего устройства. Принципиальным отличием исследуемого объекта является отсутствие классического механизма регенерации носителей заряда в базовой области из-за эффекта односторонней инжекции в лазерной гетероструктуре, а также необходимость обеспечения сверхвысоких плотностей инжекционных токов (десятки кА/см²) в лазерной гетероструктуре. На начальном этапе разработки такого типа приборов это потребовало создать модели, описывающей статические и динамические характеристики инжекционных процессов, учитывающие описанные особенности. За основу был взят принцип оптической передачи инжекционного тока.

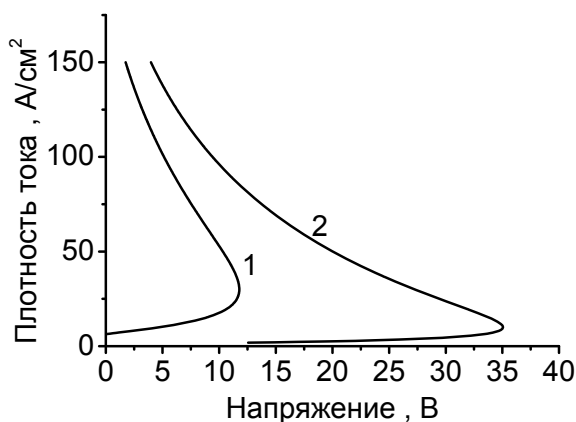


Рис. 1. Рассчитанные статические вольт-амперные характеристики для лазера-тиристора при токах управления, А/см²: 1 — 5, 2 — 15.

В этом случае эффективная передача эмиттерного тока может быть обеспечена за счет поглощения в коллекторном переходе спонтанного излучения, генерируемое лазерной гетероструктурой. Пример рассчитанных статических вольт-амперных характеристик показан на рис. 1. Видно, что разработанная модель позволяет корректно описать отрицательное дифференциальное сопротивление лазера-тиристора, а также влияние тока управления на максимальное напряжение включения лазера-тиристора. Динамическая модель позволила связать параметры сигнала управления с основными режимами работы тиристора: до критический, критический и переход

во включенное состояние, а также определить влияние характеристик сигнала управления на задержку включения.

Работа выполнена при поддержке гранта в рамках реализации федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», соглашение 8694.

Генерации нерасходящихся (Бесселевых) световых пучков при помощи полупроводниковых лазеров и их применение для оптического манипулирования биологическими объектами

Г.С. Соколовский¹, К.К. Соболева¹, С.Н. Лосев¹, В.В. Дюделев¹, А.Г. Дерягин¹, В.И. Кучинский¹, W. Sibbett², Э.У. Рафаилов³

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

²University of St Andrews, North Haugh, St Andrews, KY16 9SS, UK

³University of Dundee, Nethergate, Dundee, DD1 4HN, UK

тел: (812) 292-7914, факс: (812) 297-1017, эл. почта: gs@mail.ioffe.ru

В настоящей работе обобщаются результаты наших исследований генерации нерасходящихся (Бесселевых) световых пучков [1, 2] при помощи полупроводниковых лазеров и светодиодов [3–5] и впервые сообщается об оптическом захвате и манипулировании живыми биологическими объектами при помощи Бесселева пучка полупроводникового лазера.

Бесселевы световые пучки долгое время привлекают внимание исследователей своей пространственной инвариантностью, т.е. распространением на значительное расстояние без расходимости. Это свойство открывает перспективы для их использования в устройствах для манипулирования микро и нанообъектами, так называемых оптических пинцетах, а также для управления микромашинами и других применений [6–8]. До недавнего времени считалось, что генерация Бесселевых пучков возможна лишь при помощи высококогерентных источников света, таких как газовые и твердотельные лазеры, однако нами было показано, что пространственная, а не временная когерентность имеет решающее значение для формирования Бесселевых пучков, что обеспечивает возможность их получения как при помощи полупроводниковых лазеров, так и светодиодов.

Применительно к полупроводниковым лазерам, Бесселевы пучки, помимо пространственной инвариантности, обладают еще одним важным преимуществом. Благодаря интерференционной природе фокусировки, достижимый с их помощью размер фокусного пятна для многомодовых лазеров может быть значительно ниже предельного значения, определяемого параметром распространения квази-Гауссового луча M^2 [9]. Это открывает широкие перспективы для массового применения полупроводниковых лазеров как в традиционных оптических пинцетах, так и в устройствах типа «лаборатория на чипе» (lab-on-a-chip).

Литература

- [1] J. Durnin, J. Opt. Soc. Am., **A4**, 651 (1987).
- [2] Б.Я. Зельдович, Н.Ф. Пилипецкий, Изв. ВУЗов. Радиофизика, **9**, 95 (1966).
- [3] Г.С. Соколовский и др., Письма в ЖТФ, **34**, 75 (2008).
- [4] Г.С. Соколовский и др., Письма в ЖТФ, **36**, 22 (2010).
- [5] G.S. Sokolovskii et al., Proc. SPIE, **8242**, 82420T (2012).
- [6] V. Garcés-Chavez et al, Nature, **419**, 145 (2002).
- [7] J. Arlt et al., Opt. Commun., **197**, 239 (2001).
- [8] K. Dholakia et al., Nature Photon., **5**, 335 (2011).
- [9] Г.С. Соколовский и др., Письма в ЖТФ, **38**, 8 (2012).

Оптические характеристики инжекционные полупроводниковые лазеры InGaAs/GaAs с волноводом на одиночной квантовой яме

С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, И.С. Шашкин, В.В. Золотарев, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

тел: (812)292-73-79, эл. почта: serghpl@mail.ioffe.ru

За последнее время был предложен ряд подходов к конструированию волноводных структур мощных полупроводниковых лазеров [1, 2]. Общей особенностью было формирование волноводного эффекта за счет разных составов волноводных и эмиттерных слоев. Однако, в пределах волноводные свойства структуры будут определяться волноводными свойствами активной области. Первые результаты теоретических и экспериментальных исследований при оптической накачке лазеров с волноводом на квантовых ямах представлены в работах [3].

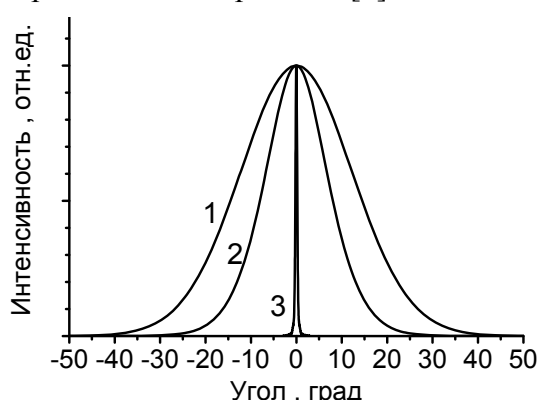


Рис. 1. Расходимость излучения в плоскости, перпендикулярной р-п переходу, для полупроводниковых лазеров с расширенным волноводом из [1] (1), с волноводом на одной КЯ и легированными эмиттерами (эксперимент) (2), и нелегированными эмиттерами (расчет) (3).

перпендикулярной р-п переходу 15° (рис. 1). Расчет показал, что оптимизация профилей легирования позволит снизить расходимость в плоскости, перпендикулярной р-п переходу до 1° .

Работа выполнена при поддержке гранта в рамках реализации федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», соглашение 8627.

Литература

- [1] С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин, Н.В. Фетисова, М.А. Хомылев, А.А. Мармалюк, Д.Б. Никитин, А.А. Падалица, П.В. Булаев, И.Д. Залевский, И.С. Тарасов, ПЖТФ **29**, 26 (2003)
- [2] A. Pietrzak, P. Crump, Hans Wenzel, G. Erbert, F. Bugge, and G. Tränkle, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **17**, 1715 (2011)
- [3] В.Я. Алешкин, Н.В. Дикарева, А.А. Дубинов, Б.Н. Звонков, М.В. Карзанова, К.Е. Кудрявцев, С.М. Некоркин, А.Н. Яблонский, 3-й Российский симпозиум «Полупроводниковые лазеры: физика и технология». Санкт-Петербург, 2012.

Определение деформации, распределения химических элементов и напряжений в In(Ga)As квантовых точках в GaAs с помощью современных методов просвечивающей электронной микроскопии

Н.А. Черкашин¹, S. Reboh^{1,2}, M.J. Hütch¹, A. Clavierie¹, В.В. Преображенский³, М.А. Путьято³, Б.Р. Семягин³ и В.В. Чалдышев⁴

¹ CEMES, CNRS UPR 8011 and Université de Toulouse, 29 rue Jeanne Marvig, 31055 Toulouse, France

²CEA-Leti, 17 rue des Martyrs, 38054 Grenoble, France

³Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

⁴ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

тел: (+33)5-62-25-79-04, факс: (+33)5-62-25-79-99,

эл. почта: nikolay.cherkashin@cemes.fr

Квантовые точки (КТ) это нанобъекты, обладающие способностью трехмерного ограничения носителей заряда. Атомно-подобные свойства таких объектов используются в современной электронике. Структурные особенности КТ, такие как морфология, пространственное распределение химических элементов и упругие деформации, влияют на свойства пространственного ограничения зарядов в этих системах. Упругие деформации вокруг КТ, внедренных в матрицу, используются также для их вертикального упорядочивания. Таким образом, понимание сложной физики, коррелирующей деформацию, морфологию и химический состав КТ, требуется в современной технологии. Необходимым этапом для достижения данной цели является получение количественных характеристик столь малых объектов. В данной работе мы использовали комбинацию двух современных методов просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) для исследования когерентных In(Ga)As КТ, внедренных в GaAs матрицу. Мы применили метод анализа геометрических фаз (GPA) по изображениям высокого разрешения [1] для оценки распределения деформации во внутренней части КТ, т.е. внутри области КТ, обрезаной ПЭМ пленкой. Темнопольная электронная голография [2] использовалась для исследования КТ полностью встроенной в ПЭМ пленку. В обоих случаях, для определения морфологии и химического состава КТ по измеряемым деформациям, мы применяли моделирование методом конечных элементов. Высокоточные измерения позволили нам восстановить трехмерную модель КТ и окружающей матрицы, включая картографию состава, упругих деформаций, напряжений и подсчитать упругую энергию системы.

Литература

[1] M.J. Hütch, E. Snoeck, R. Kilaas, *Ultramicroscopy* **74**, 131–146 (1998).

[2] M.J. Hütch, F. Houdellier, F. Hüe, E. Snoeck, *Nature* **453**, 1086–1089 (2008).

Моделирование вторично-электронной лавины и усиление одноэлектронного импульса в полупроводниковом микроканале

Е.А. Панютин

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, С-Петербург, 194021, Россия

тел: +7 (921) 787 9841, эл. почта: eugpan@sinet.spb.ru

Проблема получения «хорошего» шума — широкополосного случайного сигнала, принципы формирования и статистические свойства которого базировались бы на прочной аксиоматической основе теории вероятностей и который в этом смысле выгодно отличался бы от генераторов псевдослучайных чисел, по-прежнему остается актуальной для нужд статистического тестирования и криптографии [1].

Одним из возможных подходов к решению проблемы формирования такого сигнала является использование аддитивного Пуассоновского процесса, который может быть получен, в том числе, с помощью микроканальной пластины в «шумящем» режиме. Однако существенным недостатком традиционных стекловолоконных МКП оказалось недостаточное максимальное усиление тока вторичных электронов канала ($K \leq 10^4$) и большое время их восстановления.

Это обстоятельство явилось побудительным мотивом для изучения перспективности использования иных платформ и иных технологий создания функционально близкого аналога МКП, в частности использование полупроводниковых р-п-структур со сформированными микроканалами. Целью настоящей работы было осуществление компьютерного моделирования основных процессов токопрохождения одноэлектронного импульса в полупроводниковом микроканале, стенки которого включают ряд обратносмещенных переходов.

Существует несколько подходов к созданию правдоподобного описания развития лавины в канале, однако все предложенные модели или алгоритмы относились исключительно к продольно-однородным каналам [2].

В данной работе моделирование осуществлялось методом Монте-Карло, для чего в MATLAB была разработана и отлажена специальная программа. Предполагалось, что электроны движутся в вакууме цилиндрического микроканала по классическим траекториям в ускоряющем поле, причем наличие р-п-переходов приводит к его пространственной модуляции. Вычислительный процесс инициировался одним внешним электроном, а вычисляемые траектории вторичных, «третичных», и т.д. электронов, образующих лавину, определялись, соответственно, скоростью и углом падения и продольной координатой их прародителей. Коэффициент их размножения, а также угловые и энергетические параметры вторичных электронов полагались случайными величинами с функциями распределения, оценочные параметры которых были взяты из имеющихся в литературе экспериментальных данных. Наряду с электронным потоком вычислялся динамический потенциальный рельеф стенки канала, индуцируемый прохождением лавины. В результате вычислений было установлено, что наличие исходной зарядовой модуляции канала более чем на порядок увеличивает выходной импульс, а соответствующее увеличение емкостных токов ведет уменьшению времени восстановления.

Литература

- [1] Ю.В. Жилиев, Н.Д. Ильинская, Е.А. Панютин и др., Письма в ЖТФ, **36**, В.15, С.102–110 (2010).
- [2] А.Б. Беркин, В.В. Васильев, Прикладная физика, 2010, В.5, С.118–121.

Влияние буферных слоев на электрофизические свойства МОП структур с ультратонким диэлектриком HfO₂

В.И. Рудаков, Е.А. Богоявленская, Ю.И. Денисенко, В.В. Наумов

ЯФ ФТИАН РАН, ул. Университетская, 21, г. Ярославль, 150007, Россия

тел: (4852)24-65-52, факс: (4852)24-65-52, эл. почта: den-yur55@mail.ru

При создании МОП структур необходима замена традиционного диэлектрика SiO₂ на оксиды с высоким значением диэлектрической проницаемости k , за счет чего добиваются снижения токов утечки и эквивалентной толщины оксида (EOT, Equivalent Oxide Thickness). Однако применение так называемых high- k диэлектриков сопряжено с проблемой плохой границы раздела с Si-подложкой и заменой затвора из *poly*-Si на металлический. Перспективным high- k диэлектриком считается HfO₂ ($k \approx 16-30$). При его использовании материалом затвора нередко выбирают вольфрам W. В свою очередь, известно, что на границах раздела HfO₂/Si и W/HfO₂ происходит самопроизвольный рост промежуточных слоев: SiO₂, HfSi_x или HfSi_xO_y и WO_x, соответственно, что ухудшает электрофизические параметры создаваемых приборов. В связи с этим актуальной задачей является выращивание high- k диэлектрических стеков, позволяющих уменьшать EOT пленки HfO₂ и токи утечки через эпитаксиальную структуру на его основе.

В настоящей работе методом высокочастотного магнетронного распыления с использованием мишени HfO₂ [1] были изготовлены структуры W/HfO₂/X/Si (100) (X=SiO_xN_y, SiN_x), а также тестовые структуры W/HfO₂/Si (100). Пленки HfO₂ и стековые композиции HfO₂/X наносились при температуре Si-подложки 25 °С. Толщина пленки HfO₂ была порядка 5 нм, а слоя X — 1–2 нм. Создание W-контактов выполнялось в одном вакуумном цикле с нанесением диэлектрика, с последующей фотолитографией и плазмохимическим травлением. Для ряда образцов W/HfO₂/Si (100) проводилась предварительная обработка Si-подложки в плазме N₂. При выращивании разделительных буферных слоев использовалась плазма Ar/O₂/N₂ (слой SiO_xN_y) и Ar/N₂ (слой SiN_x). При нанесении HfO₂ применялась плазма Ar и Ar/N₂. Пленка W выращивалась в плазме Ar. Все полученные структуры подвергались быстрому термическому отжигу в атмосфере N₂ при 980 °С в течение 5 сек. Снятие ВФХ и ВАХ выполнялось на установке Keithley 4200-SCS. Распределение элементов на границах раздела структур исследовалось с помощью времяпролетной вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) на приборе TOF.SIMS⁵.

Исследования ВФХ показали, что в результате отжига, например, структур со слоем SiO_xN_y происходит увеличение емкости и ширины гистерезиса, в то время как для структур W/HfO₂/Si (100) наблюдается обратный эффект. После отжига минимальная емкость характерна для структур со слоем SiN_x, а максимальная — свойственна также W/HfO₂/Si (100), причем вследствие предварительной обработки Si-подложки в плазме N₂ емкость снижается. Показано, что ВАХ всех структур идентичны, при этом рассмотрены механизмы проведения тока в структурах. По результатам ВИМС-анализа предложены возможные реакции, происходящие на границах раздела структур W/HfO₂/X/Si (100) (X=SiO_xN_y, SiN_x) и W/HfO₂/Si (100).

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 13-07-00441-а.

Литература

[1] В.И. Рудаков, Е.А. Богоявленская, Ю.И. Денисенко, ПЖТФ **38**(21), 48 (2012).

Высокотемпературная люминесценция в светодиодной гетероструктуре $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$ с высоким потенциальным барьером в зоне проводимости

А.А. Петухов, Б.Е. Журтанов, К.В. Калинина, Н.Д. Стоянов, Х.М. Салихов, М.П. Михайлова, Ю.П. Яковлев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
тел: (921)398-15-09, эл. почта: andrey-rus29@rambler.ru

Сообщается о результатах исследования электролюминесцентных свойств светодиодной гетероструктуры $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}/p\text{-AlGaAsSb}$ с высоким потенциальным барьером в зоне проводимости на гетерогранице II-типа $n\text{-GaSb}/n\text{-InGaAsSb}$ ($\Delta E_c=0.79$ эВ).

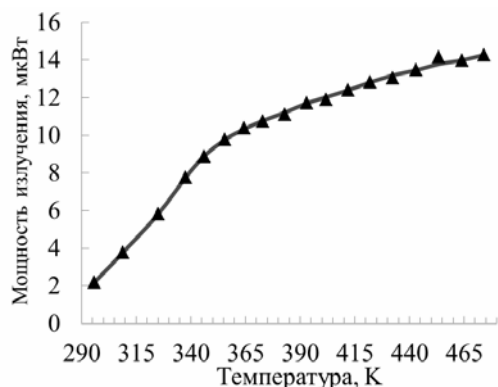


Рис.1. Зависимость мощности излучения длинноволновой полосы от температуры при токе накачки $I=0.8$ А.

В спектре электролюминесценции наблюдалось две полосы: с $h\nu_{max}=0.28$ эВ и 0.64 эВ ($T=300$ К), соответствующие излучательной рекомбинации в $n\text{-InGaAsSb}$ и $n\text{-GaSb}$, соответственно. Во всем исследованном диапазоне температур (290–480 К) в активной области $n\text{-InGaAsSb}$, вследствие ударной ионизации горячими электронами, разогретыми за счет скачка потенциала в зоне проводимости, происходило образование дополнительных электронно-дырочных пар, дающих вклад в излучательную рекомбинацию, что приводило к нелинейному возрастанию электролюминесценции и оптической мощности с увеличением тока накачки. При нагреве в интервале температур 290–345 К наблюдалось сверхли-

нейное, а при $T>345$ К — линейное увеличение мощности излучения длинноволновой полосы (рис. 1). В данной работе впервые сообщается об увеличении мощности излучения светодиодной гетероструктуры с ростом температуры. Показано, что рост мощности излучения при увеличении температуры обусловлен уменьшением пороговой энергии ударной ионизации, вследствие сужения ширины запрещенной зоны активной области.

Исследование влияния облучения на изменение концентрации неравновесных носителей заряда в базе кремниевого *p-i-n*-диода с кванторазмерными включениями германия

М.М. Иванова¹, А.Н. Качемцев¹, О.В. Ткачев², В.П. Шукайло²

¹ФГУП «ФНПЦ НИИИС им. Ю.Е. Седакова», ул. Тропинина, 47, Н. Новгород, 603137, Россия

²ФГУП «РФЯЦ ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина», ул. Васильева, 13, Снежинск, 456770, Россия

тел: (831)466-61-30, факс: (831)466-87-52, эл. почта: akach@niiis.nnov.ru

В работе проведен анализ влияния импульсного ионизирующего излучения на изменение концентрации неравновесных носителей заряда в базе кремниевого *p-i-n*-диода с кванторазмерными включениями германия.

Структуры представляли собой кремниевые *p-i-n* диоды, в нелегированную *i*-область которых были встроены массивы наностроек германия. Исследуемые образцы подвергались облучению: гамма-нейтронному на импульсном реакторе и тормозному — на ускорителе.

На рис. 1 отражено влияние предварительного гамма-нейтронного облучения на зависимость длительности отклика диода от экспозиционной дозы. Результаты экспериментов аппроксимируются логарифмической зависимостью, что позволяет оценить время жизни неосновных носителей заряда и коэффициент радиационного изменения этого времени.

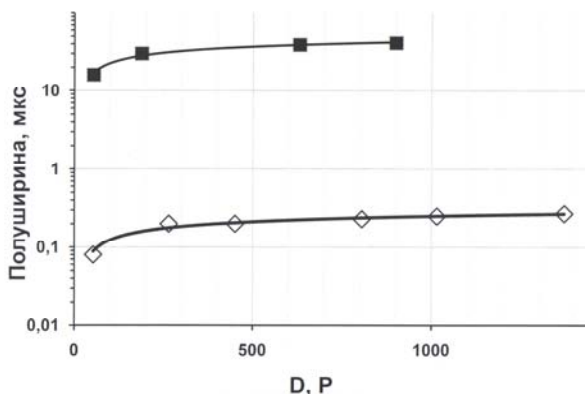


Рис. 1. Влияние предварительного гамма-нейтронного облучения на зависимость длительности отклика диода от экспозиционной дозы: ■ — до облучения. ◇ — после облучения.

В отличие от обычных кремниевых диодов, для которых этот коэффициент составляет при аналогичных условиях эксперимента $\sim 10^{-7} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ [1], для исследуемого диода это значение, найденное расчетным путем с учетом полученных экспериментальных данных, на порядок меньше $\sim 10^{-8} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$. Существующие данные по радиационной деградации германиевых диодов [1] позволяют оценить коэффициент радиационного изменения времени жизни неосновных носителей заряда $\sim 10^{-6} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$.

Таким образом, полученные экспериментальные данные позволяют прогнозировать повышение радиационной

стойкости кремниевых диодов с кванторазмерными включениями германия по сравнению с диодами на объемном кремнии и германии.

Литература

- [1] G.C. Messenger, J.L. Sladig, Radiation Effects on Electronics Preliminary Guidelines for Designing Electronics for Operation in a Radiation Environment NERVA Program, Contract SUP-1 (1970)

Прямоугольные призматические дислокационные петли в оболочках композитных наночастиц

М.Ю. Гуткин^{1,2}, А.М. Смирнов²

¹ИПМаш РАН, Большой пр., 61, В.О., Санкт-Петербург, 199178, Россия

²СПбГПУ, Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

тел: (812) 321-47-64, факс: (812) 321-47-71, эл. почта: andrew@mail.ru

Разработка и изучение композитных наночастиц относятся к основным направлениям исследований в современном материаловедении, физике твердого тела, химии и медицине [1-3]. Контакт составляющих эти наночастицы разнородных материалов приводит к возникновению остаточных упругих деформаций и напряжений, которые могут релаксировать путем формирования разнообразных дефектов [4, 5]. Появление дефектов ведет к деградации электронных, оптических и других свойств композитных наночастиц, что объясняет большой интерес к этой проблеме [2]. В частности, уже более двадцати лет назад обсуждались различные механизмы релаксации остаточных напряжений в композитных наночастицах типа «ядро-оболочка» [4]. Недавно был сделан приближенный количественный анализ этих механизмов [5]. В качестве одного из возможных механизмов такого рода рассматривалось зарождение призматических дислокационных петель в оболочке композитной наночастицы [4, 5], хотя этот вопрос подробно не исследовался.

В данной работе исследованы критические условия появления прямоугольных призматических дислокационных петель в оболочках композитных наночастиц типа «ядро-оболочка». Предполагается, что наночастица упруго изотропна и однородна, причем толщина оболочки много меньше радиуса ядра. Это позволяет использовать модель тонкого слоя на полубесконечной подложке, для которой известно точное аналитическое решение для упругой энергии петли [6]. Найдены изменения полной энергии системы, вызванные образованием петель у свободной поверхности оболочки и у границы раздела между нею и ядром в случаях, когда петля имеет форму квадрата или вытянута вдоль или поперек границы раздела. Показано, что, независимо от места образования петли, энергетически выгоднее случай, когда она вытянута вдоль границы. При этом зарождение со свободной поверхности предпочтительнее. Для двух других конфигураций петель предпочтительнее зарождение у границы раздела «ядро-оболочка». Критическое несоответствие зарождения со свободной поверхности вытянутой вдоль границы петли увеличивается с ростом толщины оболочки и с уменьшением радиуса ядра.

Литература

- [1] S. Behrens, *Nanoscale* **3**, 877 (2011).
- [2] C. De Mello Donega, *Chem. Soc. Rev.* **40**, 1512 (2011).
- [3] D. Shi *et al.*, *Small* **7**, 2549 (2011).
- [4] L.I. Trusov *et al.*, *J. Cryst. Growth* **114**, 133 (1991).
- [5] M.Yu. Gutkin, *Int. J. Engng. Sci.* **61**, Special Issue, 59 (2012).
- [6] M.Yu. Gutkin *et al.*, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, 3539 (2003).

Круговые призматические дислокационные петли в сферически симметричных наноструктурах со свободными поверхностями

А.Л. Колесникова¹, М.Ю. Гуткин^{1,2}, С.А. Красницкий², А.Е. Романов^{3,4}

¹ИПМаш РАН, Большой пр., 61, В.О., Санкт-Петербург, 199178, Россия

²СПбГПУ, Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

³ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

⁴СПб ГУ ИТМО, Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия

тел: (812) 321-47-64, факс: (812) 321-47-71, эл. почта: m.y.gutkin@gmail.com

Дислокационные петли играют важную роль в физике и механике полупроводниковых наноструктур. Разработка теоретических моделей их поведения требует знания упругих полей и энергий этих петель в соответствующих наноструктурах. Сегодня уже известны упругие поля и энергии круговых дислокационных петель в бесконечной среде, у плоских границ раздела и свободных поверхностей, в тонких плоских слоях и в цилиндрических системах. В то же время, строгие решения задач об упругих полях круговых дислокационных петель в телах со сферическими границами раздела или свободными поверхностями, которыми удобно моделировать полупроводниковые наноструктуры, исчерпываются работами [1–3].

В настоящей работе получено решение граничной задачи теории упругости о круговой призматической дислокационной петле в упругом теле с одной или двумя сферическими свободными поверхностями: в шаре, в бесконечном теле со сферической полостью и в сферической оболочке конечной толщины. В предположении, что петля занимает осесимметричное положение относительно сферических поверхностей, найдены поля напряжений, дилатации и упругая энергия петли. Решения получены аналитически в виде рядов с полиномами Лежандра, удобных для численных расчетов. Последние иллюстрируются картами напряжений, дилатации и упругой энергии. Показано, что в случае, когда радиус петли соизмерим с радиусом свободной поверхности, поля напряжений и дилатации сильно экранируются и искажаются свободной поверхностью. Кроме того, в их распределении наблюдаются новые интересные качественные отличия от случая бесконечной однородной среды. Например, дилатация может менять знак в приповерхностных областях шара, вблизи полости и в оболочке. Для петли внедрения это создает условия, благоприятные для зарождения на поверхности вакансий и для их миграции к плоскости петли, где они могут аннигилировать с формирующими петлю межузельными атомами и частично компенсировать сжатие внутри петли. В результате присутствие в таких системах призматических дислокационных петель может оказаться кинетически неустойчивым. Упругая энергия петли сильно зависит от ее радиуса и положения в шаре (частице), в оболочке или вблизи полости. В частицах и оболочках энергия достигает максимума, когда петля залегает в экваториальной плоскости и имеет радиус порядка 0.8 радиуса частицы или оболочки. В случае полости она увеличивается по мере роста радиуса петли и ее смещения из экваториальной плоскости.

Литература

[1] J.R. Willis *et al.*, *Philos. Mag. A* **48**, 95 (1983).

[2] V.G. Gryaznov *et al.*, *Phys. Rev. B* **44**, 42 (1991).

[3] В.П. Бондаренко, Н.В. Литошенко, *Прикл. механика* **33**, 7, 16 (1997).

Петли дислокаций несоответствия в композитных наночастицах типа «ядро-оболочка»

М.Ю. Гуткин^{1,2}, А.Л. Колесникова¹, С.А. Красницкий², А.Е. Романов^{3,4}

¹ИПМаш РАН, Большой пр., 61, В.О., Санкт-Петербург, 199178, Россия

²СПбГПУ, Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

³ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

⁴СПб ГУ ИТМО, Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия

тел: (812) 321-47-64, факс: (812) 321-47-71, эл. почта: krasnitckii@gmail.com

В последние годы большой интерес вызывают композитные наночастицы типа «ядро-оболочка», которые находят применение в оптоэлектронике, фотонике, спинтронике, катализе, сенсорных устройствах, солнечных батареях, медицине и т.д. [1–3]. Поскольку материалы ядра и оболочки имеют разные параметры кристаллических решеток и коэффициенты теплового расширения, образование таких наночастиц сопровождается формированием в них остаточных напряжений несоответствия, которые при определенных условиях могут релаксировать по разным механизмам [4, 5]. Один из таких механизмов — образование вокруг ядра круговых призматических петель дислокаций несоответствия. Приближенный анализ критических условий формирования такой петли в экваториальной плоскости наночастицы сделан в работе [5], где рассмотрены предельные случаи, когда радиус ядра либо много меньше радиуса оболочки, либо стремится к нему. Полученное нами недавно точное аналитическое решение [6] граничной задачи теории упругости о круговой призматической дислокационной петле, залегающей коаксиально в упругом шаре, позволяет точно исследовать ту же задачу в общем случае, когда петля дислокации несоответствия может быть смещена из экваториальной плоскости при любом отношении радиусов ядра и оболочки. При этом предполагается, что наночастица упруго однородна.

В данной работе рассчитано изменение полной энергии такой системы при образовании на границе ядра и оболочки круговой призматической петли дислокации несоответствия. Показано, что появление такой петли становится энергетически выгодным, если параметр несоответствия превышает некоторое критическое значение, которое определяется геометрическими характеристиками системы. При этом наиболее предпочтительно положение петли в экваториальной плоскости наночастицы. Полученные точные результаты хорошо согласуются с результатами приближенных расчетов [5], если радиус наночастицы достаточно велик. Если же он становится меньше 60–80 нм, то точные значения критического несоответствия становятся заметно ниже приближенных, т.е. предсказывают меньшую устойчивость системы к зарождению петли дислокации несоответствия.

Литература

- [1] Y.W. Cao, U. Banin, J. Am. Chem. Soc. **122**, 9692 (2000).
- [2] W. Schartl, Nanoscale **2**, 829 (2010).
- [3] C. De Mello Donega, Chem. Soc. Rev. **40**, 1512 (2011).
- [4] L.I. Trusov *et al.*, J. Cryst. Growth **114**, 133 (1991).
- [5] M.Yu. Gutkin, Int. J. Engng. Sci. **61**, Special Issue, 59 (2012).
- [6] A.L. Kolesnikova *et al.*, Int. J. Solids Struct. (2013), <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijsolstr.2013.02.012>

Определение модуля Юнга (Ga,Mn)As ННК

А.Д. Буравлев¹⁻³, Н.В. Сибирев^{1,2}, Д.В. Безнасюк^{1,2}, Н. Лебедева⁴, С. Новиков⁴,
Х. Липсанен³, Г.Э. Цырлин¹⁻³

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²Академический университет, ул. Хлопина, 8-3, Санкт-Петербург, 194021, Россия

³Институт аналитического приборостроения РАН, ул. Ивана Черных, 31-33, Санкт-Петербург, 198095, Россия

⁴Аальто университет, ул. Тиетотие, 3, Эспоо, FI-00076, Финляндия

тел: (812)297-79-48, факс: (812)297-10-17, эл. почта: bour@mail.ioffe.ru

Благодаря своим размерам и уникальной форме полупроводниковые нитевидные нанокристаллы (ННК) представляют собой перспективные объекты также для создания микро- и наноэлектромеханических (МЭМС и НЭМС, соответственно) сенсоров, датчиков и других подобных устройств. Однако измерение механических свойств одиночных ННК представляет определенную проблему вследствие сложностей связанных с применением стандартных методик.

В настоящей работе докладывается о новом способе определения модуля Юнга (Ga,Mn)As ННК с помощью растрового электронного микроскопа (РЭМ).

При исследовании морфологии массивов ННК, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии, с использованием РЭМ было обнаружено, что при определённых скоростях сканирования наблюдается размытие изображений ННК. Детальное изучение положений конкретных ННК показало, что ННК начинают совершать колебания под воздействием электронного пучка.

Однако в нашем случае также иногда наблюдались медленные колебания ННК. При этом ННК отображался, как бегущие прямоугольные волны или вращающиеся эллипсы. Наблюдение подобных эффектов, по-видимому, может быть связано с тем, что частота собственных механических колебаний ННК при определённых условиях становится кратной частоте сканирования луча микроскопа.

Для моделирования экспериментальных изображений была написана программа, которая находила координаты ННК и положение луча РЭМ на основании численного решения системы уравнений, описывающих колебания стержня с одним свободным концом.

Анализ полученных данных позволил определить значение модуля Юнга для (Ga,Mn)As ННК которое составило ~ 41 ГПа.

Формирование и свойства латерального р-п перехода в топологическом изоляторе Bi_2Te_3

О.Е. Терещенко^{1,3}, К.А. Кох^{2,3}, С.В. Макаренко¹, В.А. Голяшов³, О.А. Шегай¹

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

²Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, пр. Лаврентьева, 5, Новосибирск, 630090, Россия

³Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

тел: (383)330-44-75, факс: (383)330-27-71, эл. почта: teresh@isp.nsc.ru

Интерес к изучению поверхностей (0001) монокристаллов V_2VI_3 связан с проявлением этими соединениями свойств топологических изоляторов (ТИ). Данные материалы являются изоляторами в объёме, поверхность которых становится проводящей вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия и возникновения спин-расщеплённых поверхностных состояний с непрерывным спектром, образующим Дираковский конус. Стабильность поверхностей ТИ и высокая степень спиновой поляризации в нижней и верхней частях конуса Дирака расширяет возможности использования этих материалов в приложениях спинтроники, в частности, при создании ТИ приборов на р-п переходах и затворах. В теоретической работе [1] была предложена идея реализации р-п перехода в ТИ на основе соединения $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_3$, в котором р-п переход формируется за счет изменения стехиометрии соединения, либо затворным напряжением, подаваемым на одну из областей. До настоящего времени латеральный р-п переход в ТИ не был реализован.

В данной работе мы сообщаем о создании латерального р-п перехода в соединении Bi_2Te_3 с границей перехода перпендикулярной плоскости скола (0001). Образцы были получены сколом вдоль плоскости (0001). Электрофизические свойства изучались методом Холла в температурном интервале 4–300 К. Структура и электронные свойства поверхности были изучены методами атомно-силовой и туннельной сканирующей спектроскопией, а также фотоэмиссией с пространственным разрешением для идентификации поверхностных состояний в р- и п- областях.

На основании равновесной фазовой диаграммы и условий роста в модифицированном методе Бриджмана предсказан и реализован встроенный р-п переход в соединении Bi_2Te_3 , механизм формирования которого связан с эффектом сегрегации теллура и, как следствие, распределением собственных точечных дефектов в кристалле. В области р-п перехода коэффициент Холла изменял знак, при этом в п-области концентрация электронов уменьшалась на два порядка (до 10^{17} cm^{-3}), а подвижность достигала величины более $6 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ при $T=4 \text{ K}$. Обнаружено, что на поверхности (0001) как в р-, так и п- области формируется приповерхностный изгиб зон вниз, что приводит к формированию двумерного электронного газа. Вольтамперные зависимости р-п перехода показали омический характер. В работе обсуждаются механизмы транспорта носителей в р-п переходе, включающие транспорт по ТИ состояниям и в 2D электронном газе.

Литература

[1] J. Wang, X. Chen, B.-F. Zhu, and S.-C. Zhang, Phys. Rev. B **85**, 235131 (2012).

Спиновая поляризация в поверхностных состояниях и инертность поверхности топологических изоляторов

О.Е. Терещенко^{1,3}, К.А. Кох^{2,3}, В.А. Голяшов³, С.В. Еремеев⁴, Т.В. Меньщикова⁴,
Е.В. Чулков⁵, К. Miyamoto⁶, А. Kimura⁶, Т. Okuda⁶, Н. Miyahara⁶, К. Kuroda⁶

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

²Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, пр. Лаврентьева, 5, Новосибирск, 630090, Россия

³Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

⁴Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 636021 Томск

⁵Donostia International Physics Center (DIPC), 20018 San Sebastian/Donostia, Basque Country, Spain

⁶Hiroshima Synchrotron Radiation Center, Hiroshima University, 2-313 Kagamiyama, Higashi-Hiroshima 739-0046, Japan

тел: (383)330-44-75, факс: (383)330-27-71, эл. почта: teresh@isp.nsc.ru

В работе изучены перспективные, с точки зрения электронного строения, соединения $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ и Bi_2TeSe_2 [PRL 109, 166802 (2012)], а также пассивационные свойства поверхности (0001) $\text{Bi}_2[\text{Se}(\text{Te})]_3$. Впервые экспериментально показано, что высокая степень спиновой поляризации (~80%) сохраняется при переходе через точку Дирака с верхней ветки на нижнюю (рис. 1а,с) и находится в хорошем согласии с расчетами из первых принципов (рис. 1б).

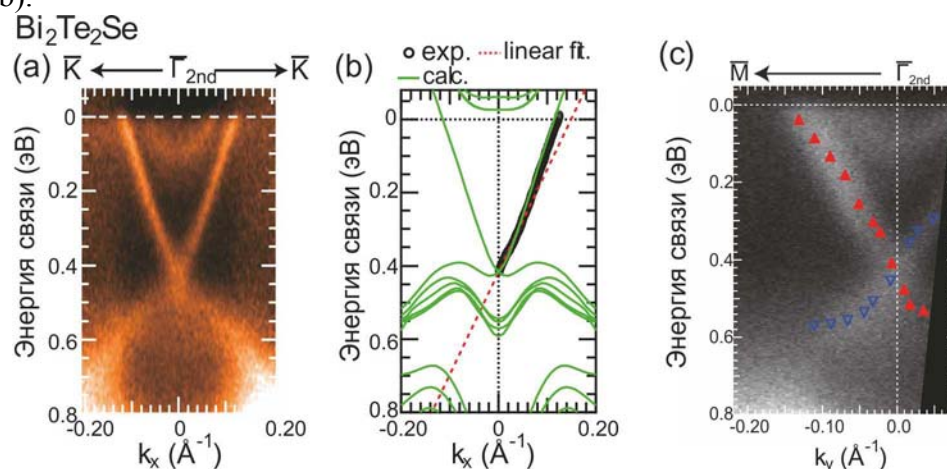


Рис.1 Дисперсионные кривые $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ вдоль направления Γ -К, измеренные методом фотоэмиссии с угловым разрешением (а) сравниваются с теоретическим результатом (б). (с) — результат измерения энергетического распределения электронов с разрешением по спину: треугольники вверх отражают распределения электронов по спину вверх, треугольники вниз — по спину вниз.

Экспериментально и расчетами из первых принципов объяснен механизм окисления поверхности (0001) $\text{Bi}_2[\text{Se}(\text{Te})]_3$. Бездефектная поверхность (0001) $\text{Bi}_2[\text{Se}(\text{Te})]_3$ остаётся инертной к окислению после долгого (несколько месяцев) хранения образцов на воздухе. Стабильность поверхностей ТИ и высокая степень спиновой поляризации в нижней и верхней частях конуса Дирака расширяет возможности использования этих материалов в приложениях спинтроники, в частности, при создании ТИ приборов на р-п переходах и затворах.

Горячие электроны в квантовой яме HgTe с линейной дисперсией

Ю.Б. Васильев¹, Н.Н. Михайлов², Г.Ю. Васильева^{1,3}, Ю.Л. Иванов¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

²ИФП им. А.В. Ржанова, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

³СПбГПУ, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 194021, Россия

эл. почта: yu.vasilyev@mail.ioffe.ru

Проведены исследования транспорта и терагерцового (ТГц) излучения в узкозонных квантовых ямах HgTe при разогреве носителей электрическим полем, приложенным вдоль плоскости ямы. Эксперименты выполнены в квантовых ямах толщиной 6.5 нм и 6.6 нм, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке (013) GaAs. Энергетический спектр носителей в таких образцах является линейным с фиксированной величиной Фермиевской скорости $c^* = 6.37 \times 10^5$ м/с, определенной нами из корневой зависимости циклотронной энергии от магнитного поля $\omega \sim \sqrt{B}$.

Измерения проводились с использованием коротких импульсов напряжения длительностью 10 мкс и периодом повторения 10 Гц. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) образцов измерена при двух значениях температуры ($T=77$ К и $T=4.2$ К) и представляет собой экспоненциальную зависимость тока от напряжения с близкими параметрами для обеих температур. Такой вид ВАХ является, по-видимому, следствием Зинеровского туннелирования. ТГц излучение измерялось с помощью фотоприемника Ge(Ga) при температуре жидкого гелия. Мощность излучения линейно растет с ростом величины тока и достигает величины 10 мкВт при токах амплитудой порядка 60 мА. Времена спада и нарастания импульса излучения меньше 1 мкс. Это свидетельствует о том, что излучение не является тепловым. Различные процессы, ответственные за появление ТГц излучения, обсуждаются в докладе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и программ РАН.

Возбуждение фототока в двумерном топологическом изоляторе циркулярно поляризованным светом

С.Н. Артеменко^{1,2}, В.О. Каладжян^{1,2}

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

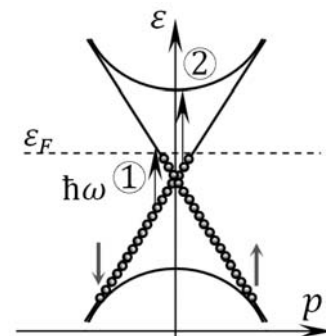
²МФТИ(ГУ), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700, Россия

тел: +7 (495) 629 3574, факс: +7 (495) 629 3678, эл. почта: art@cplire.ru

Связь между направлениями спина и импульса электронов в поверхностных проводящих состояниях топологического изолятора (ТИ) может приводить к интересным фотогальваническим эффектам. В работе [1] наблюдался фототок в трехмерном ТИ Be_2Se_3 , возникающий при поглощении циркулярно поляризованного света, причем направление тока зависело от направления поляризации. Теоретически возникновение тока при облучении рассматривалось нами для случая двумерного ТИ (гетероструктуры $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$) [2] и в работе [3] для 3D Be_2Se_3 . Случай 2D ТИ представляется более интересным, поскольку краевые токи, в отличие от 3D ТИ, не подавляются за счет рассеяния импульса электронов в краевых состояниях, создающих круговые токи. Спектр краевых и зонных 2D состояний схематически представлен на рисунке, где стрелки внизу показывают направление спина на ветвях спектра краевых состояний, а стрелки с цифрами обозначают оптические переходы.

Мы теоретически изучаем возбуждение фототока в 2D ТИ за счет двух типов оптических переходов при различных частотах излучения. При облучении правополяризованным светом с энергией кванта больше удвоенной энергии Ферми ε_F , поглощение происходит за счет магнитодипольных переходов, отмеченных на рисунке цифрой 1, а электродипольные переходы в главном приближении запрещены. Интенсивность таких переходов мала, но мала и вероятность рекомбинации, поскольку для рекомбинации требуется изменение спина электрона. Избыток фотогенерированных электронов со спином вверх приведет к появлению краевого тока. Величина тока насыщается с ростом интенсивности света, достигая величины $I = G_0(\hbar\omega - 2\varepsilon_F)/e$, где $G_0 = e^2/h$ — квант проводимости, ω — частота света [2].

С ростом частоты, когда частота излучения становится больше расстояния от энергии Ферми до подзоны H1 , становятся возможны более интенсивные электродипольные переходы с краевых состояний в непрерывные состояния H1 (2 на рисунке). Возникает поляризованный по спину электронов ток, величина которого максимальна, если выполняется естественное предположение, что время рассеяния электронов между ветвями краевых возбуждений много больше времени безызлучательной рекомбинации между состояниями в зоне H1 и краевыми состояниями. В этом случае ток может достигать величины порядка $G_0(E_{\text{H1}} - \varepsilon_F)/e$.



Литература

[1] J.W. McIver et al, Nature Nanotechnology Letters 7, 96 (2012).

[2] S.N. Artemenko, V.O. Kaladzhyan, Письма в ЖЭТФ 97, 88 (2013).

[3] Alexandra Junck, Gil Refael, Felix von Oppen, arXiv:1301.4392 (2013).

Авторский указатель

- Abrosimov N.V., 354
Abusaa M., 76
Adomavicius R., 387
Bacher G., 319
Baranov A., 432
Bayer M., 18, 23, 299, 310
Benckiser E., 241
Bergman J.P., 221
Besombes L., 81
Biadala L., 299
Bombeck M., 18
Burmistrov I.S., 108
Cheng H.-H., 169
Claverie A., 453
Cristiani G., 241
Danckaert J., 76
Danilov S.N., 309
Dhochak K., 217
Dobbie A., 238
Drachenko O., 101
Dressel M., 348
Drexler C., 129
Dubertret B., 285, 299
Dunker D., 299
Eaves L., 206
Efros A.L., 299
Enichlmair H., 441
Erneux T., 76
Forchel A., 85, 120
Furdyna J., 18
Ganichev S.D., 109, 129, 309
Geurts J., 257
Girard P., 432
Gornyi I.V., 108
Grasser T., 441
Gwo S., 181
Habermeier H.U., 241
Halpin J.E., 238
Hassan A.H.A., 238
Haug R.J., 127
Heine A., 127
Hermier J.-P., 299
Höfling S., 85, 120
Hyart T., 386
Hýtch M.J., 453
Irmer G., 277
Jager J., 18
Javaux C., 299
Je J. H., 322
Kamp M., 85, 120
Karczewski G., 23, 314
Kazansky P., 205
Kehl C., 257
Keimer B., 241
Kimura A., 463
Klitzing K., von, 379
Koenig E.J., 108
Kossut J., 23
Krotkus A., 387
Kuroda K., 463
Lafkioti M., 241
Lähderanta E., 38, 277
Lampel G., 17
Langer L., 23
Lashkul A., 277
Lassailly Y., 17
Lassmann K., 348
Leadley D.R., 238
Lejay P., 104
Li X., 17
Lipsanen H., 243
Liu F., 299
Liu X., 18
Maclaren Ian, 423
Makarovsky O., 206
Marianne H., 81
Matiks Y., 241
Mcgrouter Damien, 423
Mirlin A.D., 108
Mironov O.A., 238
Miyahara H., 463
Miyamoto K., 463
Monceau P., 104
Monemar B., 29, 221, 280
Morelli Alessio, 423
Morris R.J.H., 238
Nykänen H., 199, 376
Okuda T., 463
Olbrich P., 109, 129
Orlita M., 101, 238
Ostrovsky P.M., 108
Paget D., 17
Palmour J.W., 416
Park J.M., 441
Patane A., 206
Peretti J., 17
Plank H., 309
Ploog K.H., 110
Pohl H.-J., 348
Pozina G., 29, 221, 280
Protopopov I.V., 108
Reboh S., 453
Riemann H., 354
Riuttanen L., 199, 376
Röder C., 277
Schmidt H., 127
Schneider C., 85, 120
Schuh D., 309
Sibbett W., 76, 451
Smet J.H., 241, 379
Smirnov D., 127
Song Y.W., 277
Sprung C., 277
Suihkonen S., 199, 243, 376
Svensk O., 199, 243, 376
Teissier R., 432
Teppe F., 101
Toropov A.B., 283
Tripathi V., 217
Umansky V., 379
Viktorov E.A., 76
Vrejiou Ionela, 423
Weiss D., 36, 106, 309
Werner P., 82, 218
Wojtowicz T., 23
Wolverson D., 257
Wurstbauer U., 309
Yakimova A.R., 406
Zahn D.R.T., 283, 285
Абрамкин Д.С., 55
Абрамов А.С., 180
Абрамов В.В., 386
Абросимов Н.В., 140, 348
Аверин С.В., 209, 370
Аверкиев Н.С., 38, 86, 110, 253, 294, 339
Авилов В.И., 428
Агапов Б.Л., 204
Агеев О.А., 398, 423
Агеева Н.Н., 137
Агемян В.Ф., 199
Агринская Н.В., 297
Адиятуллин А.Ф., 360
Акимов А.Б., 89
Акимов А.В., 18
Акимов И.А., 15, 23, 35, 310
Аксенов М.С., 187
Аксенов С.В., 306
Александров И.А., 272
Алексеев А.Н., 361, 446
Алексеев К.Н., 386
Алексеев П.А., 432
Алексеев П.С., 127
Алешин А.Н., 389
Алешкин В.Я., 44, 218, 219, 223, 230, 343
Алиев В.Ш., 168
Алкеев Н.В., 209, 370

- Аллаярова З., 415
 Алтухов И.В., 124, 380
 Альперович В.Л., 60, 193
 Алябьева Н.И., 423
 Амброзевич С.А., 275
 Аминев Д.Ф., 242
 Андреев Б.А., 149, 203, 345, 366
 Андреев В.М., 72, 442
 Андреев И.А., 75, 90
 Андреев И.В., 49
 Андрианов А.В., 377
 Андрианов Г.О., 115
 Андрийчук М.Д., 340
 Андроников Д.А., 202
 Анисимов А.Н., 19
 Антоненко А.Х., 164
 Антонов А.В., 112, 177, 237, 345, 356
 Антонов Д.А., 425
 Антонов И.Н., 425
 Антонова И.В., 128
 Аплеснин С.С., 139
 Арапов Ю.Г., 232, 252, 266
 Аргунова Т.С., 322
 Арешкин А.Г., 30
 Армбристер В.А., 157, 173, 213, 311
 Аронзон Б.А., 16, 217
 Арсеев П.И., 117
 Арсланов Р.К., 296
 Арсланов Т.Р., 296
 Артеменко С.Н., 465
 Артемьев Д.М., 58, 359
 Аруев П.Н., 448
 Арыков В.С., 426
 Асеев А.Л., 52, 430
 Аскарлов Ш.И., 350
 Асрян Л.В., 208
 Астафьев Н.И., 147
 Астров Ю.А., 344
 Астрова Е.В., 89, 408
 Атращенко А.В., 387
 Афонин Н.Н., 192
 Ахундов И.О., 60
 Бабаев А.А., 400
 Бабанов Ю.А., 338
 Бабунц Р.А., 19
 Багаев В.С., 27, 200, 264
 Багаев Т.А., 68, 94, 450
 Баграев Н.Т., 332, 346, 347
 Баграмов В.Г., 417
 Баженов Н.Л., 327, 351
 Базалевский М.И., 382
 Байдакова Н.А., 236, 240
 Байдусь Н.В., 234, 276
 Байер М., 15, 35
 Байрамов Б.Х., 277
 Байрамов Ф.Б., 277
 Бакаров А.К., 52, 65, 71, 97, 124, 262, 426
 Бакин В.В., 57
 Бакулин А.В., 63, 187
 Балашев В.В., 214
 Балдычева А.В., 89, 408, 414
 Баранов А.Н., 77
 Баранов М.А., 409
 Баранов П.Г., 19, 314, 363, 365
 Барановский М.В., 233
 Барышников К.А., 339
 Бацанов С.А., 282
 Бебенин Н.Г., 153
 Безнасюк Д.В., 461
 Безрядин Н.Н., 158, 163
 Бекин Н.А., 118
 Белов А.И., 364
 Белов С.В., 325
 Белогорохов И.А., 396, 397
 Белолипецкий А.В., 273
 Белых В.В., 120
 Бельков В.В., 21, 97, 109
 Бельтюков Я.М., 399
 Беляев К.Г., 280
 Белякова Н.С., 170
 Бенеманская Г.В., 184
 Бер Б.Я., 197
 Бережной К.В., 417
 Березовец В.А., 297
 Берковиц В.Л., 198
 Берсукер И.Б., 339
 Берг Н.А., 287
 Бессолов В.Н., 62
 Бимберг Д., 40
 Бирюков А.А., 234
 Бирюков М.Ю., 358, 403
 Бисти В.Е., 323
 Блэз Ж., 80
 Блецкан Д.И., 333
 Блецкан М.М., 333
 Блинов Ю.Ф., 398
 Блондин М., 195
 Блохин С.А., 40
 Бобров А.И., 179, 224
 Бобров М.А., 40
 Бобыль А.В., 170, 180, 402
 Богданов Е.В., 418
 Богданов К.В., 409
 Богданова Е.В., 116, 325
 Богоявленская Е.А., 455
 Бойко А.М., 170, 402
 Бойко В.М., 342
 Бойко М.Е., 170, 402
 Болотов В.В., 358, 403
 Болтарь К.О., 447
 Болховитянов Ю.Б., 141
 Большаков А.С., 210
 Бондаренко А.С., 369
 Бордовский Г.А., 321
 Борис А.А., 241
 Борис А.В., 241
 Борисов Е.В., 199
 Бортников С.Г., 168
 Бочаров А.А., 88
 Бровчук С.М., 326
 Броневова И.Л., 137
 Брудный В.Н., 342, 352
 Брунев Д.В., 92
 Брунков П.Н., 59, 195, 320
 Брылевский В.И., 427
 Бугров В.Е., 58, 359
 Буданов А.В., 163
 Буданцев М.В., 65, 124, 262
 Будкин Г.В., 109
 Буйских А.С., 385
 Буравлев А.Д., 81, 123, 320, 385, 461
 Бурбаев Т.М., 125
 Бурдейный Д.И., 343
 Бурдов В.А., 290, 318
 Бурзин С.Б., 440
 Бурлаков И.Д., 447
 Бурмистров И.С., 304
 Бутурович Д.В., 156
 Бушуев Е.В., 216
 Бушуйкин П.А., 149
 Ваванова С.В., 190
 Вавилова Л.С., 438
 Вайнилович А.Г., 73
 Вайнштейн Ю.С., 202, 341
 Валах М.Я., 285
 Валишева Н.А., 63, 187
 Вальков В.В., 47, 306
 Варавин В.С., 159, 327
 Васильев А.В., 150
 Васильев А.П., 123
 Васильев А.Ю., 435
 Васильев В.И., 178
 Васильев Р.Б., 324, 357
 Васильев Ю.Б., 127, 464
 Васильева Г.Ю., 127, 464
 Васильевский И.С., 245, 286
 Вдовин Е.Е., 206
 Веденеев А.С., 300
 Вейнгер А.И., 28, 140
 Векслер М.И., 74, 229, 441
 Веревкин С.С., 342
 Верховцева А.В., 380
 Викулов В.А., 214

- Вилков О.В., 406
 Виниченко А.Н., 245, 286
 Вирлинг П., 97
 Витлина Р.З., 263
 Витухновский А.Г., 275
 Вихрова О.В., 223, 276, 312
 Вишняков А.В., 92
 Власов А.С., 178
 Власов Ю.Н., 158, 163
 Власова Р.М., 391
 Внукова А.В., 171
 Войцеховский А.В., 335, 336
 Волков В.А., 99, 100, 131, 308
 Волкова Я.Ю., 401
 Володин В.А., 53, 164
 Воробьев А.Б., 267
 Воробьев Л.Е., 82, 199, 376
 Воронов М.М., 84
 Вывенко О.Ф., 292, 369
 Вьюрков В.В., 407
 Габибов С.Ф., 148
 Гавриленко В.И., 32, 44, 101, 112, 223, 237, 238
 Гавриленко Л.В., 219, 230, 345
 Гаврилов С.С., 103, 121
 Гаврилова Т.А., 65, 410
 Гагис Г.С., 178
 Гаджиалиев М.М., 329
 Гайслер А.В., 52
 Гайслер В.А., 51, 52
 Галиев Г.Б., 225, 231
 Галиев Г.Г., 380
 Галицын Ю.Г., 160, 172
 Галкин К.Н., 190
 Галкин Н.Г., 190, 422
 Ганичев С.Д., 21, 97
 Ганьшина Е.А., 300
 Гапонова Д.М., 219, 230
 Гармаш В.И., 440
 Гасанов О.М., 334
 Герасименко Я.А., 254
 Гергель В.А., 380
 Германенко А.В., 50, 251, 255
 Герт А.В., 54
 Гец Д.С., 346, 347
 Гиппиус Н.А., 29, 89, 103, 121, 408
 Гисматулин А.А., 443
 Гладышева Н.Б., 370
 Глазов А.Л., 72
 Глазов М.М., 13, 22, 86, 120, 301, 302
 Глинский Г.Ф., 207, 233
 Говоркова Т.Е., 340
 Голобокова Л.С., 410
 Головатенко А.А., 58
 Головенчиц Е.И., 24
 Голод С.В., 88
 Голощапов С.И., 28, 140
 Голуб Л.Е., 37, 261, 381
 Голубев В.Г., 84, 409
 Голяшов В.А., 63, 462, 463
 Гончар К.А., 291
 Горбатюк А.В., 94, 450
 Горбацевич А.А., 382
 Горбунов А.В., 102
 Горлачук П.В., 68, 70
 Горлова И.Г., 25
 Горошко Д.Л., 422
 Горшков О.Н., 425
 Горшкова Н.М., 380
 Горшунов Б.П., 241, 348
 Грановский А.Б., 300
 Грачев Д.А., 228
 Гребенщикова Е.А., 77, 442
 Грехов И.В., 39, 69, 91, 229, 433
 Грешнов А.А., 351, 371, 399
 Григорьев П.Д., 104
 Гридчин В.А., 46
 Гриняев С.Н., 352
 Гриценко В.А., 41, 328
 Громов А.Л., 176
 Гронин С.В., 59, 73, 93
 Грудинкин С.А., 409
 Гудина С.В., 232, 252, 266
 Гудков В.В., 330, 339
 Гузев А.А., 215, 434
 Гуляев Д.В., 222, 410
 Гуменюк-Сычевская Ж.В., 384
 Гуревич В.Л., 79
 Гуревич С.А., 202
 Гурин А.С., 314, 365
 Гусев О.Б., 273, 341
 Гусейнов Д.В., 354
 Гусейнов Дж.И., 334
 Гусин Д.В., 433
 Гусихин П.А., 48
 Гутаковский А.К., 55, 141, 272, 282
 Гуткин М.Ю., 322, 349, 458, 459, 460
 Гущин М.И., 102
 Давоян А.Р., 375
 Давыдов А.Б., 217
 Давыдов В.Ю., 180, 181, 197
 Давыдов С.Ю., 226
 Давыдовская Д.В., 246
 Данилов А.И., 45, 68
 Данилов Л.В., 248
 Данилов С.Н., 42, 97, 372
 Данилов Ю.А., 35, 310, 312
 Даниловский Э.Ю., 346, 347
 Даунов М.И., 148, 329
 Дворецкий С.А., 21, 36, 44, 50, 92, 95, 101, 106, 109, 112, 159, 215, 237, 251, 254, 255, 258, 327
 Двуреченский А.В., 157, 173, 213, 311
 Девизорова Ж.А., 308
 Дементьев П.А., 196, 198, 287
 Демьяненко М.А., 43, 419
 Денисенко Ю.И., 455
 Денисов Д.В., 203
 Денисов С.А., 224, 239
 Дербезов И.А., 52
 Дерябин А.С., 141
 Дерягин А.Г., 76, 451
 Джаган В.Н., 285
 Джафаров Т.А., 334
 Джигоев Р.И., 15, 303
 Дижур С.Е., 268
 Димитриев А.А., 214
 Димитриев Г.С., 110
 Дмитриев А.В., 145, 146
 Дмитриев А.П., 127, 273, 274
 Дмитриев Д.В., 17, 63, 83, 97, 283
 Днепровский В.С., 289
 Добровольский А.А., 372
 Довгер Е.И., 303
 Додин Е.П., 234
 Домашевская Э.П., 204
 Донцов А.А., 77, 444
 Дорожкин С.И., 317, 379
 Дорофеев А.А., 370
 Дорохин М.В., 312
 Дричко И.Л., 256, 261
 Дровосеков А.Б., 300
 Дроздов К.А., 324
 Дроздов М.Н., 118, 177, 191, 218, 239
 Дроздов Ю.Н., 118, 224
 Дронов М.А., 396, 397
 Дубина М.В., 277
 Дубинин С.Ф., 331
 Дубинов А.А., 44, 218, 421
 Дубровский В.Г., 183, 201
 Дуда Т.А., 282
 Дудин А.Ю., 425

- Дульцев Ф.Н., 410
 Дунаевский М.С., 432
 Дурнев М.В., 302, 309
 Дьяков С.А., 89, 408, 414
 Дьяконов А.М., 256
 Дюделев В.В., 75, 76, 451
 Евстропов В.В., 439
 Евтихий В.П., 387
 Егоркин В.И., 382, 440
 Егоров А.Ю., 87
 Ежевский А.А., 354
 Ельцина О.С., 202, 341
 Емельянов А.В., 189, 205
 Емельянов А.М., 138
 Еремеев С.В., 463
 Еремин И.С., 286
 Ермаков В.С., 342
 Ермачихин А.В., 431
 Ершов А.В., 228
 Ерюков Н.А., 282, 283, 285
 Есаев Д.Г., 43, 419
 Ефимов А.А., 62
 Ефремов Д.В., 47
 Жарков А.В., 401
 Жданов Е.Ю., 124, 262
 Жевстовских И.В., 330, 339
 Жигалина О.М., 231
 Жигальцов С.С., 380
 Жигунов Д.М., 286
 Жилиев Ю., 195
 Жилиев Ю.В., 303
 Жилиева Е.И., 391
 Житов В.А., 209
 Жмакин А.И., 201
 Жмерик В.Н., 221, 244, 247, 280, 436
 Жолудев М.С., 44, 101
 Жукавин Р.Х., 118, 239
 Жуков А.Е., 76
 Жуков Е.А., 15
 Жукова Е.С., 241, 348
 Журавлев А.Г., 193
 Журавлев А.С., 34, 323
 Журавлев К.С., 26, 71, 167, 172, 197, 222, 272, 426
 Журавлева О.В., 70
 Журтанов Б.Е., 456
 Забегаев Д.Н., 137
 Заболотных А.А., 99
 Забродский А.Г., 28, 140
 Забродский В.В., 448
 Заварин Е.Е., 181, 210
 Загороднев И.В., 100
 Зайцев С.В., 35, 310, 319
 Закиров Е.Р., 215
 Заморянская М.В., 116, 226
 Запасский В.С., 20
 Засавицкий И.И., 185, 216
 Захаров Л.Ю., 209
 Захаров Н.Д., 239
 Захарьин А.О., 377
 Зверев А.В., 92
 Зверков М.В., 68, 94
 Звонков Б.Н., 218, 223, 276, 312
 Звягин И.П., 378
 Здоровейшев А.В., 276, 312
 Зегря Г.Г., 248
 Зеленин В., 195
 Зеленый А.П., 380
 Земляков В.Е., 440
 Зиновьев В.А., 157, 173
 Зиновьева А.Ф., 311
 Зобов Е.М., 152
 Зобов М.Е., 152
 Золотарев В.В., 438, 452
 Зубков В.И., 431
 Зыбцев С.Г., 25, 64, 279
 Иванов Ю.Л., 253
 Иваненко А.А., 161
 Иванов А.В., 68, 70
 Иванов П.А., 69, 91
 Иванов С.В., 29, 31, 59, 73, 93, 196, 221, 244, 246, 247, 280, 309, 316
 Иванов Э.В., 248
 Иванов Ю.Л., 127, 464
 Иванова М.М., 437, 457
 Ивашевская С.Н., 402
 Ивлев К.Е., 358
 Ивченко Е.Л., 22, 37, 302
 Ижнин А.И., 327
 Ижнин И.И., 327
 Иконников А.В., 101
 Илларионов Ю.Ю., 74, 229, 441
 Ильин И.В., 19, 363
 Ильин О.И., 176, 405
 Ильинская Н.Д., 69, 75, 90, 123, 256, 424, 442
 Ильичев Э.А., 380
 Ирхина А.А., 324, 357
 Исаков Д.В., 229
 Ишуткин С.В., 65, 426
 Ищенко Д.В., 166
 Кабаций В.Н., 333
 Кавокин А.В., 20, 80, 301, 313
 Кавокин К.В., 313
 Каган М.С., 123
 Каган М.Ю., 47
 Кадыков А.М., 219
 Казаков И.П., 382
 Казанский А.Г., 189, 205
 Казанцев Д.М., 60
 Казанцев Д.Ю., 197
 Кайбышев В.Х., 59, 316
 Каичев В.В., 328
 Калабухова Е.Н., 347
 Калагин А.К., 52
 Каладжян В.О., 465
 Каланов М., 415
 Калентьева И.Л., 312
 Калинина Е.В., 116
 Калинина К.В., 248, 456
 Калиновский В.С., 72, 442
 Калинушкин В.П., 348
 Калитеевский М.А., 385
 Камаев Г.Н., 46, 164, 188, 443
 Камилов И.К., 148, 296, 329
 Кан В.Е., 358, 403
 Капаев В.В., 374
 Капельницкий С.В., 300
 Капустин А.А., 317
 Карамов Д.Д., 394
 Карандашев С.А., 424
 Карачинский Л.Я., 40
 Каргин Н.И., 245, 286
 Карчер Д., 126
 Кац В.Н., 81, 227
 Кацаба А.В., 275
 Качемцев А.Н., 437, 457
 Качоровский В.Ю., 127, 274
 Качурин Г.А., 164
 Кашкаров В.М., 204
 Кашкаров П.К., 189
 Кведер В.В., 337
 Квон Д.З., 21
 Квон З.Д., 36, 97, 106, 109, 254, 258, 430
 Кеслер В.Г., 215, 434
 Кибис О.В., 250
 Кириенко В.В., 213
 Кириленко Д.А., 31, 226, 247
 Киселев Н.И., 136
 Клевков Ю.В., 151
 Клепикова А.С., 252, 266
 Клименко А.Г., 43
 Клишко Г.В., 59, 316
 Климов А.Э., 61, 166, 174
 Климов Е.А., 225, 231
 Клитцинг К., 126
 Клоков А.Ю., 242, 382
 Клочихин А.А., 181
 Клочков А.Н., 225, 231
 Клыков И.Л., 404
 Клячкин Л.Е., 332, 346, 347
 Князев Е.В., 403

- Князева М.В., 162
 Ковалев А.С., 148
 Ковалев В.М., 249
 Ковчавцев А.П., 215, 434
 Кожанова Ю.В., 212
 Кожемякина Е.В., 26
 Кожухов А.С., 65, 410
 Козик Е.В., 267
 Козлов А.И., 43, 419
 Козлов Г.Г., 20
 Козлов Д.А., 36, 98, 106, 109, 258
 Козлов Д.В., 32, 118, 238
 Козлова М.В., 289
 Козловский В.В., 325
 Козловский В.И., 143, 144, 360
 Козуб В.И., 79, 297
 Козырев Д.С., 125
 Кокурин И.А., 294
 Колесникова А.Л., 459, 460
 Колин Н.Г., 342
 Коломийцев А.С., 171, 176
 Колосов С.А., 151
 Комиссарова Т.А., 31
 Комков О.С., 246
 Конаков А.А., 318, 354
 Коненкова Е.В., 62
 Конников С.Г., 170, 402
 Коновалов Г.Г., 75
 Конончук О., 368
 Контрош Е.В., 442
 Коньков О.И., 69
 Коняев В.П., 68, 94
 Копылов А.В., 66
 Копьев П.С., 73, 93, 244, 280
 Коренев В.Л., 15, 35, 310
 Корнилов В.М., 392, 394
 Коробцов В.В., 214
 Королёв П.С., 348
 Коростелин Ю.В., 143, 144
 Корулин А.В., 342
 Косарев А.И., 180
 Косолобов С.С., 65
 Котельников И.Н., 268
 Котов Г.И., 158, 163
 Котова М.С., 396, 397
 Кох К.А., 462, 463
 Коц И.Н., 405
 Кочерешко В.П., 80, 81, 227
 Кочиев М.В., 122
 Кочура А.В., 16
 Крайнов И.В., 38, 110
 Крамущенко Д.Д., 363
 Крамынин С.П., 152
 Красильник З.Ф., 219, 223, 224, 230, 239, 356, 366
 Красильникова Л.В., 237, 366
 Красницкий С.А., 459, 460
 Красовицкий Д.М., 361, 446
 Крейнес Н.М., 300
 Кривобок В.С., 27, 151, 200, 264, 360
 Кривонос А.Н., 137
 Кривулин Н.О., 179
 Кричевский В.В., 68
 Криштопенко С.С., 98
 Крулевецкая О.В., 353
 Крыжков Д.И., 223
 Крылов И.В., 324
 Кубарев В.В., 88
 Кугель К.И., 217
 Кудинов А.В., 257
 Кудрин А.В., 312
 Кудрявцев К.Е., 112, 218, 356, 366
 Кузнецов П.И., 209
 Кузнецова И.А., 165
 Кузнецова Я.В., 244
 Кузубов С.В., 158, 163
 Кузьменков А.Г., 40
 Кузьмин М.В., 156
 Кузьмин Р.В., 332
 Кукушкин И.В., 48, 49, 126
 Кукушкин С.А., 62
 Кулаковский В.Д., 85, 103, 120
 Кулатов Э.Т., 300, 390
 Кулик Л.В., 34, 96, 311, 323
 Куликаускас В.С., 367
 Кулькова С.Е., 63, 187
 Кунделев Е.В., 87
 Куницына Е.В., 75, 90
 Курдюков Д.А., 84, 409
 Курешов В.А., 447
 Курин С.Ю., 436
 Курицын Д.И., 230
 Курносов В.Д., 68, 70
 Курносов К.В., 70
 Курнявко Ю.В., 94
 Курова И.А., 362
 Курова Н.В., 290, 318
 Кускова А.Н., 231
 Кусраев Ю.Г., 15, 314
 Кучерова О.В., 431
 Кучинская П.А., 157, 173
 Кучинский В.И., 76, 178, 451
 Кютт Р.Н., 181, 197
 Лавров А.А., 424
 Лаврухин Д.В., 225, 231
 Лагудакис П., 20
 Лагудакис П.Г., 313
 Ладугин М.А., 45, 68, 94, 450
 Лазарева Ю.Н., 186
 Ламкин И.А., 243, 436
 Лангер Л., 35
 Лапин В.Г., 71
 Лапушкин М.Н., 184
 Ларионов А.В., 307, 315
 Ларченков М.И., 77
 Латникова Н.М., 424
 Латышев А.В., 52, 60, 194, 410, 422, 430
 Латышев Ю.И., 131, 404
 Лахдеранта Э., 16
 Лачинов А.Н., 392, 394
 Лашкул А.В., 16
 Лебедев А.А., 150, 226, 325, 406
 Лебедев М.В., 182, 196, 198
 Лебедев М.Е., 165
 Лебедев С.П., 150, 226, 406
 Лебедева Е.И., 45, 68
 Лебедева Н., 461
 Левинштейн М.Е., 416, 420, 429
 Левицкий В.С., 180
 Леденцов Н.Н., 40
 Леньшин А.С., 204
 Леонидов А.А., 77
 Лепнева А.А., 377
 Лешко А.Ю., 438
 Ли Г.В., 89, 408
 Лиачи Ф., 59, 316
 Лизунова С.В., 326
 Липсанен Х., 461
 Лисицын А.С., 405
 Лисицын С.А., 176
 Лисунов К.Г., 16
 Литвин Д.П., 150
 Литвинов В.Г., 431
 Лихачёв Е.В., 406
 Лобанов Д.Н., 118, 191, 236, 240, 242
 Лобанов С.В., 85
 Лобинцов А.В., 45
 Логачева В.А., 192
 Лодыгин А.Н., 344
 Лозовик Ю.Е., 105
 Лойко С.О., 117
 Лончаков А.Т., 119, 340
 Лосев С.Н., 451
 Лотин А.А., 16
 Лотт Д., 40
 Лукашин В.М., 71

- Лундин В.В., 181, 210
 Луценко Е.В., 73, 244
 Лучников П.А., 393
 Лысенко В.Г., 219, 230
 Львова Т.В., 196, 198
 Лютецкий А.В., 438
 Лямкина А.А., 83, 160
 Ляпилин И.И., 295
 Магарилл Л.И., 259, 263
 Мазалов А.В., 447
 Мазилкин А.А., 368
 Мазинг Д.С., 288
 Макаренко С.В., 462
 Макаров Ю.Н., 150
 Макарова Т.Л., 28
 Максимов А.А., 85, 211, 298
 Максимов В.И., 331
 Максимов М.В., 76
 Макушенко Р.К., 358
 Малевская А.В., 442
 Малеев Н.А., 40
 Малехонова Н.В., 228
 Малин Т.В., 172, 197
 Малыш В.А., 256, 261
 Малышева Е.И., 312
 Мальцев П.П., 225, 231
 Маляренко А.М., 332, 346, 347
 Мамаев В.В., 361, 446
 Мансуров В.Г., 160, 172, 272
 Мантульников К., 206
 Маргулис В.А., 383
 Маремьянин К.В., 101, 237
 Маренкин С.Ф., 296
 Мариетт А., 80
 Мармалюк А.А., 45, 68, 70, 94, 447, 450
 Мартовицкий В.П., 200, 242, 382
 Марухина Е.П., 178
 Марченко А.В., 155, 321
 Марчишин И.В., 43, 419
 Маршов В.С., 291
 Марьенко М.С., 47
 Маслов А.Ю., 260
 Масюков Н.А., 145
 Матвеев Б.А., 424
 Матвеев С.А., 224, 239
 Матюшкин Л.Б., 288
 Машанов В.И., 169
 Машков В.А., 332
 Маякин В.Ю., 330, 339
 Мездрогина М.М., 212
 Мелентьев Г.А., 199, 376
 Мелех Б.Т., 84
 Мельников А.П., 32
 Мельцер Б.Я., 31
 Менщикова Т.К., 153
 Менькович Е.А., 243
 Меньшов В., 107
 Меньщикова Т.В., 463
 Мешков А.С., 45, 68
 Микаелян Г.Т., 216
 Микушкин В.М., 406
 Милехин А.Г., 282, 283, 285
 Минаков Д.А., 204
 Минарский А.М., 388
 Миниахметов А.А., 395
 Минина Н.Я., 418
 Минкин В.С., 380
 Миньков Г.М., 50, 251, 255
 Миронова М.С., 207
 Митцев М.А., 156
 Митягин Ю.А., 382
 Михайлов А.В., 313
 Михайлов А.Н., 364, 437
 Михайлов Е.М., 247
 Михайлов И.И., 288
 Михайлов Н.Н., 21, 36, 44, 50, 95, 101, 106, 109, 112, 237, 251, 254, 255, 258, 327, 464
 Михайлова М.П., 90, 248, 456
 Мнацаканов Т.Т., 420
 Моисеев К.Д., 287
 Молдавская М.Д., 376
 Моллаев А.Ю., 148, 296
 Молодкин В.Б., 326
 Монахов А.М., 77, 339, 432, 444
 Морозов С.В., 32, 44, 112, 223, 237, 345
 Морозова Е.Н., 268
 Мохов Е.Н., 19, 322
 Мощенко С.П., 83, 160
 Мудрый А.В., 173
 Музафарова М.В., 363
 Муравьев В.М., 48, 49
 Мурадов М.И., 79
 Муратиков К.Л., 72
 Мурашова А.В., 303
 Мургузов М.И., 334
 Мурзин В.Н., 382
 Мурзин С.С., 317
 Мусаев А.М., 142, 329
 Мустафин И.А., 385
 Мухин М.С., 309
 Мыльников Д.А., 120
 Мынбаев К.Д., 327, 351
 Мягков В.Г., 161
 Набиуллин И.Р., 392
 Нагалюк С.С., 322
 Нагорных С.Н., 364
 Назаренко М.В., 183, 201
 Намозов Б.Р., 314
 Насибов А.С., 417
 Настаушев Ю.В., 410
 Наумов А.В., 175
 Наумов В.В., 455
 Наумов С.В., 153
 Наумова Е.В., 88
 Неведомский В.Н., 287, 320
 Неверов В.Н., 232, 252, 266
 Нежданов А.В., 224
 Неизвестный И.Г., 46, 162, 174
 Нельсон Д.К., 30
 Немов С.А., 115
 Ненашев А.В., 173
 Несмелова И.М., 147
 Нечаев Д.А., 221
 Нечаев Д.В., 244, 247
 Низкова А.И., 326
 Никитин А.В., 265
 Никитин М.В., 64
 Никитина Е.В., 87
 Никифоров А.И., 169, 213, 283
 Николаев В.И., 58
 Николаев С.Н., 264, 300
 Николаева А.В., 321
 Никонов С.Ю., 406
 Никорич А.В., 42, 372
 Новиков А.В., 177, 191, 236, 240, 264
 Новиков И.И., 40, 76
 Новиков П.Л., 173
 Новиков С., 461
 Новодворский О.А., 16, 300
 Новокшенов С.Г., 232, 252
 Новоселов А.Р., 43
 Новоторцев В.М., 296
 Ноздрин Ю.Н., 159, 234
 Овсяк В.Н., 43, 419
 Одноблюдов М.А., 58, 359
 Окомельков А.В., 159
 Окулов В.И., 119, 330, 340
 Ольшанецкий Е.Б., 106, 254
 Онищенко Е.Е., 27, 264
 Орехов Д.Л., 180
 Орлов А.П., 131
 Орлова Т.А., 303
 Орлова Т.С., 359
 Ормонт М.А., 378
 Ормонт Н.Н., 362
 Осинных И.В., 197
 Осинцев Д.С., 441

- Осминкина Л.А., 291
 Отсуджи Т., 407
 Оцужи Т., 375
 Павленков В.И., 364
 Павлов Д.А., 179, 224, 228
 Павловский В.Н., 244
 Падалица А.А., 45, 94, 447
 Памятных Е.А., 119
 Паневин В.Ю., 82, 376
 Панин Г.А., 163
 Панова З.В., 215, 434
 Панпурин С.Н., 349
 Пантелеев В., 195
 Панченко А.Е., 288
 Панютин Е.А., 454
 Папроцкий С.К., 123, 380
 Паранчич Л.Д., 340
 Парфеньев Р.В., 115
 Пархоменко Я.А., 287
 Паулиш А.Г., 193
 Пахомов Г.Л., 393
 Пашкеев Д.А., 185, 216
 Пашкин Ю.А., 67
 Пашковский А.Б., 71
 Пашин Н.С., 61, 174
 Певцов А.Б., 84
 Перевалов Т.В., 328
 Перов Н.С., 300
 Перова Т.С., 89, 408, 414
 Песков В.В., 404
 Петров А.А., 436
 Петров А.Г., 377
 Петров А.С., 424
 Петров Б.В., 391
 Петров В.А., 265
 Петров В.Н., 150
 Петров Д.В., 367
 Петров П.В., 253, 294
 Петров С.И., 361, 446
 Петросян Т.К., 401
 Петухов А.А., 456
 Пирогов А.В., 179
 Писаренко Т.А., 214
 Пихтин Н.А., 94, 438, 449,
 450, 452
 Платонов А.В., 80, 81, 227
 Плотниченко В.Г., 348
 Погосов А.Г., 65, 124, 262
 Подгорных С.М., 95, 232
 Поддубный А.Н., 56, 84, 86,
 281
 Подольская Н.И., 201
 Подоскин А.А., 94, 449,
 450, 452
 Покровский В.Я., 25, 64,
 279
 Покровский Л.Д., 282
 Покровский Я.Е., 135
 Полетаев Н.К., 195, 303
 Полищук О.В., 375
 Полоскин Д.С., 297
 Полоскин Е.Д., 277
 Полтавцев С.В., 20, 23
 Поляков А.Я., 342
 Пономарев А.Ф., 395
 Пономарев Д.А., 338
 Попков С.А., 354
 Попов В.В., 375
 Порубаев Ф.В., 381
 Порцель Л.М., 344
 Потапов А.С., 69
 Похабов Д.А., 124, 262
 Пошакинский А.В., 305
 Преображенский В.В., 63,
 411, 453
 Привезенцев В.В., 367
 Принц А.В., 66
 Принц В.Я., 66, 88, 128
 Прокофьев А.А., 56, 180,
 281
 Прокудина М.Г., 78
 Просвирина И.П., 63
 Протасов Д.Ю., 167, 197,
 336
 Прохоров А.С., 241, 348
 Прошина О.В., 260
 Прудаев И.А., 293
 Прудских Н.С., 220
 Пручкина А.А., 27, 360
 Пряхин Д.А., 118
 Пудалов В.М., 254
 Пулято М.А., 55, 63, 411,
 453
 Пушкарев С.С., 225, 231
 Пчеляков О.П., 169
 Пятаев М.А., 284, 383
 Рабчанова Т.Ю., 321
 Разбирин Б.С., 30
 Ратников В.В., 244, 247
 Рафаилов Э.У., 76, 451
 Рахлин М.В., 280
 Ременный М.А., 424
 Ржеуцкий Н.В., 73, 244
 Родин П.Б., 388
 Родин С., 195
 Родин С.Н., 62
 Родина А.В., 257, 299
 Родякина Е.Е., 60, 194
 Роенков А.Д., 322
 Рожанский И.В., 38
 Рожков А.В., 94
 Рожков С.А., 113
 Романов А.Е., 58, 359, 459,
 460
 Романов В.В., 287
 Романов Н.Г., 314, 365
 Романова О.Б., 136
 Романова Ю.Ю., 234, 235
 Романовский Д.С., 288
 Романцевич В.И., 68, 70
 Рубашкина М.В., 398
 Рудаков В.И., 455
 Рудая Н.С., 60
 Румянцев В.В., 32, 44, 112,
 218, 237, 345
 Рут О.Э., 50, 251, 255
 Рыбченко С.С., 325
 Рыжий В., 375
 Рыжий В.И., 407
 Рыжий М.В., 407
 Рыжов И.И., 20
 Рыков А.В., 312
 Рыльков В.В., 16, 300
 Рябинкина Л.И., 136
 Рябова Л.И., 42, 324, 372
 Рябоштан Ю.Л., 68, 70
 Сабитов Д.Р., 447
 Сабликов В.А., 33
 Саблина Н.И., 110
 Саввидис П., 80
 Савельев А.В., 412
 Савельев А.П., 95, 232, 266
 Савинов С.А., 382
 Савицкий Г.В., 327
 Савченко Д.В., 347
 Савченко М.Л., 193
 Садофьев Ю.Г., 223
 Саидов А.С., 415
 Саламатов Ю.А., 338
 Салихов Х.М., 456
 Самойлов Л.Л., 385
 Самосоненко Ю.Б., 320
 Самофалова Т.В., 175
 Самсоненко Ю.Б., 81, 385
 Самсонова Т.П., 69
 Санина В.А., 24
 Санкин В.И., 377
 Сапега В.Ф., 15, 35, 110,
 310, 320
 Сапожников С.М., 45, 68
 Сараев А.А., 328
 Сарайкин В.В., 367
 Сарычев М.Н., 330, 339
 Сато А., 407
 Сахаров А.В., 181, 210
 Сахно М.В., 384
 Свешникова Л.Л., 167, 282
 Свинцов Д.А., 407
 Свиридов Д.Е., 360
 Свит К.А., 167
 Севостьянов Е.Н., 424

- Севрюк В.А., 59
 Седнев Н.В., 447
 Седов В.Е., 339
 Седова И.В., 59, 73, 93, 196, 316
 Секретенко А.В., 103
 Селезнев В.А., 173
 Селькин А.В., 186, 413
 Семенихин И.А., 407
 Семенихин П.В., 28, 140
 Семенов А.Н., 31
 Семенов В.Н., 175
 Семерухин М.Ю., 202
 Семина М.А., 120, 301
 Семисалова А.С., 16, 300
 Семягин Б.Р., 63, 411, 453
 Сенников П.Г., 348
 Сергеев С.М., 230
 Серебренникова О.Ю., 75
 Серегин П.П., 155, 321
 Середин П.В., 204
 Серов А.Ю., 199
 Сибельдин Н.Н., 120, 122, 125
 Сибирев Н.В., 183, 201, 461
 Сибирмовский Ю.Д., 286
 Сиваков В.А., 291
 Сиволгин В.С., 89
 Сизов Ф.Ф., 384
 Силов А.Ю., 253
 Симаков В.А., 45, 68, 70, 94, 450
 Синченко А.А., 104
 Ситников М.Н., 139
 Ситников С.В., 194
 Ситникова А.А., 31, 221, 244, 247
 Скасырский Я.К., 143, 144
 Скипетров Е.П., 353
 Скориков М.Л., 27, 125
 Скупов А.В., 445
 Скуратов В.А., 116, 164
 Слипченко С.О., 94, 449, 450, 452
 Слынько В.Е., 353
 Слынько Е.И., 353
 Смагина Ж.В., 173
 Смет Ю., 126
 Смирнов А.М., 289, 458
 Смирнов А.Н., 180, 181, 197
 Смирнов В.А., 171, 398, 428
 Смирнов Д.С., 22
 Смирнов И.Ю., 256, 261
 Смирнова И.А., 427
 Соболев Н.А., 203, 355, 448
 Соболева К.К., 451
 Соколов Л.В., 141
 Соколов Н.С., 74
 Соколова З.Н., 208, 438
 Соколовский Г.С., 75, 76, 451
 Соловьев В.А., 31, 246
 Солтамов В.А., 19, 363
 Сорокин Л.М., 226
 Сорокин С.В., 59, 73, 93, 316
 Софронов А.Н., 82, 376
 Спирин К.Е., 101, 177, 238
 Сресли О.М., 202, 341
 Старухин А.Н., 30
 Степихова М.В., 224, 239
 Стоянов Н.Д., 248, 456
 Стрельчук А.М., 439
 Стриханов М.Н., 245, 286
 Стусь Н.М., 424
 Стучинский В.А., 92, 188
 Стэчел С., 97
 Суркова Т.П., 331
 Суслов А.В., 95, 261
 Сутурин С.М., 74
 Сухоруков А.В., 354
 Сухоруков Ю.П., 153
 Сыноров Ю.Н., 163
 Талипов Н.Х., 335, 336
 Талочкин А.Б., 271, 410
 Тальнишних Н.А., 429
 Тамбасов И.А., 161
 Тандоев А.Г., 420
 Тарасенко С.А., 21, 109, 129, 261, 305, 309
 Тарасов И.С., 94, 208, 438, 449, 450, 452
 Тарасов С.А., 243, 288, 436
 Тартаковский И.И., 85, 211, 298
 Тебеньков А.В., 401
 Телегин А.В., 153
 Телегин С.В., 153
 Терентьев Я.В., 309
 Терехов А.С., 57, 111, 113
 Терещенко А.Н., 368
 Терещенко О.Е., 17, 63, 187, 462, 463
 Теруков Е.И., 155, 212, 273, 400
 Терукова Е.Е., 180, 341
 Тетельбаум Д.И., 364
 Тийс С.А., 167
 Тимофеев В.А., 169, 213
 Тимофеев В.Б., 102
 Тимофеева М.А., 201
 Тимошенко В.Ю., 291
 Тимошнев С.Н., 184
 Тиснек Т.В., 28, 140
 Титков А.Н., 150, 432
 Титов А.Н., 25
 Тиходеев С.Г., 85, 89, 408
 Тихомирова Г.В., 401
 Тихонов Е.В., 390
 Ткачев О.В., 457
 Ткачёва Е.С., 146
 Ткаченко В.А., 278, 430
 Ткаченко О.А., 278, 430
 Толбанов О.П., 293
 Толмачев В.А., 414
 Толмачев Д.О., 314, 365
 Тонких А.А., 82, 218
 Топоров В.В., 277
 Торопецкий К.В., 111
 Торопов А.А., 29, 59, 221, 244, 280, 316
 Торопов А.И., 17, 52, 63, 65, 71, 83, 97, 124, 262, 267, 426
 Торопов М.Н., 448
 Торунова С.А., 391
 Травкин В.В., 393
 Трапезникова И.Н., 212, 341
 Трифонов А.Ю., 367
 Трофимова Е.Ю., 409
 Трухин В.Н., 385
 Трушин М.В., 292
 Тугушев В.В., 107, 300
 Тхань Нгуен-Чьонг Хиеу, 154
 Тягинов С.Э., 441
 Уланов Е.А., 306
 Улин В.П., 387
 Ульянов С.Н., 284, 383
 Ундалов Ю.К., 341
 Усикова А.А.
 Усикова А.А., 123, 256, 442
 Усманов Ш.Н., 415
 Успенский Ю.А., 390
 Устинов В.В., 338
 Устинов В.М., 76, 123, 320
 Ушанов В.И., 411
 Фальковский Л.А., 130
 Федичкин Л.Е., 435
 Фёдоров А.В., 409
 Федоров В.А., 153
 Федоров В.В., 74, 229
 Федотов А.А., 405
 Федотов В.Г., 413
 Федянин В.В., 275
 Фейгинов М.Н., 270
 Феоктистов Н.А., 409
 Филатов Д.О., 425, 437

- Филатов Е.В., 85, 211, 298
 Филиппов А.К., 400
 Философов Н.Г., 199
 Фирсов Д.А., 82, 376
 Фирсов Д.Д., 246
 Фицыч Е.И., 327
 Форш П.А., 189, 205
 Фролов А.В., 404
 Ханин Ю.Н., 206
 Харин А.Н., 175
 Харус Г.И., 252, 266
 Хвальковский Н.А., 135
 Хвастунов Н.Н., 386
 Хвостиков В.П., 178
 Хенкин М.В., 189, 205
 Хлудков С.С., 293
 Хмеленин Д.Н., 231
 Ховив А.М., 175, 192
 Хорошева М.А., 337, 368
 Хохлачев П.П., 400
 Хохлов Д.Р., 42, 324, 372, 390
 Храмова О.Д., 300
 Храпай В.С., 78
 Хребтов А.И., 320
 Цакаев А-В.В., 227
 Цацульников А.Ф., 210
 Цветков В.А., 122, 242, 382
 Ципенюк В.Н., 204
 Цот К., 97
 Цуканова О.Г., 428
 Цырлин Г.Э., 81, 320, 385, 461
 Чалдышев В.В., 87, 210, 411, 453
 Чалков В.Ю., 224, 239
 Чалый В.П., 361, 446
 Чаплик А.В., 249, 263
 Чербунин Р.В., 313
 Черкасова В.Н., 431
 Черкашин Н.А., 453
 Черков А.Г., 164
 Черкова С.Г., 164
 Чернев А.Л., 277
 Чернев И.М., 190
 Черничкин В.И., 42, 372
 Чернов П.П., 395
 Чернов Р.В., 70
 Черноглазов К.Ю., 300
 Черняев А.В., 115
 Черняков А.Е., 429
 Чесницкий А.В., 267
 Чистохин И.Б., 271
 Чулков Е.В., 107, 463
 Чусовитин Е.А., 422
 Чучвага Н.А., 116
 Чхало Е.Д., 118
 Чхало Н.И., 448
 Шабунина Е.И., 429
 Шайблер Г.Э., 57, 111, 113, 193
 Шалеев М.В., 191, 200
 Шалыгин В.А., 199, 376
 Шамирзаев Т.С., 14, 55, 83, 422
 Шамшур Д.В., 115
 Шапкин П.В., 417
 Шарапов А.Н., 425
 Шарафутдинов А.У., 304
 Шарипов Б.З., 350
 Шарков А.И., 242
 Шарков М.Д., 170, 402
 Шастин В.Н., 114, 118
 Шахмин А.Л., 196, 198
 Шашкин И.С., 452
 Шварц Н.Л., 162
 Шевлягин А.В., 422
 Шевцов С.В., 360
 Шевченко Е.А., 221, 244
 Шевырин А.А., 65
 Шегай О.А., 462
 Шек Е.И., 203, 355
 Шелухин Л.А., 199
 Шелушинина Н.Г., 252, 266
 Шелягин Р.В., 403
 Шенгуров В.Г., 224, 239, 437
 Шенгуров Д.В., 356, 366
 Шерман Е.Я., 301
 Шерстнев В.В., 77
 Шерстнев Е.В., 448
 Шерстобитов А.А., 50, 251, 255
 Шерстякова В.Н., 174
 Шестериков Е.В., 65
 Шиляев А.В., 327, 351
 Шифман Р.Г., 150
 Шкребий П.П., 377
 Шмагин В.Б., 356
 Шмаков П.М., 274
 Шмелев С.С., 382
 Шмидт Н.М., 429
 Шнитов В.В., 406
 Шорохов А.В., 220, 386
 Шорохова А.В., 300
 Штейнман Э.А., 368
 Шубина Т.В., 29, 221
 Шукайло В.П., 457
 Шульман А.Я., 269, 270
 Шуман В.Б., 344, 420
 Шумский В.Н., 61, 166, 174
 Шур М.С., 375
 Шустин Е.Г., 404
 Шустов Д.Б., 116, 226
 Шамхалова Б.С., 33
 Щеглов Д.В., 52
 Щеглов М.П., 62, 226
 Щербаков А.В., 18, 448
 Щербаков И.П., 389
 Энтин М.В., 259
 Эпов В.С., 61
 Югова И.А., 23
 Юнин П.А., 239
 Юнусов И.В., 426
 Юрасов Д.В., 177, 191
 Юрков С.Н., 420
 Юферев В.С., 373, 416
 Яблонский А.Н., 118, 149, 236, 240, 366
 Яблонский Г.П., 73, 244
 Явсин Д.А., 202
 Яговкина М.А., 181
 Якименко А.Н., 355
 Якимов А.И., 213
 Яковлев Д.Р., 15, 18, 23, 35, 299, 310
 Яковлев И.Н., 431
 Яковлев С.А., 84
 Яковлев Ю.П., 75, 77, 90, 248, 456
 Якунин М.В., 95, 232, 252, 266
 Якушев М.В., 159, 215, 327
 Ярошевич А.С., 17, 52
 Ясиевич И.Н., 54, 56, 90, 180, 273, 281

Содержание

Пленарные доклады

Пн-А-1.1пл	Е.Л. Ивченко Фотогальваническая спектроскопия полупроводниковых наноструктур.....	9
Пт-А-2.1пл	М.И. Дьяконов Квантовый компьютер: нынешнее состояние и перспективы	10

Тематические сессии

Пн-А-2.1п	М.М. Глазов Когерентная спиновая динамика в полупроводниковых наноструктурах	13
Пн-А-2.2у	Т.С. Шамирзаев Новый класс полупроводниковых гетероструктур: квантовые ямы и квантовые точки первого рода с непрямой запрещенной зоной	14
Пн-А-2.3у	И.А. Акимов, М. Байер, Р.И. Джиоев, Е.А. Жуков, В.Л. Коренев, Ю.Г. Кусраев, В.Ф. Сапега, Д.Р. Яковлев Оптическая накачка спинов марганца в GaAs:Mn	15
Пн-А-2.4у	Б.А. Аронзон, В.В. Рыльков, О.А. Новодворский, А.А. Лотин, А.С. Семисалова, А.В. Кочура, К.Г. Лисунов, А.В. Лашкул, Э. Лахдеранта Высокотемпературные ферромагнитные полупроводники — полупроводники с магнитными нановключениями	16
Пн-А-2.5у	О.Е. Терещенко, А.С. Ярошевич, Д.В. Дмитриев, А.И. Торопов, X. Li, G. Lampel, Y. Lassailly, D. Paget, J. Peretti Электрический и оптический методы регистрации спина свободных электронов в магнитных барьерах Шоттки	17
Пн-А-3.1у	А.В. Щербаков, J. Jager, M. Vombeck, Д.Р. Яковлев, X. Liu, J. Furdyna, А.В. Акимов, М. Bayer Гигагерцовая модуляция намагниченности ферромагнитного (Ga,Mn)As под действием импульсов сдвиговой деформации	18
Пн-А-3.2у	В.А. Солтамов, Р.А. Бабунц, А.Н. Анисимов, И.В. Ильин, Е.Н. Мохов, П.Г. Баранов Высокотемпературная оптическая поляризация электронных спиновых состояний в алмазе и карбиде кремния	19
Пн-А-3.3у	И.И. Рыжов, С.В. Полтавцев, В.С. Запасский, А.В. Кавокин, Г.Г. Козлов, П. Лагудакис Регистрация спектров электронных спиновых шумов квантовой ямы в микрорезонаторе.....	20
Пн-А-3.4у	В.В. Бельков, С.А. Тарасенко, Д.З. Квон, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, С.Д. Ганичев Спиновые фототоки в узкозонных и бесщелевых полупроводниковых гетероструктурах	21
Пн-А-3.5у	Д.С. Смирнов, М.М. Глазов, Е.Л. Ивченко Спиновый шум локализованных электронов в полупроводниках.....	22
Пн-А-3.6у	L. Langer, С.В. Полтавцев, И.А. Югова, Д.Р. Яковлев, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut, И.А. Акимов, М. Bayer Влияние магнитного поля на фотонное эхо в электрон-трионной системе.....	23
Пн-Б-1.1п	В.А. Санина, Е.И. Головенчиц Мультиферроики–полупроводники	24
Пн-Б-1.2п	И.Г. Горлова, С.Г. Зыбцев, В.Я. Покровский, А.Н. Титов Степенной вид вольтамперных характеристик и переход полупроводник-изолятор в слоистых вискерах TiS ₃	25
Пн-Б-1.3п	Е.В. Кожемякина, К.С. Журавлев Влияние плотности электрон-дырочного газа на кинетику экситонов в GaAs и AlGaAs.....	26

Пн-Б-1.4у	В.С. Багаев, В.С. Кривобок, Е.Е. Онищенко, А.А. Пручкина , М.Л. Скориков Резонансная спектроскопия донорных и акцепторных центров в компенсированном теллуриде кадмия	27
Пн-Б-2.1п	А.И. Вейнгер , А.Г. Забродский, Т.Л. Макарова, Т.В. Тиснек, С.И. Голощапов, П.В. Семенихин Наблюдение ферро- и антиферромагнитного упорядочения спиновой системы Ge:As вблизи фазового перехода изолятор – металл.....	28
Пн-Б-2.2п	Т.В. Шубина , Н.А. Гиппиус, А.А. Торопов, G. Pozina, В. Monemar, С.В. Иванов Когерентные эффекты при рассеянии света вблизи экситонных резонансов в ZnO	29
Пн-Б-2.3у	А.Н. Старухин , Д.К. Нельсон, Б.С. Разбирин, А.Г. Арешкин Магнитоиндуцированная линейная поляризация излучения триплетных локализованных экситонов в кристаллах GaSe _{1-x} Te _x	30
Пн-Б-2.4у	Т.А. Комиссарова , А.Н. Семенов, Д.А. Кириленко, Б.Я. Мельцер, В.А. Соловьев, А.А. Ситникова, С.В. Иванов Электрическая и структурная анизотропия эпитаксиальных слоев InSb	31
Пн-Б-2.5у	В.В. Румянцев , С.В. Морозов, В.И. Гавриленко, Д.В. Козлов А.П. Мельников Кинетика релаксации примесной фотопроводимости в p-Si:B в сильных электрических полях	32
Вт-А-1.1п	В.А. Сабликов , Б.С. Щамхалова Метастабильные и спин-поляризованные состояния в электронных системах с локализованным взаимодействием	33
Вт-А-1.2у	А.С. Журавлев, Л.В. Кулик Спиновая релаксация электронной системы в холловском ферромагнетике	34
Вт-А-1.3у	В.Л. Коренев, И.А. Акимов, С.В. Зайцев, В.Ф. Сапега , Л. Лангер, Д.Р. Яковлев, Ю.А. Данилов, М. Байер Динамическая поляризация спинов в гибридной структуре ферромагнетик/полупроводник.....	35
Вт-А-1.4у	Д.А. Козлов, З.Д. Квон , D. Weiss, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий Гигантский спиновый эффект Холла, индуцированный зеемановским расщеплением в дираковой системе на основе HgTe квантовых ям	36
Вт-А-1.5у	Л.Е. Голуб , Е.Л. Ивченко Спиновые явления в полупроводниках в сильных электрических полях.....	37
Вт-А-1.6у	И.В. Рожанский , Н.С. Аверкиев, И.В. Крайнов, E. Lähderanta Резонансное косвенное взаимодействие в полупроводниковых наноструктурах.....	38
Вт-А-2.1п	И.В. Грехов Российский вариант силовой микроэлектроники	39
Вт-А-2.2у	С.А. Блохин , М.А. Бобров, Л.Я. Карачинский, И.И. Новиков, А.Г. Кузьменков, Н.А. Малеев, Д. Лотт, Н.Н. Леденцов, Д. Бимберг Повышение дальности передачи данных быстродействующих вертикально-излучающих лазеров диапазона 850 нм.....	40
Вт-А-2.3у	В.А. Гриценко Новое поколение ФЛЭШ памяти: быстродействующая резистивная память	41
Вт-А-2.4у	В.И. Черничкин, Л.И. Рябова, А.В. Никорич, С.Н. Данилов, Д.Р. Хохлов Влияние электрического и магнитного поля на терагерцовую фотопроводимость в Pb _{1-x} Sn _x Te(In)	42
Вт-А-2.5у	М.А. Демьяненко, Д.Г. Есаев, А.Г. Клименко, А.И. Козлов, И.В. Марчишин, А.Р. Новоселов , В.Н. Овсяк Исследование конструктивно-технологических путей создания неохлаждаемых микроболометрических приемников изображений инфракрасного и терагерцового спектральных диапазонов форматом до 3072×576 и более.....	43
Вт-А-3.1п	В.И. Гавриленко , С.В. Морозов, А.А. Дубинов, М.С. Жолудев, В.В. Румянцев, В.Я. Алёшкин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий О возможности создания лазера дальнего ИК диапазона на основе соединений кадмий-ртуть-теллур	44

Вт-А-3.2п	М.А. Ладугин , А.А. Падалица, А.С. Мешков, А.В. Лобинцов, С.М. Сапожников, А.И. Данилов, Е.И. Лебедева, А.А. Мармалюк, В.А. Симаков Многоцветные решетки лазерных диодов спектрального диапазона 780–830 нм	45
Вт-А-3.3у	И.Г. Неизвестный , В.А. Гридчин, Г.Н. Камаев Проблемы создания сенсоров давления с нанотензорезисторами	46
Вт-А-4.1п	М.Ю. Каган , Д.В. Ефремов, М.С. Марьенко, В.В. Вальков Эффект Кона-Латтинжера и аномальное спаривание в новых сверхпроводящих системах и графене.....	47
Вт-А-4.2п	В.М. Муравьев , П.А. Гусихин, И.В. Кукушкин Новая высокочастотная плазменная мода в двумерной электронной системе с близким металлическим слоем	48
Вт-А-4.3п	И.В. Андреев , В.М. Муравьев, И.В. Кукушкин Акустические краевые магнитоплазмоны в двумерных электронных системах	49
Вт-А-4.4у	Г.М. Миньков , А.А. Шерстобитов, А.В. Германенко, О.Э. Рут, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов Двумерный полуметалл в широких квантовых ямах HgTe: Магнитотранспорт и энергетический спектр.....	50
Вт-Б-1.1п	В.А. Гайслер Излучатели одиночных фотонов и пар запутанных фотонов на основе полупроводниковых квантовых точек	51
Вт-Б-1.2у	А.В. Гайслер , А.С. Ярошевич, И.А. Дерезев, А.К. Калагин, А.К. Бакаров, А.И. Торопов, Д.В. Щеглов, В.А. Гайслер, А.В. Латышев, А.Л. Асеев Исследование тонкой структуры экситонных состояний InAs квантовых точек.....	52
Вт-Б-1.3у	В.А. Володин Локализации фононов и электрон-фононное взаимодействие в нанокристаллах кремния и германия.....	53
Вт-Б-1.4у	А.В. Герт , И.Н. Ясиевич Автолокализованный экситон на поверхности кремниевого нанокристалла	54
Вт-Б-1.5у	Д.С. Абрамкин , М.А. Путято, А.К. Гутаковский, Т.С. Шамирзаев Энергетический спектр новой системы самоорганизованных квантовых точек Ga(Sb,P)/GaP.....	55
Вт-Б-1.6у	А.Н. Поддубный , А.А. Прокофьев, И.Н. Ясиевич Прямые оптические переходы в кремниевых нанокристаллах, покрытых углеродом.....	56
Вт-Б-2.1у	В.В. Бакин, Г.Э. Шайблер, А.С. Терехов Рассеяние электронов на поверхностных фононах и плазмонах при фотоэмиссии из p-GaAs(Cs,O).....	57
Вт-Б-2.2у	А.А. Головатенко , В.И. Николаев, Д.М. Артемьев, В.Е. Бугров, М.А. Одноблюдов, А.Е. Романов Самоотделение толстых слоев GaN при росте на наноструктурированных темплэйттах	58
Вт-Б-2.3у	Г.В. Климов , С.В. Сорокин, И.В. Седова, С.В. Гронин, В.А. Севрюк, П.Н. Брунков, В.Х. Кайбышев, Ф. Лиачи, А.А. Торопов, С.В. Иванов Молекулярно-пучковая эпитаксия и свойства квантовых точек InAs/AlGaAs вблизи гетеровалентного интерфейса гибридных наноструктур AlGaAs/Zn(Mn)Se.....	59
Вт-Б-2.4у	В.Л. Альперович , И.О. Ахундов, Н.С. Рудая, Д.М. Казанцев, Е.Е. Родякина, А.В. Латышев Атомно-гладкие поверхности GaAs(001) с прямолинейными моноатомными ступенями, индуцированными дислокациями.....	60
Вт-Б-3.1у	А.Э. Климов , Н.С. Пашин, В.Н. Шумский, В.С. Эпов Фотогальваномагнитные эффекты в PbSnTe:In в сильных магнитных и электрических полях.....	61
Вт-Б-3.2у	В.Н. Бессолов, Е.В. Коненкова , С.Н. Родин, М.П. Щеглов, А.А. Ефимов, С.А. Кукушкин Полуполярный нитрид галлия на кремнии: HVPE технология, свойства слоев.....	62

Вт-Б-3.3у	В.А. Голяшов , В.В. Преображенский, М.А. Путято, Б.Р. Семягин, Д.В. Дмитриев, А.И. Торопов, Н.А. Валишева, И.П. Просвирин, А.В. Бакулин, С.Е. Кулькова, О.Е. Терещенко Магнитные и электрофизические свойства границы раздела $\text{HfO}_2/\text{Si}/\text{GaAs}(001)$ 63	63
Вт-Б-4.1п	В.Я. Покровский , С.Г. Зыбцев, М.В. Никитин Кручение квазиодномерных проводников как метод изучения динамических и флуктуационных свойств волны зарядовой плотности 64	64
Вт-Б-4.2п	А.А. Шевырин , А.Г. Погосов, М.В. Буданцев, А.К. Бакаров, А.И. Торопов, С.В. Ишуткин, Е.В. Шестериков, А.С. Кожухов, Т.А. Гаврилова, С.С. Косолобов Эйлеровская неустойчивость наноэлектромеханических систем, изготавливаемых на основе гетероструктур $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ 65	65
Вт-Б-4.3п	В.Я. Принц, А.В. Копылов, А.В. Принц Электростатические нанодвигатели и перестраиваемые наноматериалы на основе полупроводниковых наногофрировок 66	66
Вт-Б-4.4п	Ю.А. Пашкин Наномеханика — настоящая квантовая механика 67	67
Ср-А-1.1п	А.А. Мармалюк , Т.А. Багаев, П.В. Горлачук, А.И. Данилов, М.В. Зверков, А.В. Иванов, В.П. Коняев, В.В. Кричевский, В.Д. Курносков, М.А. Ладугин, Е.И. Лебедева, А.С. Мешков, С.М. Сапожников, В.И. Романцевич, Ю.Л. Рябоштан, В.А. Симаков Интегрированные полупроводниковые лазерные излучатели 68	68
Ср-А-1.2у	П.А. Иванов , Н.Д. Ильинская, О.И. Коньков, А.С. Потапов, Т.П. Самсонова, И.В. Грехов Силовые высоковольтные диоды Шоттки на основе 4H-SiC (опыт разработки в ФТИ им. А.Ф. Иоффе) 69	69
Ср-А-1.3у	П.В. Горлачук , О.В. Журавлева, А.В. Иванов, В.Д. Курносков, К.В. Курносков, А.А. Мармалюк, В.А. Симаков, В.И. Романцевич, Ю.Л. Рябоштан, Р.В. Чернов Мощные полупроводниковые лазеры спектрального диапазона 1.5–1.6 мкм 70	70
Ср-А-1.4у	К.С. Журавлев , А.К. Бакаров, А.И. Торопов, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский Мощные СВЧ-транзисторы типа рНЕМТ 71	71
Ср-А-1.5у	В.М. Андреев, А.Л. Глазов , В.С. Калиновский, К.Л. Муратиков Диагностика процессов теплоотвода от полупроводниковых наногетероструктурных фотоэлектрических преобразователей лазерными термоволновыми методами 72	72
Ср-А-2.1п	С.В. Иванов , С.В. Сорокин, Е.В. Луценко, С.В. Гронин, И.В. Седова, П.С. Копьев, А.Г. Вайнилович, Н.В. Ржеуцкий, Г.П. Яблонский Эффективные сине-зеленые $\text{A}^3\text{N-A}^2\text{V}^6$ инжекционные лазерные конвертеры: шаги к реализации компактных приборов 73	73
Ср-А-2.2у	М.И. Векслер, Ю.Ю. Илларионов , С.М. Сутурин, В.В. Федоров, Н.С. Соколов Туннельный перенос заряда в системе $\text{Au}/\text{CaF}_2/\text{Si}(111)$ 74	74
Ср-А-2.3у	И.А. Андреев , В.В. Дюделев, Н.Д. Ильинская, Г.Г. Коновалов, Е.В. Куницына, О.Ю. Серебренникова, Г.С. Соколовский, Ю.П. Яковлев Сверхбыстродействующие $\text{GaInAsSb}/\text{GaAlAsSb}$ -i-n фотодиоды (полоса пропускания 2–10 ГГц) для спектрального диапазона 1.3–2.4 мкм 75	75
Ср-А-2.4у	Г.С. Соколовский , М. Abusaa, J. Danckaert, В.В. Дюделев, А.Г. Дерягин, И.И. Новиков, М.В. Максимов, А.Е. Жуков, В.М. Устинов, В.И. Кучинский, W. Sibbett, Э.У. Рафаилов, Е.А. Viktorov, Т. Egneux Нелинейная динамика лазеров на квантовых точках при импульсной накачке 76	76
Ср-А-2.5у	А.А. Леонидов , В.В. Шерстнев, А.М. Монахов, А.А. Донцов, М.И. Ларченков, Е.А. Гребенщикова, А.Н. Баранов, Ю.П. Яковлев Полупроводниковые WGM лазеры на основе связанных дисковых резонаторов 77	77
Ср-Б-1.1п	М.Г. Прокудина , В.С. Храпай Энергетическая релаксация в жидкости Латтинжера, реализованной в квантовом эффекте Холла 78	78

Ср-Б-1.2у	В.Л. Гуревич, В.И. Козуб, М.И. Мурадов Динамический нелокальный отклик тока баллистического наномостика.....	79
Ср-Б-1.3у	А.В. Платонов, В.П. Кочерешко, П. Саввидис, А.В. Кавокин, Ж. Блэз, А. Мариетт Экситонные поляритоны в микрорезонаторах в условиях 3d квантования.....	80
Ср-Б-1.4у	В.Н. Кац, А.В. Платонов, В.П. Кочерешко, Г.Э. Цырлин, А.Д. Буравлев, Ю.Б. Самсоненко, L. Besombes, H. Mariette Спектроскопия экситонов в одиночных квантовых точках GaAs, внедренных в квантовые проволоки AlGaAs.....	81
Ср-Б-1.5у	Л.Е. Воробьев, А.Н. Софронов, В.Ю. Паневин, Д.А. Фирсов, А.А. Тонких, P. Werner Поглощение света и фотопроводимость в наноструктурах с квантовыми точками Ge/Si.....	82
Ср-Б-2.1у	А.А. Лямкина, С.П. Мощенко, Д.В. Дмитриев, Т.С. Шамирзаев, А.И. Торопов Гибридные металл-полупроводниковые структуры с вертикальным самосовмещением для плазмонных приложений.....	83
Ср-Б-2.2у	А.Б. Певцов, С.А. Яковлев, А.Н. Поддубный, М.М. Воронов, Б.Т. Мелех, Д.А. Курдюков, В.Г. Голубев Аномалии Вуда в пленочных гибридных фотонно-кристаллических структурах опал/Ge ₂ Sb ₂ Te ₅	84
Ср-Б-2.3у	И.И. Тартаковский, А.А. Максимов, Е.В. Филатов, В.Д. Кулаковский, С. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel, С.Г. Тиходеев, С.В. Лобанов Оптические свойства полупроводниковых хирально структурированных планарных микрорезонаторов.....	85
Ср-Б-2.4у	Н.С. Аверкиев, М.М. Глазов, А.Н. Поддубный Спектры излучения квантовых точек, помещенных в микрорезонатор.....	86
Ср-Б-2.5у	В.В. Чалдышев, Е.В. Кунделев, Е.В. Никитина, А.Ю. Егоров Оптическая решетка экситонов в системе квантовых ям GaAs/AlGaAs.....	87
Ср-Б-2.6у	В.Я. Принц, Е.В. Наумова, С.В. Голод, А.А. Бочаров, В.В. Кубарев Комплексная система на основе кирального метаматериала для сверхбыстрого управления поляризацией излучения.....	88
Ср-Б-2.7у	С.А. Дьяков, А.В. Балдычева, Т.С. Перова, Г.В. Ли, Е.В. Астрова, В.С. Сиволгин, А.Б. Акимов, Н.А. Гиппиус, С.Г. Тиходеев Таммовские поверхностные состояния в двумерных фотонных кристаллах.....	89
Чт-А-1.1п	Ю.П. Яковлев, М.П. Михайлова, И.А. Андреев, Е.В. Куницына, Н.Д. Ильинская, И.Н. Ясиевич Быстродействующие р-і-п и лавинные фотодиоды для среднего ИК-диапазона на основе узкозонных гетероструктур полупроводников A ³ B ⁵	90
Чт-А-1.2у	П.А. Иванов, И.В. Грехов Субнаносекундные диодные размыкатели тока основе 4H-SiC.....	91
Чт-А-1.3у	А.В. Вишняков, В.А. Стучинский, Д.В. Брунев, А.В. Зверев, С.А. Дворецкий Определение длины диффузии носителей заряда в фоточувствительном слое матричных ИК фотоприемников на основе HgCdTe из измерений межэлементной ФЭС.....	92
Чт-А-1.4у	С.В. Сорокин, С.В. Гронин, И.В. Седова, П.С. Копьев, С.В. Иванов Молекулярно-пучковая эпитаксия гетероструктур на основе сильно-рассогласованных широкозонных соединений A ² B ⁶ для оптоэлектронных применений.....	93
Чт-А-1.5у	С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, А.В. Рожков, А.В. Горбатюк, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов, Т.А. Багаев, М.В. Зверков, В.П. Коняев, Ю.В. Курнявко, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк, А.А. Падалица, В.А. Симаков Мощные импульсные полупроводниковые лазеры на основе эпитаксиальноинтегрированных тиристорных гетероструктур.....	94
Чт-А-2.1п	М.В. Якунин, А.В. Суслов, С.М. Подгорных, А.П. Савельев, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов Квантовый магнитотранспорт в двойной квантовой яме HgTe с инвертированным энергетическим спектром.....	95

Чт-А-2.2п	Л.В. Кулик Коллективная прецессия спиновых текстур и спин текстурные жидкости	96
Чт-А-2.3у	З.Д. Квон , Д.А. Козлов, С.Н. Данилов, К. Цот, П. Вирлинг, С. Стэчел, В.В. Бельков, А.К. Бакаров, Д.В. Дмитриев, А.И. Торопов, С.Д. Ганичев Индукцированные терагерцовым излучением осцилляции магнитосопротивления двумерного электронного газа с высокой концентрацией и подвижностью	97
Чт-А-2.4у	С.С. Криштопенко Эффекты электрон-электронного взаимодействия в квантовых ямах на основе узкозонных полупроводников	98
Чт-А-2.5у	В.А. Волков , А.А. Заболотных Параметрический циклотронный резонанс при микроволновой накачке 2D электронной системы	99
Чт-А-2.6у	И.В. Загороднев , В.А. Волков Краевые плазменные колебания в 2D электронных системах с «релятивистскими» таммовскими состояниями	100
Чт-А-3.1п	А.В. Иконников , М.С. Жолудев, Ф. Терре, М. Orlita, О. Drachenko, К.Е. Спиринов, К.В. Маремьянин, В.И. Гавриленко, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов Магнитооптика дираковских фермионов в узкозонных квантовых ямах HgTe/CdTe	101
Чт-А-3.2п	А.В. Горбунов , М.И. Гущин, В.Б. Тимофеев Компенсация спинового расщепления диполярных экситонов в магнитном поле.....	102
Чт-А-3.3п	С.С. Гаврилов , Н.А. Гиппиус, А.В. Секретенко, В.Д. Кулаковский Оптическая мультистабильность и неравновесные переходы в квазидвумерных экситон-поляритонных системах	103
Чт-А-3.4у	А.А. Синченко , П.Д. Григорьев, Р. Monceau, Р. Lejay Анизотропные свойства TbTe ₃ в режимах статической и скользящей волны зарядовой плотности	104
Чт-Б-1.1п	Ю.Е. Лозовик Электронные и коллективные свойства топологических изоляторов	105
Чт-Б-1.2п	Д.А. Козлов , Е.Б. Ольшанецкий, З.Д. Квон, D. Weiss, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий Трехмерный топологический изолятор на основе напряженного HgTe	106
Чт-Б-1.3у	В. Меньшов, В.В. Тугушев , Е.В. Чулков Магнитный эффект близости на границе раздела между 3D топологическим и магнитным изоляторами.....	107
Чт-Б-1.4у	Е.Ј. Koenig, Р.М. Ostrovsky, I.V. Protopopov, I.V. Gornyi, I.S. Burmistrov , А.Д. Mirlin Interaction and disorder effects in 3D topological insulator thin films.....	108
Чт-Б-1.5у	Г.В. Будкин , С.А. Тарасенко, В.В. Бельков, Р. Olbrich, S.D. Ganichev, Д.А. Козлов, З.Д. Квон, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий Гигантские фототоки в системе двумерных дираковских фермионов в условиях циклотронного резонанса	109
Чт-Б-2.1п	И.В. Крайнов , В.Ф. Сапега, Н.И. Саблина, Г.С. Димитриев, Н.С. Аверкиев, К.Н. Ploog Управление намагниченностью внешними полями в магнитном полупроводнике (Ga,Mn)As	110
Чт-Б-2.2у	К.В. Торопецкий , Г.Э. Шайблер, А.С. Терехов Цезий индуцированное окисление p-GaAs.....	111
Чт-Б-2.3у	В.В. Румянцев , С.В. Морозов, А.В. Антонов, К.Е. Кудрявцев, В.И. Гавриленко, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий Спектрокинетические исследования длинноволновой ИК фотопроводимости в узкозонных пленках и структурах с квантовыми ямами на основе Hg _{1-x} Cd _x Te.....	112
Чт-Б-2.4у	С.А. Рожков , Г.Э. Шайблер, А.С. Терехов Изучение эффекта Шоттки в p-GaAs(Cs,O) фотокатоде спектроскопическим методом.....	113
Чт-Б-3.1п	В.Н. Шагин Лазеры на внутрицентровых переходах мелких примесей в кремнии	114

Чт-Б-3.2у	Д.В. Шамшур , Г.О. Андрианов, Р.В. Парфеньев, А.В. Черняев, С.А. Немов Зонная структура PbSnTe:In в области перехода сверхпроводник – диэлектрик при гидростатическом сжатии	115
Чт-Б-3.3у	Е.В. Калинина, Н.А. Чучвага , Е.В. Богданова, Д.Б. Шустов, М.В. Заморянская, В.А. Скуратов Эффект дальнего действия в SiC при имплантации тяжелыми ионами.....	116
Чт-Б-3.4у	П.И. Арсеев , С.О. Лойко Новые методы теоретического описания изменения орбитального и спинового состояния примесей в полупроводниках.....	117
Чт-Б-3.5у	Р.Х. Жукавин , Н.А. Бекин, Д.Н. Лобанов, А.Н. Яблонский, Ю.Н. Дроздов, М.Н. Дроздов, Е.Д. Чхало, Д.В. Козлов, Д.А. Пряхин, В.Н. Шагин Резонансный вклад акцепторного дельта-слоя в туннельный ток трехбарьерной гетероструктуры $Si_{1-x}Ge_x/Si$	118
Чт-Б-3.6у	В.И. Окулов , А.Т. Лончаков, Е.А. Памятных Термодинамический аномальный эффект Холла как проявление спонтанной спиновой поляризации проводящих электронов гибридных примесных состояний в полупроводнике	119
Пт-А-1.1п	В.В. Белых , Д.А. Мыльников, Н.Н. Сибельдин, В.Д. Кулаковский, М.М. Глазов, М.А. Семина, С. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, A. Forchel Динамика бозе-эйнштейновской конденсации экситонных поляритонов в полупроводниковом микрорезонаторе	120
Пт-А-1.2п	С.С. Гаврилов, Н.А. Гиппиус Акусто-поляритонные эффекты в полупроводниковых микрорезонаторах	121
Пт-А-1.3у	М.В. Кочиев , В.А. Цветков, Н.Н. Сибельдин Накопление избыточных носителей заряда в структурах GaAs/AlGaAs с мелкими квантовыми ямами.....	122
Пт-А-1.4у	И.В. Алтухов, А.Д. Буравлев, А.П. Васильев, Н.Д. Ильинская, М.С. Каган , С.К. Папроцкий, А.А. Усикова, В.М. Устинов Нерезонансное туннелирование в сверхрешетках GaAs/AlAs с оптическим резонатором	123
Пт-А-1.5у	Е.Ю. Жданов , А.Г. Погосов, М.В. Буданцев, Д.А. Похабов, А.К. Бакаров, А.И. Торопов Магнетотранспорт в проводящих полупроводниковых мембранах с периодической решеткой антиоточек	124
Пт-А-1.6у	Т.М. Бурбаев , Д.С. Козырев, Н.Н. Сибельдин и М.Л. Скориков Диполярная электронно-дырочная жидкость в гетероструктурах на основе кремния и его соединений с германием	125
Пт-Б-1.1п	И.В. Кукушкин , Д. Карчер, К. Клитцинг, Ю. Смет Магнитоплазменные возбуждения и перенормировка скорости электронов и дырок в подвешенном графене, измеренные методом неупругого рассеяния света	126
Пт-Б-1.2п	Г.Ю. Васильева , П.С. Алексеев, D. Smirnov, Ю.Б. Васильев, А.П. Дмитриев, В.Ю. Качоровский, H. Schmidt, A. Heine, R.J. Haug, Ю.Л. Иванов Положительное магнетосопротивление в графене вдали от точки Дирака.....	127
Пт-Б-1.3у	И.В. Антонова , В.Я. Принц Гибридные гетероструктуры на основе графена.....	128
Пт-Б-1.4у	С.А. Тарасенко , С. Drexler, P. Olbrich, S.D. Ganichev Квантовый храповик в графене.....	129
Пт-Б-1.5у	Л.А. Фальковский Поведение графена при комнатных температурах.....	130
Пт-Б-1.6у	Ю.И. Латышев , А.П. Орлов, В.А. Волков Эффект Ааронова-Бома на графеновых структурах с единичными нанотверстиями	131

Стендовые сессии

1. Объемные полупроводники

Пн-1.1с	Я.Е. Покровский, Н.А. Хвальковский Оптические переходы дырок в одноосно сжатом германии	135
Пн-1.2с	Л.И. Рябинкина , О.Б. Романова, Н.И. Киселев Переход металл-диэлектрик и магнитосопротивление в сульфидах $V_xMn_{1-x}S$	136
Пн-1.3с	Н.Н. Агеева, И.Л. Броневой, Д.Н. Забегаев, А.Н. Кривонос Пикосекундное интенсивное стимулированное излучение GaAs	137
Пн-1.4с	А.М. Емельянов Зависимости интенсивности люминесценции в области края фундаментального поглощения от интенсивности ее возбуждения в монокристаллическом кремнии и некоторых других непрямозонных полупроводниках	138
Пн-1.5с	С.С. Аплеснин , М.Н. Ситников Магнитоэлектрические свойства твердых растворов $GdMn_{1-x}S$	139
Пн-1.6с	П.В. Семенихин , А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, С.И. Голощавов, Н.В. Абросимов Низкотемпературное магнитное упорядочение в Si:P, обусловленное обменным взаимодействием	140
Пн-1.7с	Ю.Б. Болховитянов, А.С. Дерябин, А.К. Гутаковский, Л.В. Соколов Пластическая релаксация двухслойных систем $Ge_xSi_{1-x}/Ge_ySi_{1-y}$ -буфер/Si(001).....	141
Пн-1.8с	А.М. Мусаев Аномальный термоэлектрический эффект в n-Ge обусловленный термоупруго-деформационным механизмом.....	142
Пн-1.9с	В.И. Козловский, Ю.В. Коростелин, Я.К. Скасырский Природа красной люминесценции в кристаллах $ZnTe_{1-x}Se_x:O$	143
Пн-1.10с	В.И. Козловский, Ю.В. Коростелин , Я.К. Скасырский Влияние отжига на зарядовое состояние примеси Fe в лазерных кристаллах CdTe:Fe	144
Пн-1.11с	А.В. Дмитриев , Н.А. Масюков Транспорт горячих электронов в $In_xGa_{1-x}N$ и $In_xAl_{1-x}N$	145
Пн-1.12с	А.В. Дмитриев , Е.С. Ткачёва Вычисление термоэлектрических характеристик PbTe с использованием трёхзонной модели электронного энергетического спектра	146
Пн-1.13с	Н.И. Астафьев , И.М. Несмелова Коэффициент поглощения оптического германия и кремния с блочной структурой	147
Пн-1.14с	С.Ф. Габиров, М.И. Даунов , И.К. Камилов, А.С. Ковалев, А.Ю. Моллаев О глубоком донорном уровне в InAs, GaAs, CdSnAs ₂ и CdGeAs ₂ по данным об электронном транспорте при всестороннем давлении	148
Пн-1.15с	Б.А. Андреев , П.А. Бушуйкин, А.Н. Яблонский Спектры фотовозбуждения InN	149
Пн-1.16с	А.А. Лебедев , С.П. Лебедев, Д.П. Литвин, А.В. Васильев, Ю.Н. Макаров, В.Н. Петров, А.Н. Титков, Р.Г. Шифман Высокоомные подложки 6H-SiC для роста графена и III-N.....	150
Пн-1.17с	Ю.В. Клевков, С.А. Колосов , В.С. Кривобок Электрические свойства и фотолюминесценция монокристаллов CdTe:Bi и CdTe:Bi:Cl.....	151
Пн-1.18с	Е.М. Зобов, М.Е. Зобов , С.П. Крамынин Влияние ультразвука на люминесцентные свойства монокристаллов ZnSe	152
Пн-1.19с	А.В. Телегин , Ю.П. Сухоруков, С.В. Наумов, С.В. Телегин, Н.Г. Бебенин, В.А. Федоров, Т.К. Менщикова Управление интенсивностью отраженного и прошедшего света в магнитных полупроводниках	153

2. Поверхность, пленки, слои

Вт-2.1с	Нгуен-Чьонг Хиеу Тхань Моделирование рассеяния электронов в кристаллической решетке методом Монте-Карло.....	154
Вт-2.2с	А.В. Марченко, П.П. Серегин , Е.И. Теруков Рентгенофлуоресцентный анализ халькогенидных стекол	155
Вт-2.3с	Д.В. Бутурович, М.В. Кузьмин , М.А. Митцев Влияние хемосорбированных на поверхности нанопленок иттербия молекул на свойства границ раздела нанопленка – кремний.....	156
Вт-2.4с	В.А. Зиновьев , А.В. Двуреченский, П.А. Кучинская, В.А. Армбристер Пространственное упорядочение нанокристаллов Ge при эпитаксии на гетерофазных подложках	157
Вт-2.5с	Н.Н. Безрядин , Г.И. Котов, С.В. Кузубов, Ю.Н. Власов Формирование наногетероструктур в системах $A^{III}B^V-A_2^{III}B_3^{VI}$ обработкой поверхности $A^{III}B^V$ в парах халькогена.....	158
Вт-2.6с	Ю.Н. Ноздрин, А.В. Окомельков , В.С. Варавин, С.А. Дворецкий, М.В. Якушев Стимулированное излучение на двух частотах при оптической накачке двухслойных гетероструктур $Cd_xHg_{1-x}Te$	159
Вт-2.7с	А.А. Лямкина , В.Г. Мансуров, С.П. Мощенко, Ю.Г. Галицын Универсальный характер модели решёточного газа в анализе различных процессов на поверхности полупроводников	160
Вт-2.8с	И.А. Тамбасов , В.Г. Мягков, А.А. Иваненко Влияния ультрафиолетового облучения и температуры на проводимость тонких In_2O_3 пленок, полученных автоволновым окислением	161
Вт-2.9с	М.В. Князева, И.Г. Неизвестный, Н.Л. Шварц Процессы формирования GaAs наноструктур: Монте-Карло моделирование	162
Вт-2.10с	Н.Н. Безрядин , Г.И. Котов, Ю.Н. Сыдоров, С.В. Кузубов, Ю.Н. Власов, А.В. Буданов, Г.А. Панин Фотоэлектрические преобразователи на основе Si различной ориентации с наноразмерными плёнками Ga_2Se_3	163
Вт-2.11с	Г.А. Качурин, С.Г. Черкова , В.А. Володин, В.А. Скуратов, А.Г. Черков, Г.Н. Камаев, А.Х. Антоненко Стимулированное формирование люминесцирующих нанокристаллов Si в гетероструктурах Si/SiO ₂ под действием быстрых тяжелых ионов.....	164
Вт-2.12с	И.А. Кузнецова, М.Е. Лебедев Влияние поверхностного рассеяния электронов на поглощение электромагнитного излучения мелкой металлической частицей	165
Вт-2.13с	Д.В. Ищенко , А.Э. Климов, В.Н. Шумский Время жизни носителей заряда в твёрдом растворе $Pb_{1-x}Sn_xTe$, легированном индием, в области состава $x \approx 0,3 \div 0,33$	166
Вт-2.14с	К.А. Свит , Л.Л. Свешникова, С.А. Тийс, Д.Ю. Протасов, К.С. Журавлев Влияние пассивации на туннельный транспорт через массивы нанокристаллов сульфида кадмия.....	167
Вт-2.15с	В.Ш. Алиев , С.Г. Бортников Стохастический резонанс в плёнках VO_2 вблизи фазового перехода металл-полупроводник	168
Вт-2.16с	А.И. Никифоров , В.И. Машанов, В.А. Тимофеев, О.П. Пчеляков, Н.-Н. Cheng Начальная стадия роста пленок $Si_xSn_yGe_{1-x-y}$ на Si(100)	169
Вт-2.17с	М.Е. Бойко, М.Д. Шарков , А.В. Бобыль, А.М. Бойко, Н.С. Белякова, С.Г. Конников Изучение слоистой доменной структуры микрокристаллического кремния методом малоуглового рассеяния рентгеновских лучей.....	170

Вт-2.18с	А.С. Коломийцев , В.А. Смирнов, А.В. Внукова Изготовление специализированных АСМ-зондов методом фокусированных ионных пучков для нанодиагностики полупроводниковых структур.....	171
Вт-2.19с	В.Г. Мансуров , Т.В. Малин, К.С. Журавлев, Ю.Г. Галицын Термодинамические аспекты образования двумерной кристаллической фазы AlN на поверхности (0001)Al ₂ O ₃ в условиях МЛЭ.....	172
Вт-2.20с	Ж.В. Смагина , А.В. Двуреченский, А.В. Ненашев, П.Л. Новиков, В.А. Армбристер, П.А. Кучинская, В.А. Зиновьев, В.А. Селезнев, А.В. Мудрый Эпитаксия Ge на поверхности Si, структурированной с помощью ионного облучения.....	173
Вт-2.21с	А.Э. Климов, И.Г. Неизвестный, Н.С. Пашин, В.Н. Шерстякова , В.Н. Шумский Фоточувствительность пленок Pb _{1-x} Sn _x Te:In с содержанием олова вблизи инверсии зон.....	174
Вт-2.22с	Т.В. Самофалова , В.Н. Семенов, А.В. Наумов, А.Н. Харин, А.М. Ховив Микроструктура поверхности пиролитических пленок CdS.....	175
Вт-2.23с	А.Л. Громов, О.И. Ильин, А.С. Коломийцев, С.А. Лисицын Исследование электрических параметров локально осажденных методом фокусированных ионных пучков наноразмерных структур платины.....	176
Вт-2.24с	М.Н. Дроздов, А.В. Антонов, К.Е. Спирин, А.В. Новиков, Д.В. Юрасов Сегрегация примесей в напряженных эпитаксиальных SiGe гетероструктурах и их селективное легирование	177
Вт-2.25с	В.И. Васильев, А.С. Власов, Г.С. Гагис , В.И. Кучинский, Е.П. Марухина, В.П. Хвостиков Получение сверхтонких слоёв твёрдых растворов GaAsSb и GaPSb за счёт твёрдофазных реакций замещения	178
Вт-2.26с	Н.О. Кривулин , Д.А. Павлов, А.И. Бобров, А.В. Пирогов Формирование бездефектных наноразмерных островков кремния на сапфире	179
Вт-2.27с	В.С. Левицкий , А.С. Абрамов, А.И. Косарев, Е.Е. Терукова, Д.Л. Орехов, А.В. Бобыль, И.Н. Ясиевич, А.А. Прокофьев, А.Н. Смирнов, В.Ю. Давыдов Формирование нанокристаллов двух типов в пленках a-Si:H при отжиге.....	180
Вт-2.28с	В.Ю. Давыдов , А.Н. Смирнов, А.А. Клочихин, А.В. Сахаров, Р.Н. Кютт, М.А. Яговкина, Е.Е. Заварин, В.В. Лундин, S. Gwo Структурные и оптические свойства твердых растворов In _x Ga _{1-x} N (0 < x < 1)	181
Вт-2.29с	М.В. Лебедев Модификация атомной структуры и электронных свойств поверхности полупроводников A ³ B ⁵ сольватированными ионами.....	182
Вт-2.30с	М.В. Назаренко , Н.В. Сибирев, В.Г. Дубровский Дискретный и непрерывный анализ влияния флуктуаций на рост зародышей при фазовых переходах первого рода.....	183
Вт-2.31с	Г.В. Бенеманская , М.Н. Лапушкин, С.Н. Тимошнев Формирование аккумуляционного слоя и подавление поверхностных состояний n-GaN при адсорбции Ва	184
Вт-2.32с	Д.А. Пашкеев , И.И. Засавицкий Роль междолинного рассеяния в излучательной рекомбинации твердого раствора Pb _{1-x} Eu _x Te (0 ≤ x ≤ 1).....	185
Вт-2.33с	Ю.Н. Лазарева А.В. Селькин Резонансное упругое рассеяние света на шероховатых интерфейсах органо-полупроводниковых структур	186
Вт-2.34с	Н.А. Валишева , М.С. Аксенов, О.Е. Терещенко, С.Е. Кулькова, А.В. Бакулин Влияние фтора на атомную и электронную структуру границы раздела оксид/InAs(111)А.....	187
Вт-2.35с	В.А. Стучинский , Г.Н. Камаев Электрические свойства МОП-конденсаторов с кремниевыми нановключениями в окисле	188

Вт-2.36с	А.В. Емельянов , А.Г. Казанский, П.К. Кашкаров, П.А. Форш, М.В. Хенкин Фотоэлектрические и оптические свойства наномодифицированного аморфного кремния.....	189
Вт-2.37с	К.Н. Галкин , С.В. Ваванова, И.М. Чернев, Н.Г. Галкин Электрические и термоэлектрические свойства кремниевых нанокomпозитов с встроенными нанокристаллитами Mg_2Si	190
Вт-2.38с	М.Н. Дроздов, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков , М.В. Шалеев, Д.В. Юрасов Релаксация упругих напряжений и сегрегация примесей в SiGe структурах, выращенных на релаксированных SiGe буферах	191
Вт-2.39с	Н.Н. Афонин , В.А. Логачева, А.М. Ховив Процессы формирования наноструктурированных полупроводниковых пленок на основе оксидов титана и железа	192
Вт-2.40с	А.Г. Журавлев , М.Л. Савченко, А.Г. Паулиш, Г.Э. Шайблер, В.Л. Альперович Фотоэмиссионные свойства поверхности GaAs с неравновесными слоями цезия	193
Вт-2.41с	Е.Е. Родякина , С.В. Ситников, А.В. Латышев Взаимодействие атомных ступеней на поверхности Si(111) в условиях электромиграции	194
Вт-2.42с	М. Блондин, П. Брунков, Ю. Жилиев, В. Зеленин, В. Пантелеев, Н. Полетаев , С. Родин Влияние поверхностно-активных атомов на эпитаксиальный рост нитрида галлия выращенного из газовой фазы в системе Ga-HCl-NH ₃ -H ₂ -Ar	195
Вт-2.43с	М.В. Лебедев, Т.В. Львова , П.А. Дементьев, А.Л. Шахмин, И.В. Седова, С.В. Иванов Взаимодействие поверхности InSb(100) с сульфидными растворами	196
Вт-2.44с	И.В. Осинных, К.С. Журавлев , Д.Ю. Протасов, Т.В. Малин, В.Ю. Давыдов, А.Н. Смирнов, Р.Н. Кютт, Б.Я. Бер, Д.Ю. Казанцев Самокомпенсация в сильно легированных кремнием слоях AlGaN	197
Вт-2.45с	В.Л. Берковиц, П.А. Дементьев , М.В. Лебедев, Т.В. Львова, А.Л. Шахмин Химическая пассивация поверхности InAs(100) водным раствором сульфида натрия	198
Вт-2.46с	В.Ф. Агекян , Е.В. Борисов, Л.Е. Воробьев, Г.А. Мелентьев, А.Ю. Серов, Н.Г. Философов, В.А. Шалыгин, Л.А. Шелухин, Н. Nykänen, L. Riuttanen, O. Svensk, S. Suihkonen Оптические и электрические свойства эпитаксиальных слоев нитрида галлия.....	199
Вт-2.47с	В.С. Багаев, В.С. Кривобок , В.П. Мартовицкий, М.В. Шалеев Морфологические, структурные и люминесцентные свойства эпитаксиальных слоев $Si_{1-x}Ge_x/Si(001)$, выращенных МПЭ в метастабильной области роста	200
Вт-2.48с	Н.И. Подольская , М.А. Тимофеева, Н.В. Сибирев, А.И. Жмакин, М.В. Назаренко, В.Г. Дубровский Численные расчеты поверхностной энергии метастабильных фаз полупроводниковых соединений A^3B^5	201
Вт-2.49с	О.М. Сресели, С.А. Гуревич, О.С. Ельцина , Д.А. Андроников, М.Ю. Семерухин, Д.А. Явсин, Ю.С. Вайнштейн Особенности оптических свойств плотноупакованных наночастиц аморфного кремния...202	202
Вт-2.50с	Б.А. Андреев, Н.А. Соболев, Д.В. Денисов , Е.И. Шек Влияние температуры отжига на низкотемпературные фотолюминесцентные спектры эпитаксиальных Si:Er слоёв	203
Вт-2.51с	А.С. Леньшин, В.М. Кашкаров, П.В. Середин, Б.Л. Агапов, Д.А. Минаков, В.Н. Ципенюк , Э.П. Домашевская Оптические характеристики различных структур пористого кремния	204
Вт-2.52с	М.В. Хенкин , А.В. Емельянов, А.Г. Казанский, П.А. Форш, Р. Kazansky Влияние фемтосекундного лазерного облучения пленок a-Si:H на их структуру и фотоэлектрические свойства.....	205

3. Гетероструктуры и сверхрешетки

Чт-3.1с	Е.Е. Вдовин , Ю.Н. Ханин, К. Мантульников, О. Makarovsky, A. Patane, L. Eaves Новый тип осцилляций фототока в туннельных GaAs/AlAs гетероструктурах <i>p-i-n</i> типа с InAs квантовыми точками.....	206
---------	--	-----

Чт-3.2с	Г.Ф. Глинский, М.С. Миронова Метод инвариантов в теории полупроводниковых наногетероструктур и его приложение к анализу эффектов междолинного смешивания в AlAs/GaAs/AlAs и SiGe/Si/SiGe- квантовых ямах.....	207
Чт-3.3с	З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян Нарушение электронейтральности в квантовых ямах и пороговые характеристики полупроводниковых лазеров	208
Чт-3.4с	П.И. Кузнецов, С.В. Аверин, В.А. Житов, Л.Ю. Захаров, Н.В. Алкеев Низкоразмерные гетероструктуры ZnCdS/ZnMgS/GaP для селективного детектирования UV-излучения.....	209
Чт-3.5с	А.С. Большаков, В.В. Чалдышев, Е.Е. Заварин, А.В. Сахаров, В.В. Лундин, А.Ф. Цацульников Резонансные брэгговские структуры на основе системы квантовых ям InGaN в GaN.....	210
Чт-3.6с	Е.В. Филатов, А.А. Максимов, И.И. Тартаковский Особенности кинетики релаксации фотовозбужденных носителей в полупроводниковых гетероструктурах второго типа ZnSe/BeTe в условиях значительного изгиба зон	211
Чт-3.7с	М.М. Мездрогина, Е.И. Теруков, И.Н. Трапезникова, Ю.В. Кожанова Фотоиндуцированные дефекты в структурах с квантовыми ямами на основе InGaN/GaN, легированных Sm, Eu, Eu+Sm, и аморфных пленках a-Si:H	212
Чт-3.8с	А.И. Якимов, В.В. Кириенко, В.А. Армбристер, В.А. Тимофеев, А.И. Никифоров, А.В. Двуреченский Межподзонные оптические переходы дырок в напряженных квантовых ямах SiGe.....	213
Чт-3.9с	В.А. Видулов, В.В. Балашев, А.А. Димитриев, Т.А. Писаренко, В.В. Коробцов Особенности переключения канала проводимости в гибридных структурах Fe ₃ O ₄ /SiO ₂ /n-Si	214
Чт-3.10с	В.Г. Кеслер, А.А. Гузев, С.А. Дворецкий, Е.Р. Закиров, А.П. Ковчавцев, З.В. Панова, М.В. Якушев Барьерные свойства структур Au-Cd _x Hg _{1-x} Te на кремнии	215
Чт-3.11с	И.И. Засавицкий, Д.А. Пашкеев, Е.В. Бушуев, Г.Т. Микаелян Влияние квантующего магнитного поля на спектры излучения квантового каскадного лазера ($\lambda \sim 9$ мкм)	216
Чт-3.12с	А.Б. Давыдов, Б.А. Аронзон, V. Tripathi, K. Dhochak, К.И. Кугель Влияние магнитных неоднородностей на транспортные свойства двумерного дырочного газа в гетероструктурах на основе разбавленных магнитных полупроводников	217
Чт-3.13с	В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов, М.Н. Дроздов, Б.Н. Звонков, К.Е. Кудрявцев, В.В. Румянцев, А.А. Тонких, Р. Werner Наблюдение прямозонной люминесценции из германиевых квантовых ям	218
Чт-3.14с	В.Я. Алешкин, Л.В. Гавриленко, Д.М. Гапонова, А.М. Кадыков, В.Г. Лысенко, З.Ф. Красильник Нерезонансный ближнепольный излучательный перенос экситонных возбуждений между туннельно-несвязанными квантовыми ямами.....	219
Чт-3.15с	Н.С. Прудских, А.В. Шорохов Эволюция волн пространственного заряда в полупроводниковой сверхрешетке, находящейся в сильном переменном электрическом поле.....	220
Чт-3.16с	Е.А. Шевченко, А.А. Торопов, Т.В. Шубина, В.Н. Жмерик, Д.А. Нечаев, А.А. Ситникова, С.В. Иванов, G. Pozina, J.P. Bergman, B. Monemar Подавление эффекта Штарка в квантовых ямах Al _x Ga _{1-x} N/Al _y Ga _{1-y} N с трехмерной морфологией	221
Чт-3.17с	Д.В. Гуляев, К.С. Журавлев Взаимодействие экситонов и носителей заряда в электрическом поле поверхностной акустической волны в GaAs/AlAs сверхрешетках второго рода.....	222

Чт-3.18с	С.В. Морозов, Д.И. Крыжков , В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, З.Ф. Красильник Ю.Г. Садофьев Влияния концентрации неравновесных носителей на вид энергетического спектра и тип гетероперехода гетероструктур с КЯ на основе GaAs/GaAsSb GaAsSb/InGaAs/GaAs излучающих в области 1–1.3 мкм.....	223
Чт-3.19с	С.А. Матвеев , С.А. Денисов, В.Ю. Чалков, В.Г. Шенгуров, М.В. Степихова, Д.А. Павлов, А.И. Бобров, А.В. Нежданов, Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник Релаксированные слои твердого раствора $Si_{1-x}Ge_x$ ($x = 0,25-0,4$) с низкой плотностью дислокаций, выращенные на Si(100) методом молекулярно-пучковой эпитаксии с газовым источником германия	224
Чт-3.20с	Г.Б. Галиев , Е.А. Климов, А.Н. Клочков, Д.В. Лаврухин, С.С. Пушкарев, П.П. Мальцев Спектроскопия фотолюминесценции для исследования МНЕМТ наногетероструктур $In_{0.7}Al_{0.3}As/In_{0.7}Ga_{0.3}As$ с различным дизайном метаморфного буфера	225
Чт-3.21с	А.А. Лебедев , М.В. Заморянская, С.Ю. Давыдов, Д.А. Кириленко, С.П. Лебедев, Л.М. Сорокин, Д.Б. Шустов, М.П. Щеглов Образование квази-сверхрешетки при росте эпитаксиальных слоёв кубического SiC на основе подложек гексагонального SiC	226
Чт-3.22с	А-В.В. Цакаев , В.П. Кочерешко, А.В. Платонов, В.Н. Кац Эффекты пространственной дисперсии экситонов в квантовых ямах.....	227
Чт-3.23с	Д.А. Грачев, А.В. Ершов , Н.В. Малехонова, Д.А. Павлов Оптические и структурные свойства массивов нанокристаллов кремния и германия, сформированных отжигом многослойных нанопериодических структур.....	228
Чт-3.24с	Ю.Ю. Илларионов , М.И. Векслер, В.В. Федоров, Д.В. Исаков, И.В. Грехов Оптическая диагностика инжекционных свойств МДП-структур с тонкими диэлектрическими слоями CaF_2 и HfO_2/SiO_2 на кремнии	229
Чт-3.25с	В.Я. Алешкин, Л.В. Гавриленко, Д.М. Гапонова , З.Ф. Красильник, Д.И. Курицын, С.М. Сергеев, В.Г. Лысенко Динамика экситонных состояний в условиях ближнепольного излучательного переноса энергии в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с квантовыми ямами	230
Чт-3.26с	Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, А.Н. Клочков, С.С. Пушкарев , Д.В. Лаврухин, О.М. Жигалина, А.Н. Кускова, Д.Н. Хмеленин, П.П. Мальцев Исследование влияния конструкции метаморфного буфера и давления мышьяка на электрофизические и структурные характеристики МНЕМТ гетероструктур $In_{0.37}Al_{0.63}As/In_{0.38}Ga_{0.62}As$	231
Чт-3.27с	Ю.Г. Арапов, С.В. Гудина , В.Н. Неверов, С.Г. Новокшенов, С.М. Подгорных, А.П. Савельев, М.В. Якунин Температурная зависимость квантового времени жизни в структурах n-InGaAs/GaAs с двойными сильно-связанными квантовыми ямами	232
Чт-3.28с	М.В. Барановский , Г.Ф. Глинский Исследование фотоэлектрических свойств гетероструктур InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами.....	233
Чт-3.29с	Ю.Ю. Романова , Е.П. Додин, Ю.Н. Ноздрин, А.А. Бирюков, Н.В. Байдусь Полупроводниковые сверхрешетки с негармоническим законом дисперсии: теория и эксперимент.....	234
Чт-3.30с	Ю.Ю. Романова Анализ нелинейных особенностей электрических характеристик сверхрешеток в условиях сильного межминизонного туннелирования.....	235
Чт-3.31с	Н.А. Байдакова , А.Н. Яблонский, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков Спектры возбуждения и кинетика фотолюминесценции самоформирующихся Ge(Si) наностроек.....	236
Чт-3.32с	С.В. Морозов , А.В. Антонов, В.В. Румянцев, К.В. Маремьянин, Л.В. Красильникова, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, В.И. Гавриленко Длинноволновая фотолюминесценция в узкозонных объемных структурах HgCdTe и квантовых ямах $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_{1-y}Hg_yTe$	237

Чт-3.33с	Д.В. Козлов , К.Е. Спиринов, В.И. Гавриленко, М. Orlita, А.Н.А. Hassan, О.А. Mironov, А. Dobbie, R.J.H. Morris, J.E. Halpin, D.R. Leadley Проявление коллективных эффектов в спектрах циклотронного резонанса дырок в гетероструктурах Ge/GeSi	238
Чт-3.34с	С.А. Денисов, С.А. Матвеев , В.Ю. Чалков, В.Г. Шенгуров, М.В. Степихова, М.Н. Дроздов, П.А. Юнин, Р.Х. Жукавин, З.Ф. Красильник, Н.Д. Захаров Периодические структуры SiGe/Si, выращенные молекулярно-пучковой эпитаксией с газовым источником германия	239
Чт-3.35с	А.Н. Яблонский , Н.А. Байдакова, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков Механизмы излучательной рекомбинации в SiGe структурах с самоформирующимися Ge(Si) наноструктурами	240
Чт-3.36с	Е.С. Жукова , А.С. Прохоров, А.А. Борис, А.В. Борис, Б.П. Горшунов, М. Lafkioti, Y. Matiks, E. Benckiser, G. Cristiani, H.U. Habermeier, J.H. Smet, B. Keimer Субмиллиметровая спектроскопия фазовых переходов в гетероструктурах со сверхтонкими слоями LaNiO ₃ /LaAlO ₃	241
Чт-3.37с	А.Ю. Клоков , В.А. Цветков, А.И. Шарков, Д.Ф. Аминев, В.П. Мартовицкий, Д.Н. Лобанов Когерентные фононы в наноструктурах SiGe/Si с двойными квантовыми ямами	242
Чт-3.38с	Е.А. Менькович , С.А. Тарасов, И.А. Ламкин, S. Suihkonen, O. Svensk, H. Lipsanen Исследование люминесценции нитридных светоизлучающих наногетероструктур, содержащих сверхрешетки, в условиях низких температур и токов	243
Чт-3.39с	В.Н. Жмерик , Д.В. Нечаев, А.А. Ситникова, В.В. Ратников, Я.В. Кузнецова, Е.А. Шевченко, А.А. Торопов, Е.В. Луценко, Н.В. Ржеуцкий, В.Н. Павловский, Г.П. Яблонский, П.С. Копьев, С.В. Иванов AlGaN гетероструктуры для источников спонтанной и стимулированной люминесценции с различной поляризацией в ультрафиолетовом диапазоне длин волн 230–300 нм	244
Чт-3.40с	И.С. Васильевский , А.Н. Виниченко, Н.И. Каргин, М.Н. Стриханов Подавление рассеяния электронов на ионизированной примеси в гетероструктурах AlGaAs/InGaAs/(Al)GaAs с нанобарьерами AlAs в окрестности дельта-слоя доноров кремния	245
Чт-3.41с	Д.Д. Фирсов , Д.В. Давыдовская, О.С. Комков, В.А. Соловьев, С.В. Иванов Инфракрасная фотолюминесценция наноструктур InSb/InAs с толщиной InSb более 1 монослоя	246
Чт-3.42с	Д.В. Нечаев , Е.М. Михайлов, Д.А. Кириленко, А.А. Ситникова, В.В. Ратников, В.Н. Жмерик, С.В. Иванов Снижение плотности прорастающих дислокаций при росте гетероструктур AlGaN/AlN на подложках с-Al ₂ O ₃ методом МПЭ	247
Чт-3.43с	М.П. Михайлова, Э.В. Иванов, Л.В. Данилов, К.В. Калинина, Н.Д. Стоянов, Г.Г. Зегря , Ю.П. Яковлев Механизм суперлинейной люминесценции и умножение носителей заряда в наногетероструктурах на основе GaSb с глубокими квантовыми ямами	248

4. Двумерные системы

Пн-4.1с	В.М. Ковалев , А.В. Чаплик Взаимодействие двумерных непрямых дипольных экситонов с поверхностными акустическими волнами и двумерной электронной плазмой	249
Пн-4.2с	О.В. Кибис Светоиндуцированный бездиссипативный электронный транспорт в квантовых ямах	250
Пн-4.3с	А.А. Шерстобитов , Г.М. Миньков, А.В. Германенко, О.Э. Рут, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий Осцилляции туннельного тока в двумерных полупроводниковых структурах на основе HgTe с инвертированным спектром	251

Пн-4.4с	Ю.Г. Арапов, С.В. Гудина, А.С. Клепикова, В.Н. Неверов, С.Г. Новокшенов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушнина , М.В. Якунин Скейлинг в режиме квантового эффекта Холла в структурах с двойной квантовой ямой.....	252
Пн-4.5с	П.В. Петров , Ю.Л. Иванов, Н.С. Аверкиев, А.Ю. Силов Оптическое детектирование кулоновской щели в полупроводниках.....	253
Пн-4.6с	Е.Б. Ольшанецкий , З.Д. Квон, Я.А. Герасименко, В.М. Пудалов, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий Переход полуметалл-диэлектрик в квантовой яме HgTe при наличии гидростатического сжатия.....	254
Пн-4.7с	А.В. Германенко , Г.М. Миньков, А.А. Шерстобитов, О.Э. Рут, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов Слабая антилокализация в квантовых ямах HgTe с нормальной и инверсной зонной структурой.....	255
Пн-4.8с	И.Л. Дричко, И.Ю. Смирнов, А.М. Дьяконов, В.А. Малыш , Н.Д. Ильинская, А.А. Усикова Бесконтактные методы измерения высокочастотной проводимости носителей заряда в квантоворазмерных системах.....	256
Пн-4.9с	А.В. Кудинов , С. Kehl, А.В. Родина, J. Geurts, D. Wolverson Фотолуминесценция квантовых ям n -(Cd,Mn)Te при умеренных концентрациях электронов: перенормировка зон или многочастичные состояния?	257
Пн-4.10с	Д.А. Козлов , З.Д. Квон, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий Слабая антилокализация 2D дираковских фермионов в квантовых ямах CdHgTe/HgTe/CdHgTe.....	258
Пн-4.11с	Л.И. Магарилл , М.В. Энтин Поверхностный фототок в параболической квазиклассической яме	259
Пн-4.12с	А.Ю. Маслов , О.В. Прошина Полярная масса носителей в квантовой яме.....	260
Пн-4.13с	И.Л. Дричко, В.А. Малыш, И.Ю. Смирнов , Л.Е. Голуб, С.А. Тарасенко, А.В. Суслов Эволюция g -фактора и циклотронной массы дырок в наклонном магнитном поле в структурах p -Ge/SiGe с высокой подвижностью.....	261
Пн-4.14с	Д.А. Похабов , М.В. Буданцев, А.Г. Погосов, Е.Ю. Жданов, А.К. Бакаров, А.И. Торопов Пространственное распределение неравновесных токов в режиме квантового эффекта Холла.....	262
Пн-4.15с	Р.З. Витлина , Л.И. Магарилл, А.В. Чаплик Рассеяние света двумерной электронной системой с рашбовским спин-орбитальным взаимодействием в сильном магнитном поле.....	263
Пн-4.16с	В.С. Багаев, В.С. Кривобок , С.Н. Николаев, А.В. Новиков, Е.Е. Онищенко Динамика фазового перехода «плазма-экситонный газ» в квазидвумерных системах на основе SiGe/Si квантовых ям	264
Пн-4.17с	В.А. Петров , А.В. Никитин Влияние электронных интерференционных эффектов на туннелирование в полупроводниковых 2D наноструктурах	265
Пн-4.18с	Ю.Г. Арапов, С.В. Гудина, А.С. Клепикова, В.Н. Неверов , А.П. Савельев, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушнина, М.В. Якунин Аномальная зависимость эффекта Холла в структурах с двойной квантовой ямой в параллельных магнитных полях	266
Пн-4.19с	А.Б. Воробьев, А.В. Чесницкий , Е.В. Козик, А.И. Торопов Статический скин-эффект в двумерном электронном газе на цилиндрической поверхности при высоких температурах	267
Пн-4.20с	И.Н. Котельников , С.Е. Дижур, Е.Н. Морозова Диаманитный сдвиг уровней в двумерной электронной системе и туннельная аномалия при нулевом смещении	268

Пн-4.21с	А.Я. Шульман Скалярное уравнение метода эффективной массы в kp -теории полупроводников с узкой запрещенной зоной	269
Пн-4.22с	А.Я. Шульман, М.Н. Фейгинов Дипольный фотовольтаический эффект в несимметричных квантовых ямах	270
5. Одномерные и нульмерные системы		
Вт-5.1с	И.Б. Чистохин, А.Б. Талочкин Электронные уровни Si на гетерогранице с квантовыми точками Ge	271
Вт-5.2с	И.А. Александров, В.Г. Мансуров, А.К. Гутаковский, К.С. Журавлев Динамика рекомбинации носителей заряда в ансамбле квантовых точек GaN/AlN	272
Вт-5.3с	А.В. Белолипецкий, О.Б. Гусев, А.П. Дмитриев, Е.И. Теруков, И.Н. Яссиевич Трионы в кремниевых нанокристаллах в матрице аморфного гидрогенизированного кремния	273
Вт-5.4с	П.М. Шмаков, А.П. Дмитриев, В.Ю. Качоровский Эффект Ааронова-Бома в одноканальном кольце со слабым беспорядком	274
Вт-5.5с	А.В. Кацаба, В.В. Федянин, С.А. Амброзевич, А.Г. Витухновский Исследование нелюминесцирующих дефектов в квантовых точках CdSe спектрально разрешенным методом термостимулированной люминесценции	275
Вт-5.6с	Н.В. Байдусь, О.В. Вихрова, Б.Н. Звонков, А.В. Здравейцев Влияние фосфидирования на формирование и оптические свойства гетероструктур с квантовыми точками InAs/GaAs	276
Вт-5.7с	Б.Х. Байрамов, В.В. Топоров, Е.Д. Полоскин, Ф.Б. Байрамов, А.Л. Чернев, М.В. Дубина, С. Röder, C. Sprung, G. Irmer, A. Lashkul, E. Lahderanta, Y.W. Song Резонансное неупругое рассеяние света и фотолюминесценция в изолированных квантовых точках nc -Si/SiO ₂	277
Вт-5.8с	О.А. Ткаченко, В.А. Ткаченко О причине 0.7-аномалии в баллистическом микроконтакте	278
Вт-5.9с	С.Г. Зыбцев, В.Я. Покровский Стимуляция когерентности волны зарядовой плотности в квазиодномерных полупроводниках СВЧ излучением	279
Вт-5.10с	К.Г. Беляев, М.В. Рахлин, А.А. Торопов, В.Н. Жмерик, С.В. Иванов, П.С. Копьев, G. Pozina, V. Monemar Усиление люминесценции наноколонн InGaN наночастицами золота	280
Вт-5.11с	А.А. Прокофьев, А.Н. Поддубный, И.Н. Яссиевич Распад фононов в кремниевых нанокристаллах	281
Вт-5.12с	Н.А. Ерюков, А.Г. Милехин, Л.Л. Свешникова, Т.А. Дуда, Л.Д. Покровский, А.К. Гутаковский, С.А. Бацанов Исследование фазового состава нанокристаллов Cu _x S с помощью гигантского комбинационного рассеяния света	282
Вт-5.13с	А.Г. Милёхин, Н.А. Ерюков, Д.В. Дмитриев, А.В. Тогоров, А.И. Никифоров, D.R.T. Zahn Анизотропия акустических фононов в сверхрешетках InAs/AlAs и Ge/Si с квантовыми точками	283
Вт-5.14с	М.А. Пятаев, С.Н. Ульянов Фотогальванический эффект в квантовом кольце с присоединенными проводниками	284
Вт-5.15с	А.Г. Милёхин, Н.А. Ерюков, В.Н. Джаган, М.Я. Валах, В. Dubertret, D.R.T. Zahn ИК спектроскопия квантовых точек CdSe/CdS	285
Вт-5.16с	И.С. Васильевский, А.Н. Виниченко, И.С. Еремин, Д.М. Жигунов, Н.И. Каргин, Ю.Д. Сибирмовский, М.Н. Стриханов Особенности роста и свойства ансамблей квантовых колец In _x Ga _{1-x} As, выращенных методом капельной эпитаксии	286

Вт-5.17с	К.Д. Моисеев , Я.А. Пархоменко, В.В. Романов, П.А. Дементьев, В.Н. Неведомский, Н.А. Берг Особенности формирования квантовых точек InSb в узкозонной матрице InAs(Sb,P)287	287
Вт-5.18с	С.А. Тарасов , Д.С. Мазинг, Л.Б. Матюшкин, И.И. Михайлов, А.Е. Панченко, Д.С. Романовский Исследование люминесцентных свойств коллоидных квантовых точек CdSe, синтезированных в водных средах288	288
Вт-5.19с	В.С. Днепровский, А.М. Смирнов , М.В. Козлова Нелинейные оптические процессы при самодифракции двух типов в полупроводниковых квантовых точках CdSe/ZnS289	289
Вт-5.20с	В.А. Бурдов , Н.В. Курова Электронная структура и Оже-переходы в нанокристаллах кремния, сильно легированных фосфором290	290
Вт-5.21с	К.А. Гончар , В.С. Маршов, Л.А. Осминкина, В.Ю. Тимошенко, В.А. Сиваков Исследование видимой и инфракрасной фотолюминесценции кремниевых нанонитей.....291	291
Вт-5.22с	О.Ф. Вывенко, М.В. Трушин Дислокационный эффект Пул-Френкеля в кремнии.....292	292
6. Спиновые явления, спинтроника, наноматематизм		
Пн-6.1с	С.С. Хлудков , И.А. Прудаев, О.П. Толбанов Перспективы использования разбавленных магнитных полупроводников в качестве материала для спинтроники.....293	293
Пн-6.2с	И.А. Кокурин , П.В. Петров, Н.С. Аверкиев Оптическая ориентация электронов в компенсированных полупроводниках294	294
Пн-6.3с	И.И. Ляпилин Микроскопическая теория спиновой диффузии и спиновой релаксации в полупроводниковой системе со спин-инжектированными носителями295	295
Пн-6.4с	А.Ю. Моллаев , И.К. Камилов, Р.К. Арсланов, Т.Р. Арсланов, В.М. Новоторцев, С.Ф. Маренкин Исследование переходов ферромагнетик–парамагнетик в магнитном полупроводнике CdGeAs ₂ :Mn при высоком давлении.....296	296
Пн-6.5с	Н.В. Агринская , В.А. Березовец, В.И. Козуб, Д.С. Полоскин Ферромагнитное упорядочение в квантовых ямах GaAs-AlGaAs, легированных Mn, обусловленное виртуальным переходом Андерсона в примесной зоне297	297
Пн-6.6с	А.А. Максимов , И.И. Тартаковский, Е.В. Филатов Спин-решеточная релаксация в II-VI полумагнитных полупроводниковых гетероструктурах: роль кластеров ионов Mn ²⁺ и спиновой диффузии по магнитной подсистеме.....298	298
Пн-6.7с	А.В. Родина , F. Liu, L. Biadala, Д.Р. Яковлев, D. Dunker, C. Javaux, J.-P. Hermier, A.L. Efros, V. Dubertret, M. Bayer Спиновая динамика носителей в полупроводниковых коллоидных нанокристаллах CdSe/CdS299	299
Пн-6.8с	В.В. Рыльков , С.Н. Николаев, К.Ю. Черноглазов, В.В. Тугушев, Э.Т. Кулатов, А.Б. Дровосеков, Н.М. Крейнс, С.В. Капельницкий, А.Б. Грановский, Е.А. Ганьшина, А.С. Семисалова, Н.С. Перов, А.С. Веденеев, А.В. Шорохова, О.Д. Храмова, О.А. Новодворский Свойства нестехиометрических пленок Si _{1-x} Mn _x при x ≈ 0.5300	300
Пн-6.9с	М.А. Семина , М.М. Глазов, Е.Я. Шерман, А.В. Кавокин Теория спиновых флуктуаций неравновесных экситонных поляритонов.....301	301
Пн-6.10с	М.В. Дурнев, М.М. Глазов , Е.Л. Ивченко Спиновое расщепление Дрессельхауза в двумерных дырочных системах302	302
Пн-6.11с	Р.И. Джиоев, Е.И. Довгер, Ю.В. Жилияев, А.В. Мурашова, Т.А. Орлова, Н.К. Полетаев Исследование диффузионного транспорта электронов в слоях p-типа Al _x Ga _{1-x} As методом оптической ориентации.....303	303

Пн-6.12с	И.С. Бурмистров, А.У. Шарафутдинов Спиновая восприимчивость и туннельная плотность состояний в квантовой точке с анизотропным обменом.	304
Пн-6.13с	А.В. Пошакинский, С.А. Тарасенко Замедление спиновой релаксации электронов спин-орбитальным взаимодействием в квантовых ямах (110)	305
Пн-6.14с	В.В. Вальков, С.В. Аксенов, Е.А. Уланов Неупругий транспорт электронов в магнитном поле через адсорбированную на поверхность магнитную примесь	306
Пн-6.15с	А.В. Ларионов Спиновая динамика высокоподвижного электронного газа в GaAs квантовой яме	307
Пн-6.16с	Ж.А. Девизорова, В.А. Волков Интерфейсный вклад в спиновое расщепление спектра 2D электронов внецентроинверсных структурах.....	308
Пн-6.17с	Я.В. Терентьев, М.С. Мухин, S.N. Danilov, H. Plank, D. Schuh, D. Weiss, U. Wurstbauer, S.D. Ganichev, М.В. Дурнев, С.А. Тарасенко, С.В. Иванов Магнитооптические исследования квантовых ям InAs/InGaAs/In(Mn)AlAs	309
Пн-6.18с	И.А. Акимов, В.Л. Корнев, С.В. Зайцев, В.Ф. Сапега, Д.Р. Яковлев, Ю.А. Данилов, М. Вауер Когерентная спиновая динамика в гибридных ферромагнитных структурах $\delta < \text{Mn} > / \text{GaAs} / \text{InGaAs}$	310
Пн-6.19с	А.Ф. Зиновьева, А.В. Двуреченский, В.А. Армбристер, Л.В. Кулик ЭПР электронов в структурах с кольцевыми группами GeSi квантовых точек	311
Пн-6.20с	М.В. Дорохин, Е.И. Малышева, Ю.А. Данилов, О.В. Вихрова, И.Л. Калентьева, А.В. Кудрин, А.В. Здоровейщев, А.В. Рыков, Б.Н. Звонков Ферромагнитные свойства наноструктур на основе гетеросистемы InGaAs/GaAs- $\delta < \text{Mn} >$	312
Пн-6.21с	Р.В. Чербунин, А.В. Михайлов, К.В. Кавокин, П.Г. Лагудакис и А.В. Кавокин Спиновая динамика электронов и ядер в полупроводниковом микрорезонаторе	313
Пн-6.22с	А.С. Гурин, Д.О. Толмачев, Н.Г. Романов, П.Г. Баранов, Б.Р. Намозов, Ю.Г. Кусраев, G. Karczewski ОДМР в наноструктурах CdMnTe/CdMgTe с тремя квантовыми ямами различной ширины.....	314
Пн-6.23с	А.В. Ларионов Контроль времени жизни электронного спина в широких GaAs квантовых ямах с латерально локализуемым потенциалом.....	315
Пн-6.24с	В.Х. Кайбышев, Ф. Лиачи, Г.В. Клишко, И.В. Седова, С.В. Сорокин, С.В. Иванов, А.А. Торопов Спиновая динамика в гетеровалентной структуре GaAs/AlGaAs/ZnMnSe/Zn(S)Se с туннельно-тонким барьером.....	316
Пн-6.25с	С.И. Дорожкин, А.А. Капустин, С.С. Мурзин Антилокализационная температурная зависимость проводимости в двумерной системе со спин-орбитальным взаимодействием	317
Пн-6.26с	А.А. Конаков, Н.В. Курова, В.А. Бурдов Электронные и спиновые состояния в кремниевых нанокристаллах с мелкими донорами	318
Пн-6.27с	С.В. Зайцев, G. Vacher Магнитный полярон в нанокристаллах CdSe:Mn	319
Пн-6.28с	А.Д. Буравлев, Г.Э. Цырлин, Ю.Б. Самосоненко, А.И. Хребтов, В.Н. Неведомский, П.Н. Брунков, В.Ф. Сапега, В.М. Устинов МПЭ рост и свойства квантовых точек на основе (In,Mn)As полупроводниковых соединений.....	320

7. Примеси и дефекты

Чт-7.1с	Г.А. Бордовский, А.В. Марченко, А.В. Николаева, Т.Ю. Рабчанова, П.П. Серегин Двухэлектронные центры олова с отрицательной корреляционной энергией в кристаллических и стеклообразных халькогенидных полупроводниках321
Чт-7.2с	Т.С. Аргунова , М.Ю. Гуткин, Ж.Н. Же, Е.Н. Мохов, С.С. Нагалюк, А.Д. Роевков Структурное совершенство фасетированных монокристаллов SiC.....322
Чт-7.3с	В.Е. Бисти , А.С. Журавлев, Л.В. Кулик Доказательство интерфейсной природы D ⁻ комплексов в квантовых ямах.....323
Чт-7.4с	И.В. Крылов , К.А. Дроздов, А.А. Ирхина, Р.Б. Васильев, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов Влияние примеси олова на оптические и фотоэлектрические свойства тонких наноструктурированных пленок In ₂ O ₃324
Чт-7.5с	А.А. Лебедев, В.В. Козловский , С.В. Белов, Е.В. Богданова, С.С. Рыбченко Сравнение радиационной стойкости слоев n-4H-SiC, полученных методами CVD- и сублимационной эпитаксии.....325
Чт-7.6с	В.Б. Молодкин, С.М. Бровчук , А.И. Низкова, С.В. Лизунова Универсальная модель деформационной зависимости полной интегральной интенсивности динамической дифракции в кристаллах с дефектами.....326
Чт-7.7с	И.И. Ижнин , А.И. Ижнин, Г.В. Савицкий, Е.И. Фицыч, К.Д. Мынбаев, Н.Л. Баженов, А.В. Шилиев, Н.Н. Михайлов, М.В. Якушев, В.С. Варавин, С.А. Дворецкий Оптические свойства твердых растворов CdHgTe, подвергнутых обработке низкоэнергетическими ионами327
Чт-7.8с	Т.В. Перевалов , В.А. Гриценко, А.А. Сараев, В.В. Каичев Электронная структура кислородных вакансий в оксиде титана328
Чт-7.9с	М.М. Гаджиалиев, М.И. Даунов, И.К. Камиллов , А.М. Мусаев О статистически распределенных неоднородностях в полупроводниках по данным о поперечном магнетосопротивлении при атмосферном и всестороннем давлении в узкозонных полупроводниках n-типа InSb, InAs и CdSnAs ₂329
Чт-7.10с	В.В. Гудков, И.В. Жевстовских , В.И. Окулов, В.Ю. Маякин, М.Н. Сарычев Резонансная температурная зависимость коэффициента поглощения ультразвука электронами гибридных состояний примесей кобальта в селениде ртути.....330
Чт-7.11с	Т.П. Суркова , В.И. Максимов, С.Ф. Дубинин Локальные неоднородности и тенденции к упорядочениям в кристаллической структуре объемных кристаллов разбавленных магнитных полупроводников Zn _{1-x} Cr _x Se (0 ≤ x ≤ 0.045)331
Чт-7.12с	Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, Р.В. Кузьмин , А.М. Маляренко, В.А. Машков Оптическое излучение из квантоворазмерных кремниевых p ⁺ -n гетеропереходов.....332
Чт-7.13с	Д.И. Блецкан , М.М. Блецкан, В.Н. Кабаций Электронная структура катионных вакансий и примеси сурьмы в GeS и SnS по данным квантово-химических расчетов и экспериментов по фотопроводимости.....333
Чт-7.14с	Т.А. Джафаров , М.И. Мургузов, Дж.И. Гусейнов, О.М. Гасанов Электронные явления в сплавах системы Sn-Tb-Se334
Чт-7.15с	А.В. Войцеховский , Н.Х. Талипов Влияние термоциклирования на процесс низкотемпературной активации гетероэпитаксиальных структурах CdHg _{1-x} Te имплантированных атомов бора и азота.....335
Чт-7.16с	А.В. Войцеховский , Д.Ю. Протасов, Н.Х. Талипов Применение метода «спектр подвижности» для исследования процесса низкотемпературной активации имплантированных атомов бора в гетероэпитаксиальных структурах CdHg _{1-x} Te336
Чт-7.17с	В.В. Кведер, М.А. Хорошева Наблюдение вакансионных дефектов, возникающих в процессе движения дислокаций в кремнии337

Чт-7.18с	Ю.А. Бабанов , Д.А. Пономарев, Ю.А. Саламатов, В.В. Устинов Локальные искажения кристаллической решетки в твердых растворах NiZnO: ограниченный хаос.....	338
Чт-7.19с	Н.С. Аверкиев, К.А. Барышников, И.Б. Берсукер, В.В. Гудков , И.В. Жевстовских, В.Ю. Маякин, А.М. Монахов, М.Н. Сарычев, В.Е. Седов Ультразвуковые исследования вибронного взаимодействия в кристалле GaAs:Cu.....	339
Чт-7.20с	А.Т. Лончаков , В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова, М.Д. Андрийчук, Л.Д. Паранчич Аномальный эффект Холла в системе спонтанно поляризованных электронов в кристаллах HgSe:Fe.....	340
Чт-7.21с	Ю.С. Вайнштейн , О.Б. Гусев, Ю.К. Ундалов, О.С. Ельцина, И.Н. Трапезникова, Е.Е. Терукова, О.М. Сресели Примесная ударная ионизация в слоях нанокластеров аморфного кремния в матрице субоксида кремния	341
Чт-7.22с	В.М. Бойко, В.Н. Брудный, С.С. Веревкин , В.С. Ермаков, Н.Г. Колин, А.В. Корулин, А.Я. Поляков Образование и отжиг радиационных дефектов в n-GaN, облученного электронами.....	342
Чт-7.23с	В.Я. Алешкин , Д.И. Бурдейный Расчет динамики примесной фотопроводимости в n-GaAs и n-InP	343
Чт-7.24с	Ю.А. Астров , В.Б. Шуман, Л.М. Порцель, А.Н. Лодыгин Легирование кремния селеном: влияние давления пара диффузанта на содержание примесных центров.....	344
Чт-7.25с	А.В. Антонов, Л.В. Гавриленко , Б.А. Андреев, С.В. Морозов, В.В. Румянцев Спектрокинетические исследования фототока в слабелегированном GaN в области энергии продольного оптического фонона	345
Чт-7.26с	Н.Т. Баграев , Д.С. Гец, Э.Ю. Даниловский, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко ЭДЭПР точечных центров в кремниевых наноструктурах	346
Чт-7.27с	Н.Т. Баграев, Д.С. Гец , Э.Ю. Даниловский, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, Е.Н. Калабухова, Д.В. Савченко Вакансионные центры в наноструктурах на поверхности n-6H-SiC	347
Чт-7.28с	Е.С. Жукова , К. Lassmann, П.С. Королёв, А.С. Прохоров, В.П. Калинушкин, В.Г. Плотниченко, М. Dressel, Н.В. Абросимов, П.Г. Сенников, Н.-J. Pohl, Б.П. Горшунов Терагерцовая спектроскопия примесной кислородной моды на 870 ГГц в натуральном ^{Nat} Si и изотопно-обогащённом ²⁸ Si, ³⁰ Si кремнии	348
Чт-7.29с	М.Ю. Гуткин, С.Н. Панпурин Равновесные ансамбли квантовых точек в пентагональных нанопроволоках неоднородного атомного состава.....	349
Чт-7.30с	Ш.И. Аскарров , Б.З. Шарипов Электронная структура и взаимодействие марганца в кремнии	350
Чт-7.31с	А.В. Шиляев , А.А. Грешнов, Н.Л. Баженов, К.Д. Мынбаев Интенсивная фотолюминесценция в узкощелевых твёрдых растворах CdHgTe при комнатной температуре	351
Чт-7.32с	В.Н. Брудный , С.Н. Гриняев Локальная электронейтральность в полупроводниках.....	352
Чт-7.33с	Е.П. Скипетров , О.В. Крулевецкая, Е.И. Слынько, В.Е. Слынько Резонансный уровень железа в теллуриде свинца	353
Чт-7.34с	А.А. Ежевский, А.А. Конаков, С.А. Попков , А.В. Сухоруков, Д.В. Гусейнов, N.V. Abrosimov, H. Riemann Исследование орбитально-вырожденных электронных состояний мелкого донорного центра лития в моноизотопном кремнии ²⁸ Si	354
Чт-7.35с	А.Н. Якименко , Н.А. Соболев, Е.И. Шек Аномальные зависимости емкости светоизлучающих диодов на основе монокристаллического кремния, легированного эрбием	355

Чт-7.36с	А.В. Антонов, К.Е. Кудрявцев, В.Б. Шмагин , Д.В. Шенгуров, З.Ф. Красильник Примесная фотопроводимость эпитаксиальных слоев Si:Er	356
Чт-7.37с	А.А. Ирхина , Р.Б. Васильев Синтез плазмонных наночастиц на основе сульфидов меди	357
Чт-7.38с	В.В. Болотов , В.Е. Кан, Р.К. Макушенко, М.Ю. Бирюков, К.Е. Ивлев Механизм взаимодействия поверхности композита на основе пористого кремния с адсорбированными молекулами NO ₂	358
Чт-7.39с	Д.М. Артемьев , Т.С. Орлова, В.Е. Бугров, М.А. Одноблюдов, А.Е. Романов Реакционно-кинетическая модель уменьшения плотности прорастающих дислокаций в пористом слое GaN.....	359
Чт-7.40с	В.С. Кривобок, В.И. Козловский, А.Ф. Адиятуллин, С.В. Шевцов, Д.Е. Свиридов, А.А. Пручкина Тушение фотолюминесценции квантовых ям Zn(Cd)Se/ZnMgSSe/GaAs при их подсветке подбарьерным излучением	360
Чт-7.41с	С.И. Петров , А.Н. Алексеев, Д.М. Красовицкий, В.П. Чалый, В.В. Мамаев Слои GaN с низкой плотностью дислокаций, выращенные на высокотемпературном слое AlN.....	361
Чт-7.42с	И.А. Курова, Н.Н. Ормонт О фотоиндуцированных эффектах в нелегированных пленках аморфного гидрированного кремния	362
Чт-7.43с	Д.Д. Крамущенко , И.В. Ильин, В.А. Солтамов, М.В. Музафарова, П.Г. Баранов Диагностика синтетических и природных алмазов, облученных протонами, нейтронами и электронами, методами магнитного резонанса.....	363
Чт-7.44с	С.Н. Нагорных , В.И. Павленков, А.Н. Михайлов, А.И. Белов, Д.И. Тетельбаум О температурной зависимости дислокационной фотолюминесценции в кремнии.....	364
Чт-7.45с	А.С. Гурин , Д.О. Толмачев, Н.Г. Романов, П.Г. Баранов Оптически детектируемый магнитный резонанс в монокристаллах ZnO с примесью железа	365
Чт-7.46с	Б.А. Андреев, З.Ф. Красильник, Л.В. Красильникова , К.Е. Кудрявцев, Д.В. Шенгуров, А.Н. Яблонский Излучательные свойства волноводных структур Si:Er/SOI	366
Чт-7.47с	В.В. Сарайкин, А.Ю. Трифонов, В.В. Привезенцев , В.С. Куликаускас, Д.В. Петров Формирование наночастиц в кремнии, имплантированном ионами цинка и кислорода	367
Чт-7.48с	А.Н. Терещенко , Э.А. Штейнман, А.А. Мазилкин, М.А. Хорошева, О. Конончук Исследование электронных свойств дефектов на границе соединения разориентированных пластин кремния.....	368
Чт-7.49с	А.С. Бондаренко , О.Ф. Вывенко Оптические переходы, ответственные за происхождение полосы дислокационной люминесценции D1 в кремнии.....	369

8. Высокочастотные явления в полупроводниках

Пн-8.1с	Н.В. Алкеев , С.В. Аверин, А.А. Дорофеев, Н.Б. Гладышева Квантовая индуктивность резонансно-туннельного диода существенно уменьшает его предельную частоту	370
Пн-8.2с	А.А. Грешнов Циклотронный резонанс в режиме квантового эффекта Холла.....	371
Пн-8.3с	Л.И. Рябова , В.И. Черничкин, А.А. Добровольский, А.В. Никорич, С.Н. Данилов, Д.Р. Хохлов Фотопроводимость теллурида свинца, легированного примесями с переменной валентностью, в терагерцовом диапазоне спектра.....	372
Пн-8.4с	В.С. Юферев Субтерагерцовые осцилляции в $n^+ - n^0 - n^+$ и $n^+ - p - n^0 - n^+$ GaAs структурах	373

Пн-8.5с	В.В. Капаев Высокочастотный отклик резонансно-туннельных наногетероструктур	374
Пн-8.6с	В.В. Попов , О.В. Полищук, А.Р. Давоян, В. Рыжий, Т. Оцужи, М.С. Шур Усиление терагерцового излучения при стимулированной генерации плазмонов в графене	375
Пн-8.7с	В.А. Шалыгин, Г.А. Мелентьев , М.Д. Молдавская, Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, А.Н. Софронов, В.Ю. Паневин, Н. Nykänen, L. Riuttanen, O. Svensk, S. Suihkonen Эмиссия терагерцового излучения горячими поверхностными плазмон-поляритонами в микроструктурах на основе <i>n</i> -GaN	376
Пн-8.8с	В.И. Санкин , А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, А.Г. Петров, П.П. Шкребий, А.А. Лепнева Терагерцовая электролюминесценция в естественной сверхрешетке политипов SiC, индуцированная особенностями минизонного спектра	377
Пн-8.9с	И.П. Звягин, М.А. Ормонт Особенности частотной зависимости прыжковой проводимости неупорядоченных систем	378
Пн-8.10с	С.И. Дорожкин , J.H. Smet, K. von Klitzing, V. Umansky Эволюция микроволнового фотоотклика двумерной электронной системы при изменении плотности электронов	379
Пн-8.11с	В.А. Гергель , Г.Г. Галиев, А.В. Верховцева, Н.М. Горшкова, И.В. Алтухов, С.К. Папроцкий, А.П. Зеленый, С.С. Жигальцов, В.С. Минкин, Э.А. Ильичев Электрическая неустойчивость в сверхрешетках GaAs/Al _x Ga _{1-x} As с туннельно-непрозрачной толщиной барьерных слоев	380
Пн-8.12с	Ф.В. Порубаев , Л.Е. Голуб Эффекты пространственной дисперсии в структурах с квантовыми ямами	381
Пн-8.13с	М.И. Базалевский, А.А. Горбачевич, В.И. Егоркин, И.П. Казаков , А.Ю. Клоков, В.П. Мартовицкий, Ю.А. Митягин, В.Н. Мурзин, С.А. Савинов, С.С. Шмелев, В.А. Цветков Технология изготовления и фотоэлектрические исследования процессов формирования ультракоротких токовых импульсов в LT-GaAs на кремниевой и арсенид-галлиевой подложках	382
Пн-8.14с	В.А. Маргулис, М.А. Пятаев, С.Н. Ульянов Фототок в квантовой проволоке с примесью в продольном магнитном поле	383
Пн-8.15с	М.В. Сахно, Ж.В. Гуменюк-Сычевская , Ф.Ф. Сизов Моделирование свойств матричной системы видения терагерцового диапазона на базе полевых транзисторов	384
Пн-8.16с	А.С. Буйских, А.Д. Буравлев, М.А. Калитеевский, И.А. Мустафин, Л.Л. Самойлов, Ю.Б. Самсоненко, В.Н. Трухин , Г.Э. Цырлин Терагерцовые излучательные процессы в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах	385
Пн-8.17с	А.В. Шорохов , В.В. Абрамов, Н.Н. Хвастунов, Т. Nyart, К.Н. Алексеев Терагерцевая лазерная генерация в сверхрешетках	386
Пн-8.18с	А.В. Агращенко , В.П. Улин, R. Adomavicius, A. Krotkus, В.П. Евтихийев Гигантское усиление терагерцовой эмиссии из наноструктурированного GaP(111)	387
Пн-8.19с	П.Б. Родин , А.М. Минарский Теория пространственно-однородного субнаносекундного лавинного переключения высоковольтных <i>p-i-n</i> структур	388
9. Органические полупроводники, молекулярные системы		
Пн-9.1с	А.Н. Алешин , И.П. Щербаков Светоизлучающие полевые транзисторы на основе композитных пленок содержащих полимеры и неорганические наночастицы	389

Пн-9.2с	Е.В. Тихонов , Ю.А. Успенский, Э.Т. Кулатов, Д.Р. Хохлов Первопринципные расчеты электронной структуры молекулярных органических полупроводников.....	390
Пн-9.3с	Р.М. Власова, Б.В. Петров , Е.И. Жилиева, С.А. Торунова Оптические исследования размерных, корреляционных и электрон-фононных явлений в органических низкоразмерных полупроводниках (EDT-TTF) ₃ Hg ₂ Br ₆ и (EDT-TTF) ₃ Hg(SCN) ₃ I _{0,5} (PhCl) _{0,5}	391
Пн-9.4с	И.Р. Набиуллин , А.Н. Лачинов, В.М. Корнилов Применение субмикронных пленок полимера для регистрации фазовых и структурных превращений в металлах.....	392
Пн-9.5с	В.В. Травкин, Г.Л. Пахомов , П.А. Лучников Влияние буферных слоёв на эффективность органических фотовольтаических ячеек на полимерных подложках.....	393
Пн-9.6с	Д.Д. Карамов , В.М. Корнилов, А.Н. Лачинов Атомно-силовая и пьезоэлектрическая силовая микроскопия субмикронных пленок полидифениленфталида.....	394
Пн-9.7с	А.Ф. Пономарев, П.П. Чернов , А.А. Миниахметов Дистанционное изменение проводимости в системе металл-полимер-металл в субмикронных пленках полиарилефталидов индуцированное фазовым переходом.....	395
Пн-9.8с	М.А. Дронов , М.С. Котова, И.А. Белогорохов Влияние легирования на эффект резистивных переключений в полимерных материалах.....	396
Пн-9.9с	М.А. Дронов, М.С. Котова , И.А. Белогорохов Эффект резистивного переключения в композитных полимерных материалах с добавлением металлических микрочастиц на микромасштабах и энергонезависимая память на его основе.....	397

10. Углеродные наноматериалы

Пн-10.1с	О.А. Агеев, Ю.Ф. Блинов, М.В. Рубашкина , В.А. Смирнов Сканирующая туннельная микроскопия мемристорного эффекта вертикально ориентированных углеродных нанотрубок.....	398
Пн-10.2с	А.А. Грешнов , Я.М. Бельтюков Моделирование квантового эффекта Холла в графене.....	399
Пн-10.3с	А.А. Бабаев , П.П. Хохлачев, Е.И. Теруков, А.К. Филиппов Удельное сопротивление и вольт-амперные характеристики пленок композита на основе углеродных многостенных нанотрубок полученных модифицированным медом направленного спиннинга.....	400
Пн-10.4с	Г.В. Тихомирова , А.В. Тебеньков, Я.Ю. Волкова, Т.К. Петросян, А.В. Жарков Транспорт и фазовые переходы в графене и графите при высоких давлениях.....	401
Пн-10.5с	М.Е. Бойко , М.Д. Шарков, А.В. Бобыль, А.М. Бойко, С.Н. Ивашевская, С.Г. Конников Анализ структуры детонационных наноалмазов на основе рентгеновских исследований алмазной шихты.....	402
Пн-10.6с	В.В. Болотов, В.Е. Кан , М.Ю. Бирюков, Р.В. Шелягин, Е.В. Князев Исследование природы низкочастотной полосы в спектрах КРС многостенных УНТ, полученных методом CVD.....	403
Пн-10.7с	А.В. Фролов , Ю.И. Латышев, В.В. Песков, И.Л. Клыков, Е.Г. Шустин Управление концентрацией носителей в графене с помощью жидкого и твёрдого затворов.....	404
Пн-10.8с	О.И. Ильин, И.Н. Коц, А.С. Лисицын, А.А. Федотов Исследование методики наноразмерной взрывной литографии для формирования упорядоченных углеродных нанотрубок.....	405

Пн-10.9с	В.М. Микушкин , В.В. Шнитов, С.П. Лебедев, А.А. Лебедев, С.Ю. Никонов, Е.В. Лихачёв, А.Р. Yakimova, О.В. Вилков Размерное квантование в бислойном графене, выращенном на поверхности 6H-SiC (0001).....	406
Пн-10.10с	Д.А. Свинцов , И.А. Семенихин, В.В. Вьюрков, М.В. Рыжий, А. Сато, Т. Отсуджи, В.И. Рыжий Двойная инжекция и инверсная населенность в p-i-n – структурах на основе графена.....	407

11. Метаматериалы и фотонные кристаллы

Чт-11.1с	Г.В. Ли , Е.В. Астрова, С.А. Дьяков, А.В. Балдычева, Т.С. Перова, С.Г. Тиходеев, Н.А. Гиппиус Оптические свойства фотонных структур на основе двумерной решетки макропористого кремния.....	408
Чт-11.2с	С.А. Грудинкин , Н.А. Феоктистов, Е.Ю. Трофимова, Д.А. Курдюков, К.В. Богданов, М.А. Баранов, А.В. Фёдоров, В.Г. Голубев Модуляция спектра излучения в сферических микрорезонаторах с люминесцентной оболочкой из a-SiC:H.....	409
Чт-11.3с	Ю.В. Настаушев, Л.С. Голобокова , Ф.Н. Дульцев, А.С. Кожухов, Т.А. Гаврилова, А.Б. Талочкин, Д.В. Гуляев, А.В. Латышев Кремниевые нанопиллары (nanopillars): создание и свойства.....	410
Чт-11.4с	В.И. Ушанов , В.В. Чалдышев, В.В. Преображенский, М.А. Путятю, Б.Р. Семягин Отражение света от брэгговской решетки и хаотических массивов металлических нановключений As и AsSb в матрице AlGaAs.....	411
Чт-11.5с	А.В. Савельев Фильтры одиночных фотонов на основе микрорезонаторов связанных с волноводом.....	412
Чт-11.6с	В.Г. Федотов , А.В. Селькин Брэгговское отражение света от двумерных фотонных кристаллов на основе кремния.....	413
Чт-11.7с	В.А. Толмачев , А.В. Балдычева, С.А. Дьяков, Т.С. Перова Связанные композитные Фабри-Перо резонаторы с подстройкой дублета и триплета дефектных мод на основе одномерного фотонного кристалла на кремнии.....	414
Чт-11.8с	А.С. Саидов , Ш.Н. Усманов, М. Каланов, З. Аллаярова Рентгеноструктурное исследование твердых растворов замещения $(Si_2)_{1-x}(CdS)_x$ ($0 \leq x \leq 0.01$) и $(Si_2)_{1-x}(GaN)_x$	415

12. Полупроводниковые приборы и устройства

Вт-12.1с	В.С. Юферев, М.Е. Левинштейн , J.W. Palmour Особенности стационарного распределения носителей и распространения включенного состояния в SiC фототиристорах.....	416
Вт-12.2с	А.С. Насибов , В.Г. Баграмов, К.В. Бережной, П.В. Шапкин Электроразрядный полупроводниковый лазер.....	417
Вт-12.3с	Е.В. Богданов , Н.Я. Минина Переключение поляризационных мод излучения лазерных диодов n-Al _x Ga _{1-x} As/GaAs _y P _{1-y} /p-Al _x Ga _{1-x} As при внешних напряжениях.....	418
Вт-12.4с	М.А. Демьяненко, Д.Г. Есаев , А.И. Козлов, И.В. Марчишин, В.Н. Овсяк Унифицированные кремниевые мультиплексоры для многоэлементных инфракрасных фотоприемников.....	419
Вт-12.5с	Т.Т. Мнацаканов , М.Е. Левинштейн, А.Г. Тандоев, С.Н. Юрков, В.Б. Шуман Современный подход к описанию транспорта носителей заряда в полупроводниках.....	420
Вт-12.6с	А.А. Дубинов Роль оже-рекомбинации в определении пороговой плотности тока ДГС лазера зеленого диапазона частот.....	421
Вт-12.7с	Н.Г. Галкин, Е.А. Чусовитин, Д.Л. Горошко , А.В. Шевлягин, Т.С. Шамирзаев, А.В. Латышев Люминесцентные и фотоэлектрические свойства мезадиодов Si-p/β-FeSi ₂ /Si-p/Si-n со встроенными мультислоями нанокристаллитов β-FeSi ₂	422

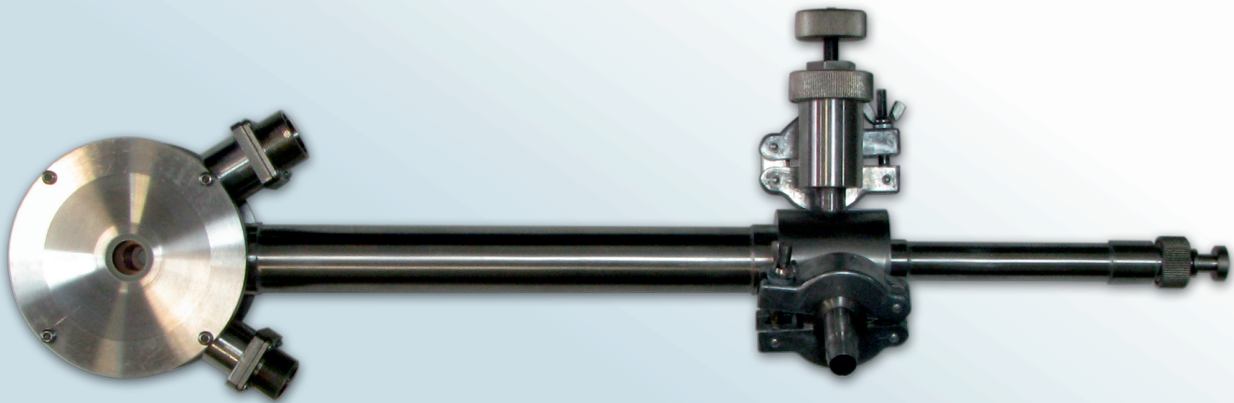
Вт-12.8с	Н.И. Алябьева , О.А. Агеев, Damien Mcgrouther, Ian Maclaren, Alessio Morelli, Ionela Vrejiou Исследование и анализ доменной структуры BiFeO_3 методом пьезо силовой микроскопии.....	423
Вт-12.9с	Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашев, Н.М. Латникова, А.А. Лавров, Б.А. Матвеев , А.С. Петров, М.А. Ременный, Е.Н. Севостьянов, Н.М. Стусь Охлаждаемые фотодиоды на основе одиночной гетероструктуры $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}$	424
Вт-12.10с	О.Н. Горшков, Д.А. Антонов , Д.О. Филатов, И.Н. Антонов, А.Ю. Дудин, А.Н. Шарапов Исследование резистивного переключения в пленках ZrO_2 методом туннельной атомно-силовой микроскопии.....	425
Вт-12.11с	В.С. Арыков , С.В. Ишуткин, И.В. Юнусов, А.К. Бакаров, К.С. Журавлев, А.И. Торопов Нормально-закрытый полевой СВЧ транзистор на основе GaAs.....	426
Вт-12.12с	В.И. Брылевский, И.А. Смирнова Экспериментальное исследование субнаносекундного лавинного переключения высоковольтных кремниевых структур.....	427
Вт-12.13с	В.А. Смирнов , В.И. Авилов, О.Г. Цуканова Формирование и исследование мемристорных оксидных наноструктур титана методом атомно-силовой микроскопии.....	428
Вт-12.14с	Е.И. Шабунина , Н.А. Тальнишних, А.Е. Черняков, Н.М. Шмидт, М.Е. Левинштейн Низкочастотный шум в светодиодах на основе InGaN/GaN при 298 и 77 К.....	429
Вт-12.15с	О.А. Ткаченко, В.А. Ткаченко , З.Д. Квон, А.В. Латышев, А.Л. Асеев Суперкомпьютерное моделирование квантовых наноустройств.....	430
Вт-12.16с	А.В. Ермачихин, В.И. Зубков, О.В. Кучерова, В.Г. Литвинов, В.Н. Черкасова, И.Н. Яковлев Анализ аномального заполнения множественных квантовых ям в системе $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ методами спектроскопии адмиттанса.....	431
Вт-12.17с	М.С. Дунаевский , П.А. Алексеев, А.М. Монахов, А. Varanov, P. Girard, R. Teissier, А.Н. Титков Визуализация пространственной структуры мод излучения лазера с модой шепчущей галереи методами зондовой микроскопии.....	432
Вт-12.18с	Д.В. Гусин , И.В. Грехов Пространственно-неоднородное переключение в многослойных инжекционных структурах.....	433
Вт-12.19с	В.Г. Кеслер , А.А. Гузев, А.П. Ковчавцев, З.В. Панова Пассивация поверхности InAs в плазме тлеющего разряда.....	434
Вт-12.20с	Л.Е. Федичкин , А.Ю. Васильев Декогеренция электронных состояний в тройных квантовых SiGe точках, вызванная фононами.....	435
Вт-12.21с	В.Н. Жмерик, С.Ю. Курин, И.А. Ламкин , А.А. Петров, С.А. Тарасов Контакты металл – AlGaN и УФ фотодиоды на их основе.....	436
Вт-12.22с	М.М. Иванова , А.Н. Качемцев, А.Н. Михайлов, Д.О. Филатов, В.Г. Шенгуров Влияние облучения на фоточувствительность кремниевых фотодетекторов с наноструктурами SiGe в активной области.....	437
Вт-12.23с	В.В. Золотарев , Л.С. Вавилова, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов Мощные полупроводниковые лазеры с поверхностным брэгговским зеркалом.....	438
Вт-12.24с	А.М. Стрельчук , В.В. Евстропов Механизм тока в рп переходах на основе сублимационных эпитаксиальных слоев 3C-SiC двойниковой структурой.....	439
Вт-12.25с	В.Е. Земляков , С.Б. Бурзин, В.И. Гармаш, В.И. Егоркин Исследование свойств пленок плазмохимического нитрида кремния, используемых для пассивации транзистора $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ на кремнии.....	440

Вт-12.26с	С.Э. Тягинов, Д.С. Осинцев, Ю.Ю. Илларионов , J.M. Park, H. Enichlmair, М.И. Векслер, T. Grasser Туннелирование сильно неравновесных носителей в транзисторах традиционной структуры.....	441
Вт-12.27с	В.М. Андреев, Е.А. Гребенщикова, Н.Д. Ильинская, В.С. Калиновский , Е.В. Контрош, А.В. Малевская, А.А. Усикова Исследование фотоэлектрических характеристик InGaP/Ga(In)As/Ge солнечных элементов, полученных с использованием одностадийного жидкостного метода разделительного травления.....	442
Вт-12.28с	А.А. Гисматулин , Г.Н. Камаев Формирование методом прямого сращивания и исследование туннельных наноструктур Si/SiO ₂	443
Вт-12.29с	А.А. Донцов , А.М. Монахов Влияние задержанной связи на эффект динамического переключения встречных мод в лазерах с кольцевым резонатором.....	444
Вт-12.30с	А.В. Скупов Теоретическое исследование процессов дефектообразования в оптоэлектронных приборах с квантовыми точками Ge/Si при корпускулярном облучении.....	445
Вт-12.31с	С.И. Петров , А.Н. Алексеев, Д.М. Красовицкий, В.В. Мамаев, В.П. Чалый Слои GaN с пониженной плотностью дислокаций для НЕМТ транзисторов, выращенные NH ₃ -МБЕ с использованием высокотемпературных буферных слоев AlN/AlGaN.....	446
Вт-12.32с	А.В. Мазалов, Д.Р. Сабитов, В.А. Курешов, А.А. Падалица, А.А. Мармалюк , И.Д. Бурлаков, К.О. Болтарь, Н.В. Седнев Фотоприемники УФ-диапазона на основе гетероструктур (Al)GaN/AlN.....	447
Вт-12.33с	П.Н. Аруев, В.В. Забродский , Н.А. Соболев, Е.В. Шерстнев, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало, А.В. Щербаков Исследование стойкости кремниевых фотодиодов на длине волны 13.5 нм.....	448
Вт-12.34с	А.А. Подоскин , С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов Полностью оптическое управление модами структурами различной добротности в полупроводниковых инжекционных лазерах.....	449
Вт-12.35с	С.О. Слипченко , А.А. Подоскин, А.В. Горбатюк, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов, Т.А. Багаев, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк, В.А. Симаков Модель полупроводникового гетеролазера-тиристора.....	450
Вт-12.36с	Г.С. Соколовский , К.К. Соболева, С.Н. Лосев, В.В. Дюделев, А.Г. Дерягин, В.И. Кучинский, W. Sibbett, Э.У. Рафаилов Генерации нерасходящихся (Бесселевых) световых пучков при помощи полупроводниковых лазеров и их применение для оптического манипулирования биологическими объектами.....	451
Вт-12.37с	С.О. Слипченко, А.А. Подоскин , И.С. Шашкин, В.В. Золотарев, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов Оптические характеристики инжекционные полупроводниковые лазеры InGaAs/GaAs с волноводом на одиночной квантовой яме.....	452
Вт-12.38с	Н.А. Черкашин , S. Reboh, M.J. Hütch, A. Clavierie, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Б.Р. Семягин и В.В. Чалдышев Определение деформации, распределения химических элементов и напряжений в In(Ga)As квантовых точках в GaAs с помощью современных методов просвечивающей электронной микроскопии.....	453
Вт-12.39с	Е.А. Панютин Моделирование вторично-электронной лавины и усиление одноэлектронного импульса в полупроводниковом микроканале.....	454
Вт-12.40с	В.И. Рудаков, Е.А. Богоявленская, Ю.И. Денисенко , В.В. Наумов Влияние буферных слоев на электрофизические свойства МОП структур с ультратонким диэлектриком HfO ₂	455

Вт-12.41с	А.А. Петухов , Б.Е. Журганов, К.В. Калинина, Н.Д. Стоянов, Х.М. Салихов, М.П. Михайлова, Ю.П. Яковлев Высокотемпературная люминесценция в светодиодной гетероструктуре n-GaSb/n-InGaAsSb/p-AlGaAsSb с высоким потенциальным барьером в зоне проводимости	456
Вт-12.42с	М.М. Иванова , А.Н. Качемцев, О.В. Ткачев, В.П. Шукайло Исследование влияния облучения на изменение концентрации неравновесных носителей заряда в базе кремниевого <i>p-i-n</i> -диода с кванторазмерными включениями германия	457
13. Наномеханика		
Чт-13.1с	М.Ю. Гуткин, А.М. Смирнов Прямоугольные призматические дислокационные петли в оболочках композитных наночастиц	458
Чт-13.2с	А.Л. Колесникова, М.Ю. Гуткин , С.А. Красницкий, А.Е. Романов Круговые призматические дислокационные петли в сферически симметричных наноструктурах со свободными поверхностями	459
Чт-13.3с	М.Ю. Гуткин, А.Л. Колесникова, С.А. Красницкий , А.Е. Романов Петли дислокаций несоответствия в композитных наночастицах типа «ядро-оболочка»	460
Чт-13.4с	А.Д. Буравлев , Н.В. Сибирев, Д.В. Безнасюк, Н. Лебедева, С. Новиков, Х. Липсанен, Г.Э. Цырлин Определение модуля Юнга (Ga,Mn)As ННК	461
14. Топологический изолятор		
Чт-14.1с	О.Е. Терещенко , К.А. Кох, С.В. Макаренко, В.А. Голяшов, О.А. Шегай Формирование и свойства латерального p-n перехода в топологическом изоляторе Bi_2Te_3	462
Чт-14.2с	О.Е. Терещенко , К.А. Кох, В.А. Голяшов, С.В. Еремеев, Т.В. Меньщикова, Е.В. Чулков, К. Miyamoto, A. Kimura, T. Okuda, H. Miyahara, K. Kuroda Спиновая поляризация в поверхностных состояниях и инертность поверхности топологических изоляторов	463
Чт-14.3с	Ю.Б. Васильев , Н.Н. Михайлов, Г.Ю. Васильева, Ю.Л. Иванов Горячие электроны в квантовой яме HgTe с линейной дисперсией	464
Чт-14.4с	С.Н. Артеменко, В.О. Каладжян Возбуждение фототока в двумерном топологическом изоляторе циркулярно поляризованным светом	465
Авторский указатель		466

Новый продукт

Криостат для микроскопии с минимальной рабочей температурой 2,7 К и с пониженными вибрациями



- Минимальная температура 2,7 К
- Минимальное рабочее расстояние 1,5 мм
- Вес 1,5 кг
- Максимальная толщина образца 5 мм
- Максимальный диаметр образца 20 мм
- Может использоваться с любым микроскопом
- Работа под постоянной откачкой гелия
- Расход гелия около 0,5 л/час

CRYOTRADE engineering

...WE MAKE IDEAS WORK

Наша компания ООО «Криотрейд» занимается разработкой и производством криогенного оборудования для научных исследований. Так же компания поставляет криогенное оборудование ведущих зарубежных поставщиков по России и СНГ.

ООО «Криотрейд» — является официальным эксклюзивным представителем компании CRYOMECH (США). Наша компания осуществляет полный комплекс услуг при поставке оборудования CRYOMECH: предпродажная проработка проекта (как инженерная, так и технико-экономическая), сопровождение проекта, поставка, пусконаладка, гарантийный и постгарантийный сервис.

Продукция, разрабатываемая и производимая ООО «Криотрейд»:

- **Криостаты для научных исследований:** криостаты на замкнутом цикле Гиффорда-МакМагона и пульсационной трубы с образцом в вакууме или в обменном газе, как с оптическим доступом к образцу так и без него; криостаты на жидких криоагентах различных модификаций. Мы готовы участвовать в нестандартных проектах. За истекший период нами были разработаны и поставлены ряд уникальных криостатов для решения весьма специфических задач заказчиков. Помимо этого мы производим стандартизованную линию криостатов с поставкой «под ключ».
- **Криомагнитные системы различных модификаций** на замкнутом цикле. Величина магнитной индукции — до 8 Т.
- **Индикаторы температуры CryoView-01** — простые и недорогие двухканальные индикаторы температуры.
- **Азотные ловушки** различной емкости и модификаций для оснащения пластинчато-роторных насосов.

Поставляемое оборудование и компоненты:

- **Компактные станции для производства жидкого азота** (от 10 до 240 л/сутки), **жидкого гелия** (от 15 до 60 л/сутки), **системы реконденсации** паров гелия, **компактные системы сбора/очистки** газообразного гелия производства CRYOMECH Inc. (США);
- **Жидкие азот и гелий** с доставкой по Москве и Московской области;
- **Сосуды Дьюара** для транспортировки/хранения жидкого азота и жидкого гелия;
- **Станции для производства жидкого азота** Stirling Cryogenics, **гелиевые ожижители** Linde;
- **Средства измерения и контроля температуры**, датчики Холла производства LakeShore (США) и другое оборудование этого известного производителя, продукция компании Scientific Instruments;
- **Криорефрижераторы замкнутого цикла** 4.2, 10, 77 К как на цикле Гиффорда-МакМагона, так и на цикле РТ. Вся линейка криорефрижераторов CRYOMECH (от 4 до 77 К). Криорефрижераторы Гиффорда-МакМагона Sumitomo (Япония) на уровень температуры 4, 6.5 и 10 К.
- **Криогенные вакуумные насосы** производства Sumitomo (Япония). Широкий модельный ряд, доступные цены при высочайшем качестве.

Компания ООО «Криотрейд» осуществляет гарантийное и постгарантийное обслуживание всей поставляемой продукции. Сотрудники компании — инженеры, увлеченные своим делом. Компания открыта к сотрудничеству и участию в интересных проектах.

**XI Российская конференция по физике полупроводников
(XI РКФП)
Тезисы докладов**

Дизайн: Н.Г. Всесветский

Техническое редактирование и верстка: Е.А. Ефремова, И.М. Фишер

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

194021, Санкт-Петербург, Политехническая, 26

Издательская лицензия ЛР № 040971 от 16 июня 1999 г.

Подписано к печати 20.07.2013. Формат 60×84 1/8. Бумага офсетная.

Гарнитура Times New Roman. Печать офсетная. Уч.-изд. л. 44,1

Тираж 450 экз. Тип. зак. № 191.

Отпечатано в типографии ФГБУ «ПИЯФ»