

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

XIV Российская конференция по физике полупроводников

9-13 сентября 2019 г., Новосибирск

ЧАСТЬ II

Новосибирск 2019

УДК 53
ББК В379.2я431
Т29



Тезисы докладов XIV Российской конференции по физике полупроводников.
Часть 2. – Новосибирск, ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова
СО РАН, – М. Издательство Перо, 2019. – 270 с.

ISBN 978-5-00150-446-7 (Общ.)
ISBN 978-5-00150-448-1 (Ч.2)

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

Мероприятие проведено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 19-02-20060

© ФГБУН Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН, 2019

Издательство «Перо»
109052, Москва, Нижегородская ул., д. 29-33, стр. 15, ком. 536
Тел.: (495) 973-72-28, 665-34-36
Подписано в печать 20.08.2019. Формат 60×90/16.
Бумага офсетная. Усл. печ. 16,875 л. Тираж 500 экз. Заказ 629.

Секция 6. Спиновые явления, спинтроника, наномагнетизм

Дальнодействующее обменное взаимодействие в гибридной структуре ферромагнетик-полупроводник

Акимов И.А.

Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, 44221 Dortmund, Germany

Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

DOI 10.34077/Semicond2019-276

Одной из важнейших задач полупроводниковой спинтроники является интеграция полупроводниковой логики и магнитной памяти путем разработки новых гибридных устройств на основе полупроводниковых (ПП) наноструктур и ферромагнитных (ФМ) материалов. Одна из концепций в области гибридных структур ФМ/ПП основана на p-d обменном взаимодействии магнитных атомов ФМ с дырками в ПП квантовой яме (КЯ). Оно индуцирует ферромагнитный эффект близости – равновесную спиновую поляризацию дырок, которая, в свою очередь, влияет на ориентацию намагниченности [1]. Объединенная спиновая система ФМ/ПП является гибкой, поскольку можно контролировать магнитную анизотропию оптически и электрически.

В данной презентации мы рассмотрим гибридную структуру ФМ / КЯ, состоящую из ферромагнитного слоя кобальта и CdTe квантовой ямы, разделенных немагнитным CdMgTe барьером (спейсером) нанометровой толщины [2]. Ферромагнитный эффект близости проявляется в появлении циркулярной поляризации фотолюминесценции из квантовой ямы в очень слабых магнитных полях около 10 мТл. Результаты измерений динамики фотолюминесценции и ее поляризации с временным разрешением показывают, что дырки на акцепторах в КЯ поляризуются вследствие эффективного p-d обмена с атомами кобальта. Удивительным оказалось то, что этот эффект - дальнодействующий, не связанный с перекрытием волновых функций носителей заряда в КЯ и магнитных атомов ФМ.

Предполагается, что дальнодействующее обменное взаимодействие обусловлено воздействием эллиптически поляризованных фононов на спиновые уровни дырок в КЯ. Наличие поляризованных фононов в ФМ слое связано с взаимодействием между фононами и магнонами, которое приводит к сильному циркулярному дихроизму. В гибридной структуре для фононов, в отличие от носителей заряда, не существует заметного потенциального барьера на границе между ФМ слоем и КЯ. Таким образом, фононы с циркулярной поляризацией, которая определяется намагниченностью ФМ, могут относительно свободно проникать в квантовую яму и взаимодействовать с носителями заряда. Спин-фононное взаимодействие с дырками снимает крамерово вырождение $|\pm 3/2\rangle$ дублета уже в нулевом внешнем магнитном поле. Величина (около 0.1 meV) обменного расщепления спиновых уровней акцептора $|\pm 3/2\rangle$ в КЯ была непосредственно измерена с помощью метода неупругого рассеяния света с переворотом спина [3].

[1] В.Л. Корнев. *Письма в ЖЭТФ* 78, 1053 (2003).

[2] V.L. Korenev et al., *Nature Phys.* 12, 85 (2016).

[3] I.A. Akimov et al., *Phys Rev B* 96, 184412 (2017).

Спиновая поляризация и спин-зависимый транспорт в кристаллическом топологическом изоляторе PbSnTe

Терещенко О.Е.¹, Голяшов В.А.¹, Кавеев А.К.², Климов А.Э.^{1,3}, Акимов А.Н.¹,
Тарасов А.С.¹, Ищенко Д.В.¹, Супрун С.П.¹, Ахундов И.О.¹

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

² Иоффе Институт, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

³ НГТУ, 630073, Новосибирск, пр-т К. Маркса, 20

DOI 10.34077/Semicond2019-277

Кристаллические топологические изоляторы (ТИ) расширяют класс трехмерных топологических изоляторов, чьи экзотические поверхностные состояния защищены кристаллической симметрией, а не симметрией обращения времени. Такие материалы характеризуются уникальной электронной и спиновой структурой: одновременным наличием объемной запрещенной зоны и Дираковским конусом спин-поляризованных поверхностных состояний проводимости, формируемых вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия. Для выделения поверхностного транспорта и, как следствие, потенциального применения ТИ в спинтронике важно иметь суммарное удельное сопротивление, величину которого преимущественно определяют топологически защищенные поверхностные состояния. Несмотря на большие усилия сделать ТИ материал на основе Bi_2Se_3 и его сплавов с низкой концентрацией объёмных носителей заряда, не удаётся повысить его объемное удельное сопротивление выше нескольких Ом·см. Твердый раствор $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ открывает новые возможности для изучения проявления ТИ свойств поверхностного состояния в транспортных измерениях. PbTe ($x=0$) является тривиальным изолятором, при $x\sim 0.30-0.35$ происходит топологический квантовый фазовый переход, связанный с инверсией зон, и появляется нетривиальное поверхностное состояние.

В качестве образцов в настоящей работе использовались пленки $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ состава $x\sim 0.3$, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках BaF_2 . Измерения, проведенные методом фотоэмиссии с угловым и спиновым разрешением, показали наличие поверхностного состояния с линейным законом дисперсии дираковского типа, при этом уровень Ферми находится в запрещенной зоне и пересекает поверхностное состояние в точке Дирака. Измерение спиновой поляризации фотоэлектронов, эмитированных из конуса Дирака, показало наличие геликоидальной спиновой текстуры и значение поляризации свыше 30%. Для изучения спин-зависимого транспорта были изготовлены структуры с парой ферромагнитных контактов Co и $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$, осажденных через маски на поверхность пленок $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ на различном расстоянии друг от друга, что соответствует геометрии измерения локального спин-вентильного эффекта. Методом МОЭК было установлено, что легкая ось намагниченности контактов лежит в плоскости поверхности, магнитные свойства изотропны в ней, а коэрцитивные поля составляют 10 мТл и 5 мТл для контактов Co и CoFeB , соответственно. Для всех ориентаций магнитного поля в магнитосопротивлении наблюдается гистерезис в области полей, которые соответствуют коэрцитивным полям ферромагнитных контактов. В геометрии, когда ориентация поля \mathbf{B} перпендикулярна направлению тока между контактами, наблюдается классический спин-вентильный эффект. Разница значений сопротивлений при параллельном и антипараллельном направлениях намагниченности инжекционного и детектирующего контактов $\Delta R/R_{\text{пар}}$ составила около 0.15 %. Показано, что в кристаллическом ТИ PbSnTe проявляется спин-вентильный эффект в локальной геометрии на удалении ферромагнитных контактов более 50 мкм и температуре свыше 30 К. Возможным объяснением столь значительной диффузионной спиновой длины является наличие спин-поляризованных поверхностных состояний, обнаруженных нами с помощью метода фотоэмиссии с угловым и спиновым разрешением.

Работа частично поддержана проектами РФФИ 17-02-00575 и 17-02-00729.

Магнитные свойства $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x/\text{Si}$ квантовых точек: ЭПР

Зиновьева А.Ф.¹, Зиновьев В.А.¹, Степина Н.П.¹, Кацюба А.В.¹, Двуреченский А.В.¹,
Гутаковский А.К.¹, Кулик Л.В.², Богомяков А.С.³, Эренбург С.Б.⁴, Трубина С.В.⁴,
Фельсков М.⁵

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

² ИХКГ СО РАН, 630090, Новосибирск, ул. Институтская 3

³ Международный Томографический центр СО РАН, 630090, Новосибирск, ул. Институтская 3а

⁴ ИНХ СО РАН, 630090, Новосибирск, ул. Лаврентьева 3,

⁵ Institute of Ion Beam Physics and Materials Research, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf

DOI 10.34077/Semicond2019-278

В последние годы большое внимание уделяется созданию магнитных квантовых точек (КТ) в системе на основе Ge/Si гетеросистемы с использованием метода молекулярно-лучевой эпитаксии. Ожидается, что квантование, обеспечиваемое квантовыми точками, усилит обменное взаимодействие дырок с ионами Mn и облегчит формирование магнитной фазы внутри КТ. Дополнительным преимуществом таких КТ является совместимость с кремниевой технологией. Результаты,

полученные на сегодня различными исследовательскими группами, находятся в некотором противоречии. Одни исследователи сообщают об успешном создании магнитных КТ при одних условиях роста, а другие - при других. Чтобы разобраться в существующих на сегодня результатах по формированию магнитных КТ в системе Ge/Si нами было предпринято систематическое исследование структур с Ge/Si КТ, легированными Mn , созданными в условиях, описанных в литературе. Исследована зависимость как структурных, так и магнитных свойств таких КТ от температуры формирования и потока Mn . Для исследования магнитных свойств использовались методы магнетометрии и ЭПР спектроскопии. В исследованиях методом ЭПР в

качестве маркеров изменения состояния системы (микроструктуры, состава КТ и деформаций) использованы электронные состояния, локализованные на КТ. Были исследованы две серии образцов: 1) серия А с КТ, выращенными при $T_{\text{QD}}=450^\circ\text{C}$ и варьируемой концентрации Mn , 2) серия В с КТ, выращенными при различных температурах и одной и той же концентрации Mn $x = 0.02$. Все образцы продемонстрировали ЭПР сигналы от электронов, локализованных на КТ. Обнаружено, что присутствие Mn приводит к существенным изменениям спектров ЭПР. С увеличением концентрации Mn наблюдается подавление ЭПР сигнала от КТ. При этом меняются угловые зависимости g -фактора, что свидетельствует о смене пространственной локализации электронов. Для образца В2 ($T_{\text{QD}}=400^\circ\text{C}$, $x=0.02$) наблюдается необычный сдвиг ЭПР сигнала в сторону меньших магнитных полей. Наблюдаемые изменения связаны с (i) уменьшением деформации из-за Ge-Si перемешивания, (ii) увеличением характерного размера КТ и изменением их формы, (iii) появлением дополнительного магнитного поля, связанного с атомами Mn в КТ. Последнее согласуется с измерениями методом магнетометрии. Полученные данные позволяют разобраться в причинах невоспроизводимости имеющихся в литературе результатов по созданию магнитных $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ КТ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 16-02-00397).

[1]. А.Ф. Зиновьева и др., Письма в ЖЭТФ **109** (2019) 258.

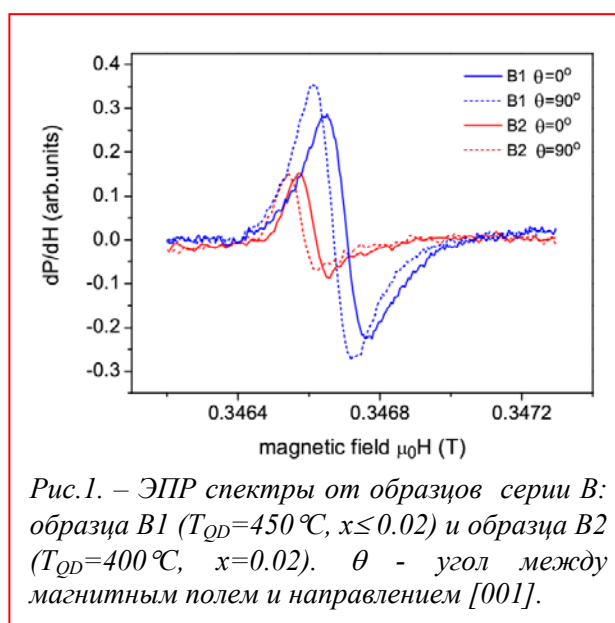


Рис.1. – ЭПР спектры от образцов серии В: образца В1 ($T_{\text{QD}}=450^\circ\text{C}$, $x\leq 0.02$) и образца В2 ($T_{\text{QD}}=400^\circ\text{C}$, $x=0.02$). θ - угол между магнитным полем и направлением $[001]$.

Динамическая спиновая инжекция в гибридной системе полупроводниковая квантовая яма – примесное состояние

Манцевич В.Н.¹, Рожанский И.В.^{2,3}, Маслова Н.С.¹, Арсеев П.И.⁴, Аверкиев Н.С.^{2,3},
Lahderanta E.³

¹ МГУ имени М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1/2

² ФТИ имени А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

³ Technical University Lappeenranta-Lahti, 194021, Finland

⁴ ФИАН имени П.Н. Лебедева, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53

DOI 10.34077/Semicond2019-279

Идея управления спиновой поляризацией в полупроводниковых наноструктурах получила значительное развитие после того, как технологические возможности позволили формировать гибридные структуры на базе квантовых ям, отделенных туннельным барьером от узкого магнитного слоя [1,2]. Такие структуры позволяют сохранять транспортные и оптические свойства квантовых ям, а также управлять спиновой поляризацией в яме за счет присутствия магнитного слоя, приводящего к эффектам спин зависимого туннелирования между ямой и слоем. Ярким экспериментальным подтверждением влияния магнитного слоя на состояние носителей в квантовой яме является наблюдение циркулярной поляризации фотолуминесценции из квантовой ямы в магнитном поле [3].

Физическое явление, которое обсуждается в данной работе, заключается в возникновении спиновой поляризации носителей заряда в квантовой яме за счет спин-зависимого ухода носителей через туннельный барьер между квантовой ямой и магнитным слоем. Такие процессы без учета кулоновских корреляций на магнитном примесном состоянии были подробно рассмотрены в работе [4]. Однако, для полноценного описания процессов динамической генерации спиновой поляризации в гибридных структурах требуется учет роли кулоновских корреляций, которые могут приводить к увеличению расщепления между спиновыми уровнями примесного состояния, что вызывает возрастание спиновой поляризации носителей заряда, остающихся в квантовой яме. Кроме того, наличие на примесном состоянии кулоновских корреляций приводит к увеличению характерных времен релаксации носителей заряда в квантовой яме, поскольку напрямую влияет на процессы туннелирования между квантовой ямой и магнитным примесным состоянием [5].

Выполненный анализ формирования динамической спиновой поляризации в гибридной структуре полупроводниковая квантовая яма – магнитное примесное состояние позволил предложить новый механизм сверхбыстрого переключения спиновой поляризации [6]. Лазерный импульс создает неравновесное распределение неполяризованных электронов в квантовой яме. Изменение частоты возбуждающего лазерного импульса в диапазоне между значениями расщепленных по спину уровней энергии магнитного примесного состояния приводит к последовательному резонансному туннелированию электронов проводимости с выделенным направлением спина из квантовой ямы на примесное состояние. В результате, в процессе рекомбинации носителей в квантовой яме формируется циркулярная поляризация сигнала фотолуминесценции.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №18-02-00052 и №18-02-00668, а также гранта РНФ №18-72-10002.

[1] H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, Y. Iye. *Appl. Phys. Lett.*, **69** (3), 363 (1996)

[2] T. Dietl, H. Ohno. *Rev. Mod. Phys.*, **86**, 187 (2014).

[3] B.A. Aronzon, M.A. Pankov, V.V. Rylkov, E.Z. Meilikhov, A.S. Lagutin, E.M. Pashaev, M. A. Chuev, V.V. Kvardakov, I.A. Likhachev, O.V. Vihrova, A.V. Lashkul, E. Lahderanta, A.S. Vedenev, P. Kervalishvili. *J. Appl. Phys.*, **107** (2), 023905 (2010)

[4] I.V. Rozhansky, K.S. Denisov, N.S. Averkiev, I.A. Akimov, E. Lahderanta. *Phys. Rev. B*, **92**, 125428 (2015).

[5] N.S. Maslova, I.V. Rozhansky, V.N. Mantsevich, P.I. Arseyev, N.S. Averkiev, E. Lahderanta, . *Phys. Rev. B*, **97**, 195445 (2018).

[6] V.N. Mantsevich, I.V. Rozhansky, N.S. Maslova, P.I. Arseyev, N.S. Averkiev, E. Lahderanta, . *Phys. Rev. B*, **98**, accepted for publication (2019).

Управление долгоживущей спиновой спиралью

Пошакинский А.В.¹, Passmann F.², Anghel S.², Betz M.², Tarasenko S.A.¹

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

² Технический университет Дортмунда, D-44227, Германия, Дортмунд, Otto-Hahn-Straße, 4a

DOI 10.34077/Semicond2019-280

В полупроводниковых структурах с линейным по волновому вектору спин-орбитальным взаимодействием эволюция неоднородного спинового распределения электронов приводит к возникновению пространственных осцилляций спиновой плотности. Период такой спиновой спирали определяется наибольшей величиной спин-орбитального расщепления на поверхности Ферми, а ее направление – волновым вектором, для которого это расщепление реализуется [1]. Особый интерес представляют квантовые ямы (001), где при близких по величине константах спин-орбитального взаимодействия Рашбы и Дрессельхауза восстанавливается симметрия вращения SU(2) и время жизни спиновой спирали резко возрастает. В данной работе нами изучено экспериментально и теоретически влияние внешних электрического и магнитных полей, а также оптического возбуждения на параметры и эволюцию долгоживущей спиновой спирали в квантовых ямах GaAs и CdTe. Экспериментальные данные находятся в количественном согласии с результатами расчетов в рамках разработанной теории спинового дрейфа и диффузии.

Внешнее магнитное поле, сонаправленное со спин-орбитальным полем долгоживущей спиновой спирали, вызывает ее вращение. На рис.1 показаны возникающие при этом пространственные и временные осцилляции спиновой плотности. Поворот внешнего поля в плоскости структуры приводит к переключению направления спиновой спирали. По углам наклона спиновых текстур для двух перпендикулярных направлений магнитного поля можно независимо

определить константы спин-орбитального взаимодействия Рашбы и Дрессельхауза [2]. При достаточно больших интенсивностях импульса накачки угол наклона спиновой текстуры оказывается непостоянным, см. пунктирную линию на рис. 1, что свидетельствует о пространственной неоднородности констант спин-орбитального взаимодействия [3]. Большая концентрация фотоэлектронов в центральной области приводит к уменьшению как константы Рашбы вследствие

экранирования структурной асимметрии, так и константы Дрессельхауза в силу ее зависимости от средней энергии электронов. Приложение электрического поля в плоскости квантовой ямы вызывает дрейф спинового распределения и тоже может приводить к переключению направления спиновой спирали. Нами также описано наблюдаемое в эксперименте изменение периода спиновой спирали во внешнем электрическом поле и резкий рост коэффициента спиновой диффузии.

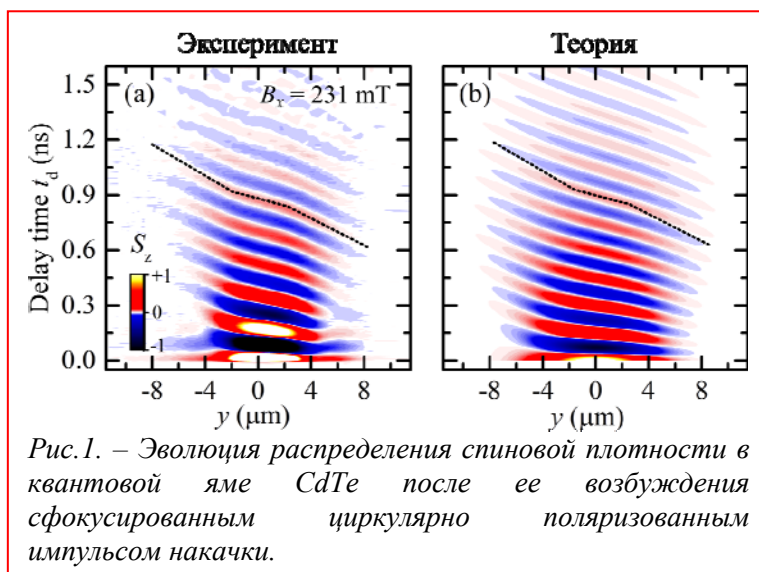


Рис.1. – Эволюция распределения спиновой плотности в квантовой яме CdTe после ее возбуждения сфокусированным циркулярно поляризованным импульсом накачки.

[1] A.V. Poshakinskiy and S.A. Tarasenko, *Phys. Rev. B* **92**, 045308 (2015).

[2] S. Anghel, F. Passmann, A. Singh, C. Ruppert, A.V. Poshakinskiy, S.A. Tarasenko, J.N. Moore, G. Yusa, T. Mano, T. Noda, X. Li, A.D. Bristow, and M. Betz, *Phys. Rev. B* **97**, 125410 (2018).

[3] F. Passmann, S. Anghel, T. Tischler, A.V. Poshakinskiy, S.A. Tarasenko, G. Karczewski, T. Wojtowicz, A.D. Bristow, and M. Betz, *Phys. Rev. B* **97**, 201413(R) (2018)

Топологический эффект Холла и spin swarming в наноструктурахРожанский И.В.^{1,2}, Денисов К.С.^{1,2}, Лифшиц М.Б.¹, Аверкиев Н.С.^{1,2}, Lahderanta E.²¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, С. Петербург, ул. Политехническая, 26²Lappeenranta-Lahti University of Technology, 630090, Lappeenranta, FI-53851, Finland

DOI 10.34077/Semicond2019-281

Помимо классического и аномального эффектов Холла в наноструктурах с киральными спиновыми текстурами возможен топологический эффект Холла (ТЭХ), обусловленный асимметричным обменным рассеянием носителей заряда на вихревых распределениях намагниченности. Ранее считалось, что ТЭХ возможен только для текстур с ненулевым топологическим зарядом.

Существуют два режима ТЭХ в зависимости от величины адиабатического параметра - отношения времени пролета электрона через область киральной спиновой текстуры ко времени рассеяния с переворотом спина. При большой величине адиабатического параметра λ_a рассеяние описывается в терминах кривизны Берри, т. е. эффективного магнитного поля, знак которого определяется проекцией спина электрона. Это приводит к асимметричному спин-зависимому рассеянию носителей на спиновой текстуре и спиновому эффекту Холла. Мы показали, что в этом режиме поперечный спиновый ток действительно пропорционален топологическому заряду спиновой текстуры Q и не зависит от ее размера a (Рис.1).

Режим слабой связи отвечает малой величине адиабатического параметра, он не реализуется в ферромагнитных пленках, однако является ключевым для полупроводниковых материалов. В этом случае асимметрия обменного рассеяния не зависит от проекции спина электрона и приводит к зарядовому эффекту Холла [1], причем как для киральных текстур с ненулевым, так и с нулевым топологическим зарядом, спиновый ток при этом исчезает (Рис.1). С помощью анализа T -матрицы рассеяния мы установили физический механизм исчезновения спинового эффекта Холла в режиме слабой связи при сохранении зарядового эффекта Холла. Добавление спин-независимого члена к потенциалу рассеяния восстанавливает спиновый эффект Холла. Показано, что в режиме слабой связи асимметрия рассеяния исчезает в полуметаллическом случае из-за подавления рассеяния с переворотом спина [2].

Мы предсказываем возникновение эффекта spin swarming для обменного рассеяния на киральных спиновых текстурах. Этот эффект возникает уже в первом борновском приближении и обусловлен корреляцией прецессии спина и направлением рассеяния. Spin swarming был известен ранее для рассеяния на заряженной примеси с учетом спин-орбитального взаимодействия [3], возможные экспериментальные следствия эффекта в настоящее время активно обсуждаются. Как показано нами, аналогичное явление возможно и при обменном рассеянии, при этом константа связи и, следовательно, эффективное магнитное поле намного сильнее, чем в случае спин-орбитального взаимодействия, это дает новую надежду на экспериментальное обнаружение этого эффекта.

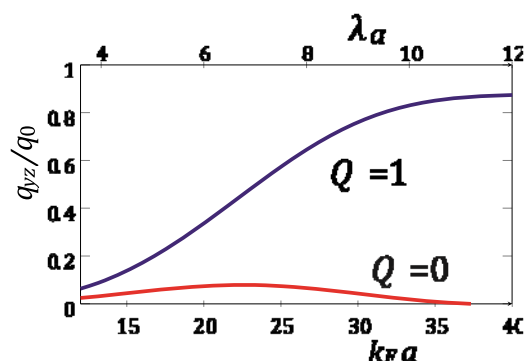
[1] K.S.Denisov, I.V.Rozhansky, N.S.Averkiev, et. al., *Phys.Rev.B*, **99**, 195439 (2018).[2] I.V. Rozhansky, K.S. Denisov, M.B. Lifshits et. al., *submitted to pss (b)* (2019).[3] M. B. Lifshits and M. I. Dyakonov, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 186601 (2009).

Рис.1. – Поперечный спиновый ток в зависимости от адиабатического параметра. Q – топологический заряд текстуры.

Теория спиновой инерции в квантовых точках

Смирнов Д.С., Глазов М.М.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-282

Недавно был обнаружен эффект спиновой инерции: зависимость степени спиновой поляризации носителей заряда от частоты модуляции циркулярной поляризации падающего на образец света ω_m в экспериментах накачка-зондирование [1]. Если частота модуляции становится больше, чем скорость спиновой релаксации, то наведенная в системе спиновая поляризация резко падает [1]. Измерение спиновой инерции позволяет определять продольные времена спиновой релаксации в микросекундном диапазоне, что трудно достижимо более традиционными методами, такими как измерение эффекта Ханле, обычная методика накачка-зондирование и спектроскопия спинового шума [2].

В этой работе мы представляем теорию спиновой инерции в квантовых точках однократно заряженных электронами или дырками, где основным механизмом спиновой релаксации является сверхтонкое взаимодействие со спиновыми флуктуациями ядер кристаллической решётки. В модели учитывается влияние внешнего магнитного поля, приложенного в геометрии Фарадея, конечное время корреляции флуктуационного поля Оверхаузера, создаваемого ядерными спинами, а также другие процессы спиновой релаксации, не связанные со сверхтонким взаимодействием.

Степень спиновой поляризации носителей заряда может быть описана выражением

$$S \propto QT_1 \left| \frac{G_{zz}(\omega_m)}{G_{zz}(0)} \right|,$$

где Q – эффективность спиновой ориентации, $T_1 = G_{zz}(0)$ – среднее время спиновой релаксации, а $G_{zz}(\omega)$ – функция Грина спиновой динамики носителей заряда между импульсами накачки. Нами было показано, что основным механизмом спиновой ориентации в квантовых точках при резонансном возбуждении является спиновая релаксация неспаренного носителя заряда в фотовозбужденном трионе. Приложение к системе продольного магнитного поля с одной стороны подавляет спиновую релаксацию триона и эффективность спиновой ориентации (Q), а с другой – увеличивает время жизни спина в основном состоянии (T_1). В результате зависимость степени спиновой поляризации от магнитного поля может описываться М-образной кривой, как показано на Рис. 1 [3]. Это теоретическое предсказание было подтверждено при экспериментальном измерении эффекта спиновой инерции в квантовых точках [4].

[1] F. Heisterkamp et al., *Phys. Rev. B*, **91**, 235432 (2015).

[2] M. M. Glazov, *Electron & Nuclear Spin Dynamics in Semiconductor Nanostructures*, Oxford University Press (2018).

[3] D. S. Smirnov et al., *Phys. Rev. B*, **98**, 125306 (2018).

[4] E. A. Zhukov et al., *Phys. Rev. B*, **98**, 121304(R) (2018).

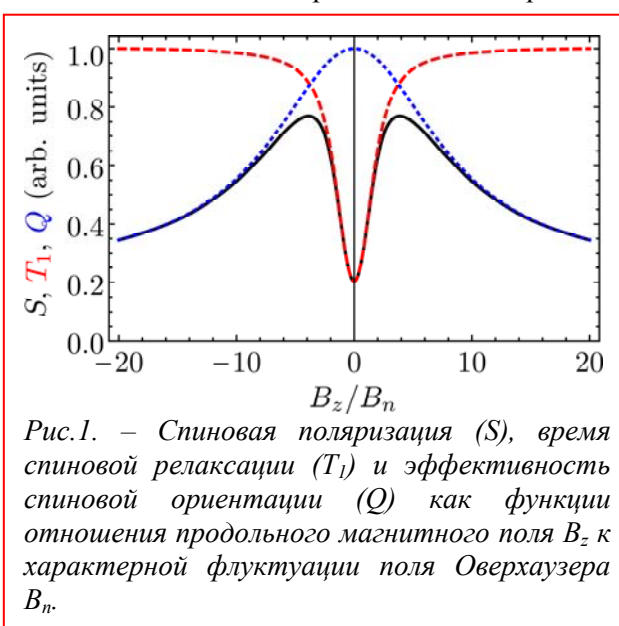


Рис.1. – Спиновая поляризация (S), время спиновой релаксации (T_1) и эффективность спиновой ориентации (Q) как функции отношения продольного магнитного поля B_z к характерной флуктуации поля Оверхаузера B_n .

Радиочастотный запуск когерентной спиновой динамики в *n*-GaAs и ее детектирование посредством фарадеевского вращения

Белых В.В.^{1,2}, Яковлев Д.Р.^{2,3}, Bayer M.^{2,3}

¹ ФИАН, Москва 119991, Россия

² Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, D-44221 Dortmund, Germany

³ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург 194021, Россия

DOI 10.34077/Semicond2019-283

Когда магнитное поле приложено к ансамблю электронных спинов, все они совершают прецессию Лармора с частотой заданной магнитным полем. Тем не менее, эта прецессия трудно детектируема, так как относительные фазы спинов хаотичны, и средняя спиновая поляризация равна нулю. Для того чтобы сфазировать спиновую прецессию можно приложить к системе слабое радиочастотное (РЧ) магнитное поле осциллирующее с частотой близкой к ларморовой. Подобно вынуждающей силе, раскачивающей грузик на пружине, РЧ поле навязывает спинам свою частоту и общую фазу. Синхронизация вращения спинового ансамбля приводит к возникновению макроскопической спиновой поляризации, которая может быть измерена через фарадеевское вращение плоскости поляризации лазерного импульса, приход которого синхронизован с РЧ полем. Прикладывая импульсы РЧ поля конечной длительности и сканируя относительную задержку лазерного импульса можно измерить когерентную спиновую динамику.

В настоящей работе продемонстрирован метод РЧ накачки и оптического зондирования посредством измерения когерентной электронной спиновой динамики в *n*-допированном GaAs [1]. В отличие от полностью оптической методики накачка-зондирование, в новом методе РЧ поле воздействует на спины напрямую, резонансно, что позволяет измерить однородное время спиновой когерентности T_2 .

Также представлены эксперименты по измерению спиновой динамики в процессе адиабатического размагничивания спиновой системы при одномоментном изменении магнитного поля. Эти эксперименты позволили определить время продольной спиновой релаксации T_1 , а также неоднородное время поперечной релаксации спинового ансамбля T_2^* .

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект №18-72-10073).

[1] V. V. Belykh, D. R. Yakovlev, M. Bayer, *Phys. Rev. B*, accepted, arXiv:1904.05398 (2019).

Эффекты спин-орбитального взаимодействия в режиме квантового эффекта Холла

Щепетильников А.В., Нефёдов Ю.А., Кукушкин И.В.

ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, ул.Академика Осипяна, д.2

DOI 10.34077/Semicond2019-284

Взаимодействие между спиновой степенью свободы и орбитальным движением заряженной частицы лежит в основе значительного количества явлений современной физики конденсированного состояния. Например, спин-орбитальное взаимодействие оказывает значительное влияние на физику квантового эффекта Холла, «перемешивает» состояния с разными номерами уровня Ландау и проекциями спина и может привести к нарушению фундаментально важного ограничения по симметрии – теоремы Лармора. В рамках данной работы эффекты спин-орбитального взаимодействия были изучены в режиме квантового эффекта Холла посредством методики электронного спинового резонанса.

Эксперименты проводились на узких [001] AlAs квантовых ямах, содержащих двумерную электронную систему высокого качества. Электроны в такой структуре заселяют единственную долину, расположенную в X точке зоны Бриллюэна вдоль направления роста структуры. Обнаружено, что величина g-фактора электрона, вычисленная по магнитолевому положению спинового резонанса при фиксированной частоте микроволнового излучения, демонстрировала сильную нелинейную зависимость от магнитного поля с разрывами вблизи чётных факторов заполнения, при этом величина g-фактора увеличивалась с уменьшением магнитного поля в окрестности нечётных факторов заполнения. Более того, g-фактор при точно нечётном заполнении зависел непосредственно от величины фактора заполнения. Данные экспериментальные наблюдения указывают на «перемешивание» спиновой степени свободы электрона и его орбитального движения в режиме квантового эффекта Холла. Сделанное предположение подтверждается теоретическими расчетами, выполненными в одночастичном приближении с учетом спин-орбитального взаимодействия Дрессельхауза. Аппроксимация экспериментальных данных с помощью такой модели позволила определить силу спин-орбитального взаимодействия.

Удивительным образом, спиновый резонанс наблюдался также и вблизи чётных факторов заполнения системы. В отличие от нечётных факторов заполнения вблизи чётных резонанс расщеплялся на два хорошо разрешимых пика. Данное экспериментальное наблюдение пока не имеет обоснования и подчёркивает необходимость дальнейших исследований.

Работа выполнена в рамках госзадания ИФТТ РАН при частичном финансировании РФФИ (грант 18-02-00745), Щепетильников А.В. выражает благодарность за поддержку гранту Президента РФ (МК-6705.2018.2).

Скирмионные текстуры в магнитных полупроводниках с электростатическим беспорядком

Денисов К.С.^{1,2}, Рожанский И.В.^{1,2}, Аверкиев Н.С.^{1,2}, Lahderanta E.²

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

² Lappeenranta-Lahti University of Technology, 630090, Lappeenranta, FI-53851, Finland

DOI 10.34077/Semicond2019-285

Исследование механизмов кирального спинового упорядочения имеет большое значение для физики спин-зависимых явлений. Формирование киральных спиновых текстур, таких как магнитные скирмионы, приводит к ряду новых явлений, обусловленных сложным пространственным распределением магнитных моментов. В этой работе мы показываем, что магнитные системы подвержены образованию термодинамически-равновесных киральных спиновых возмущений электронного газа, наведенных в результате электростатического беспорядка. Многочисленные дефекты любой реальной системы, такие как примесные центры, вакансии или встроенные напряжения являются источниками локального кирального спинового упорядочения в поляризованном электронном газе. Это явление проявляется тем значительнее, чем сильнее спин-орбитальное взаимодействие в системе. Теория показывает, что различные полупроводниковые магнитные системы со спин-орбитальным расщеплением спектра, такие как топологические изоляторы с магнитными примесями или асимметричные квантовые ямы разбавленных магнитных полупроводников, заполнены скирмионными текстурами, локализованными вблизи неоднородностей структуры. Развитие кирального спинового порядка существенным образом влияет на кинетические свойства таких систем в силу топологического эффекта Холла. В случае открытой поверхности исследуемый эффект может рассматриваться в качестве инструмента для анализа свойств поверхностного электронного газа методами спин-разрешенной сканирующей туннельной микроскопии.

В работе мы исследовали реакцию спин-поляризованного двумерного электронного газа (2DEG) со спин-орбитальным взаимодействием на электростатическое возмущение. Показано, что при наличии градиента потенциальной энергии термодинамически равновесная спиновая плотность электронного газа наклоняется в плоскость движения электронов. Механизм этого процесса связан с процессией электронного спина при его движении в области с неоднородным потенциалом. Ориентация спина однозначно определяется направлением градиента потенциала, таким образом вокруг сферически симметричных дефектов формируются равновесные скирмионные текстуры. Спиновый отклик электронного газа на изменение скалярного потенциала описывается корреляционной функцией типа спин-плотность. В работе получены точные аналитические выражения корреляционных функций для типичных двумерных систем, а именно для квадратичного спектра с линейным по импульсу спин-орбитальным расщеплением (асимметричные квантовые ямы), а также для дираковского спектра, описывающего поверхностные состояния объемного топологического изолятора с магнитными примесями. На основе корреляционных функций анализируется локальный и нелокальный (пространственная дисперсия) спиновые отклики 2DEG на различные дефекты. Обнаружено, что в результате клейновского туннелирования, поддерживающего дрейфовый поток электронов, системы с дираковским спектром являются аномально восприимчивыми к образованию скирмионных текстур.

[1] K.S. Denisov, I.V. Rozhansky, N.S. Averkiev et al., *arXiv:1903.02927* (2019).

Особенности магнитных и диэлектрических свойств α -MnS в области магнитного перехода

Абрамова Г.М., Великанов Д.А., Еремин Е.В.

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036, Красноярск, 50, стр. 38

DOI 10.34077/Semicond2019-286

Моносульфид марганца α -MnS, относящийся к группе веществ с кубической NaCl структурой (типа MnO) и сильными электронными корреляциями (СЭК), является матрицей для создания твердых растворов (например, $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$). Интерес к исследованию таких систем связан с особенностями соединений с СЭК, такими как, переход металл-диэлектрик, спиновый кроссовер, реализующимися при изменении температуры, давления, химического состава. Вопрос о наличии

двух фазовый переходов в области формирования магнито-упорядоченного состояния α -MnS обсуждался в работе [1]. В данной работе представлены новые данные о поведении магнитных и диэлектрических свойств монокристаллов α -MnS. Исследования показали, что при 0.5 кОе поведение магнитной восприимчивости кристаллов (Рис.1 а) типично, на температурной зависимости наблюдается один максимум с температурой Нееля $T_N=149\pm 1\text{K}$. В полях H от 5 кОе до 50 кОе на температурной зависимости фиксируется второй максимум при температуре $T_1=130\text{ K}$, что близко к данным [1]. Температура второго максимума $\chi(T)$ понижается до $125\pm 1\text{ K}$ с ростом H . В области магнитного перехода обнаружена аномалия диэлектрической проницаемости в нулевом магнитном поле и поле 10 кОе. Критическая температура положительного магнетоемкостного эффекта $\delta\epsilon(H) = (\epsilon(H,T) - \epsilon(0,T))/\epsilon(0,T)$ (Рис. 1 б) при 1 kHz составляла 130 К и возросла до 164 К при $f= 2\text{ MHz}$, тогда как для мнимой части диэлектрической проницаемости (Рис. 1 с) эта температура изменялась от 134 К ($f=100\text{ kHz}$) до 154 К (при $f =2\text{ MHz}$). Обнаружено, что при частотах $f \geq 100\text{ kHz}$ на температурной зависимости $\delta\epsilon''(H) = (\epsilon''(H,T) - \epsilon''(0,T))/\epsilon''(0,T)$ проявляется отрицательная составляющая, что свидетельствует о разных механизмах проводимости. Обсуждаются возможные механизмы обнаруженного поведения магнитных и диэлектрических свойств α -MnS.

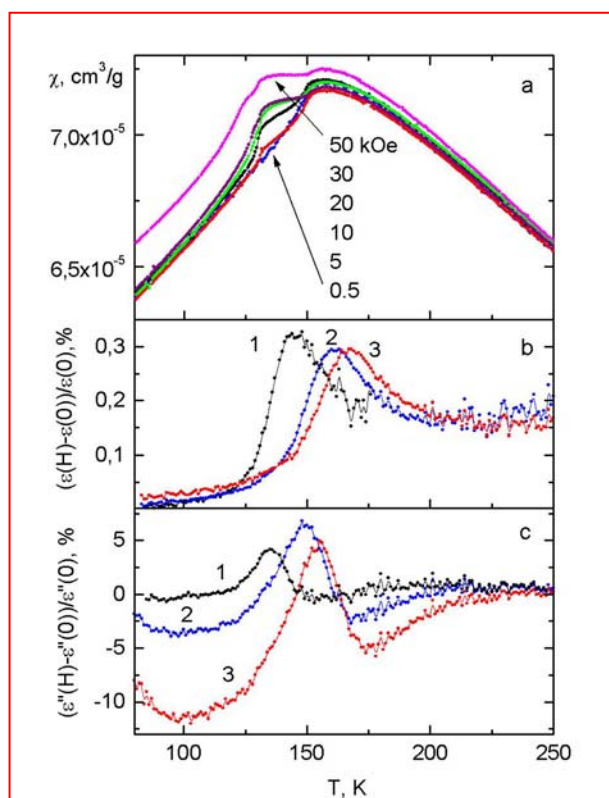


Рис.1. – Температурные зависимости магнитной восприимчивости (а), магнетоемкости (б) и относительного изменения мнимой части диэлектрической проницаемости в магнитном поле 10 кОе (с) для кристаллов моносульфида марганца α -MnS. Кривые на Рис. 1 (б) и (с) соответствуют частотам измерения: 1 - 100 kHz, 2- 1 MHz, 3 – 2 MHz.

[1] W. Kleemann et al., J. Mag. Mag. Mat., 25, 317 (1982).

Обменное взаимодействие темного экситона с поверхностными парамагнитными центрами в наноплателетах CdSe

Головатенко А. А.¹, Родина А. В.¹, Шорникова Е. В.^{2,3}, Яковлев Д. Р.^{1,2}, Biadala L.⁴, Qiang G.², Kuntzmann A.⁵, Nasilowski M.⁵, Dubertret B.⁵, Polovitsyn A.⁶, Moreels I.⁶, Bayer M.²

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

² Experimentelle Physik 2, 44227, Technische Universität Dortmund, Dortmund, Germany

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

⁴ IEMN, CNRS, 59652 Villeneuve-d'Ascq, France

⁵ Laboratoire de Physique et d'Etude des Matériaux, ESPCI, CNRS, 75231 Paris, France

⁶ Department of Inorganic and Physical Chemistry, Universiteit Gent, 9000 Ghent, Belgium

DOI 10.34077/Semicond2019-287

Коллоидные квантовые ямы CdSe, иначе называемые наноплателетами, являются аналогом хорошо изученных ранее эпитаксиальных квантовых ям CdSe, получаемых методом молекулярно-лучевой эпитаксии. В результате эффекта диэлектрического конфайнмента и малой толщины наноплателетов (~ 1 нм) сильно возрастает обменное взаимодействие электрона и дырки в экситоне. Это приводит к расщеплению состояний светлого и темного экситона на энергию порядка 3-5 мэВ [1]. Таким образом, при низких температурах фотолюминесценция (ФЛ) коллоидных наноплателетов CdSe определяется рекомбинацией темного экситона за счет конкурирующих активационных механизмов [2]. Один из наиболее эффективных механизмов активации обусловлен обменным взаимодействием темного экситона с поверхностными парамагнитными центрами.

Нами проведено теоретическое рассмотрение степени циркулярной поляризации ФЛ темного экситона во внешнем магнитном поле в зависимости от знака константы обменного взаимодействия с поверхностными парамагнитными центрами. Мы показываем, что обменное взаимодействие экситона с поверхностными центрами может приводить к инверсии знака степени циркулярной поляризации ФЛ темного экситона за счет двух механизмов. Первый механизм связан с эффективным обменным полем поверхностных центров, изменяющим знак зеемановского расщепления спиновых подуровней экситона в малых магнитных полях. При этом величина магнитного поля B_c , при котором степень циркулярной поляризации обращается в ноль, убывает с ростом температуры (красная кривая на рис.1). Вторым механизмом связан со спин-зависимой рекомбинацией подуровней темного экситона за счет flip-flop взаимодействия с поверхностными парамагнитными центрами. При данном механизме критическое магнитное поле возрастает с увеличением температуры (синяя кривая на рис.1). Теоретическая зависимость температурного сдвига критического магнитного поля, рассчитанная с учетом обоих эффектов, приводит к немонотонной зависимости сдвига критического поля и качественно согласуется с экспериментально наблюдаемой зависимостью в ансамблях коллоидных наноплателетов CdSe толщиной 1.2 нм.

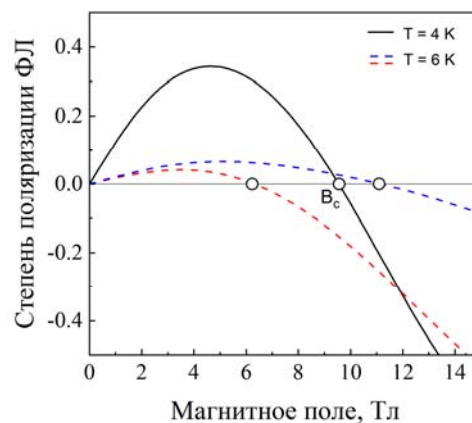


Рис.1. Степень циркулярной поляризации ФЛ и температурный сдвиг критического магнитного поля B_c .

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований грант № 19-52-12064.

[1] E.V. Shornikova et al., *Nanoscale*. **10**, 646 (2018).

[2] A.V. Rodina, Al L. Efros, *Phys. Rev. B*. **54**, 4843 (2016).

Модифицирование границы раздела металл/полупроводник в спиновых светоизлучающих диодах CoPt/(In)GaAs

Дёмина П.Б.¹, Дорохин М.В.¹, Здоровейшев А.В.¹, Ведь М.В.¹, Кудрин А.В.¹, Буданов А.В.², Власов Ю.Н.², Котов Г.И.², Крюков Р.Н.¹, Вихрова О.В.¹

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 630090, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23/3

² Воронежский государственный университет инженерных технологий, 394036, Воронеж, пр. Революции, 19

DOI 10.34077/Semicond2019-288

Создание неравновесной спиновой поляризации носителей заряда в полупроводниковых материалах является одним из основополагающих принципов полупроводниковой спинтроники [1]. Известно, что одним из важнейших параметров, влияющих на степень инжекции спин-поляризованных носителей заряда из ферромагнитного металлического электрода в полупроводниковую гетероструктуру, является качество границы раздела, которое должно обеспечивать минимальное спиновое рассеяние. В процессе формирования диодной структуры при нанесении металла на поверхность полупроводника туннельно-тонкая прослойка диэлектрика позволяет существенно снизить количество дефектов на границе раздела. Кроме того, такая прослойка изменяет механизм протекания носителей на границе раздела с дрейфово-диффузионного на туннельный [2], что позволяет решить проблему рассогласования проводимостей в системе металл/полупроводник.

В настоящей работе приведены результаты исследования спиновой инжекции в спиновых светоизлучающих диодах (ССИД) с контактом CoPt/туннельно-тонкий оксид/(In)GaAs. Выполнено варьирование свойств гетерограниц за счёт использования различных оксидов: Al₂O₃:MgO (поликор), Al₂O₃:Ti (сапфир), HfO₂, стабилизированный ZrO₂-Y₂O₃, MgO, термический TiO₂. Кроме того, были проведены дополнительные обработки поверхности перед нанесением оксидов, в том числе отжиг в парах селена (с образованием на поверхности Ga₂Se₃) и отжиг в кислородной плазме.

В качестве метода определения эффективности инжекции спин-поляризованных носителей использовалось измерение магнитополевой зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесценции диодов (P_{EL}) в диапазоне температур от 15 до 300К. При всех прочих равных условиях, максимальное значение P_{EL} получено для стабилизированного ZrO₂. Такой эффект, вероятно, обусловлен снижением спинового рассеяния за счет получения более качественной границы раздела оксид/полупроводник благодаря лучшему совмещению решетки GaAs с кубической решеткой стабилизированного ZrO₂. Аналогично достаточно высокая степень поляризации излучения достигается при использовании оксида магния, но такие диоды обладают низкой стабильностью и быстрой деградируют с течением времени. Вероятно, это обусловлено высокой гигроскопичностью MgO. Эффект значительного повышения P_{EL} также даёт обработка поверхности диода в кислородной плазме перед нанесением Al₂O₃. Наблюдаемое повышение P_{EL} после отжига в парах селена связано с уменьшением скорости спиновой релаксации при инжекции через гетерограницу CoPt/Al₂O₃/Ga₂Se₃/GaAs по сравнению с CoPt/Al₂O₃/GaAs, что обусловлено пассивацией поверхностных состояний образовавшимся слоем Ga₂Se₃. Отметим, что наибольшая стабильность диодов и широкий интервал рабочих токов были характерны для случая прослойки из TiO₂.

Работа выполнена при поддержке проектной части государственного задания Минобрнауки России (№8.1751.2017/ПЧ), гранта Президента РФ (МД-1708.2019.2).

[1] Nishizawa N., Nishibayashi K., Munekata H. // *Appl. Phys. Lett.*, V.104, P.111102 (2014).

[2] Ускова Е.А., Дорохин М.В., Звонков Б.Н. и др. // *Поверхность*, №.2, С.89 (2006).

Аномальное магнитосопротивление в системах с киральными спиновыми текстурами

Денисов К.С., Голуб Л.Е.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-289

Физика киральных магнитных систем привлекает сегодня значительное внимание. Различные киральные спиновые текстуры, такие как магнитные скирмионы, мероны и антискирмионы широко обсуждаются как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения. По мере того, как число материальных систем, демонстрирующих формирование кирального спинового порядка, неуклонно растет, особенно остро встает проблема развития новых методов экспериментального детектирования кирального упорядочения спинов. В данной работе мы демонстрируем, что различные киральные спиновые текстуры, например магнитные скирмионы, нетривиально влияют на аномальное магнитосопротивление в области классически слабых магнитных полей, когда имеют место интерференционные поправки к проводимости за счет эффекта слабой локализации. Мы показываем, что анализ магнитолевых зависимостей сопротивления можно использовать в качестве независимого инструмента, указывающего на присутствие киральных спиновых текстур в образце. Мы теоретически исследовали аномальное магнитосопротивление для неупорядоченного массива киральных спиновых структур и скирмионного кристалла. В обоих случаях кривые магнитосопротивления демонстрируют ряд особенностей, которые не воспроизводятся прочими механизмами, влияющими на эффект слабой локализации. Наблюдение данных особенностей однозначно свидетельствует о присутствии кирального спинового порядка в системе.

Аномальное магнитосопротивление, обусловленное интерференционными поправками к проводимости, чувствительно к процессам спиновой релаксации носителей заряда. Сложное пространственное распределение намагниченности внутри киральной спиновой текстуры приводит к анизотропии времени спиновой релаксации электрона, обусловленной спин-зависимым рассеянием на текстурах. Степень анизотропии определяется внутренними особенностями текстуры, в частности диаметром и степенью наклона спина в плоскость движения электронов. В результате внутреннее строение спиновых текстур определяет форму аномального магнитосопротивления в слабых магнитных полях, что открывает доступ к информации о системе. Данный механизм реализуется в неупорядоченных системах со слабым обменным взаимодействием. Аномальное магнитосопротивление также имеет нетривиальное поведение в скирмионных кристаллах с сильным обменным взаимодействием. В данном случае роль регулярного упорядочения скирмионов сводится к действию на электроны эффективного магнитного поля, характеризующегося противоположным знаком в двух электронных спиновых подзонах. Включение внешнего магнитного поля накладывается на эффективные поля противоположных знаков, что приводит к знакопеременной величине аномального магнитосопротивления. Анализируя положение экстремума сопротивления в этом режиме можно определить постоянную решетки скирмионного кристалла.

[1] *K.S. Denisov, L.E. Golub, arXiv:1903.02269 (2019).*

Управление электронной локализацией за счет деформационных полей в группах Ge/Si квантовых точек

Зиновьева А.Ф.¹, Зиновьев В.А.¹, Ненашев А.В.¹, Кулик Л.В.², Двуреченский А.В.¹

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

² ИХКГ СО РАН, 630090, Новосибирск, ул. Институтская 3

DOI 10.34077/Semicond2019-290

Новые тенденции в электронике требуют создания полупроводниковых наноструктур с контролируемыми оптическими и спиновыми свойствами. Одной из перспективных систем для манипулирования электронной структурой является система с Ge/Si квантовыми точками (КТ), создаваемыми за счет самоорганизации в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии. Здесь электроны локализируются за счет деформаций в потенциальных ямах в Si вблизи КТ. Меняя пространственную конфигурацию КТ, их размер, форму, взаимное расположение, можно контролировать распределение деформаций, и соответственно энергетический спектр электронов.

В данной работе были разработаны и созданы специальные структуры с Ge/Si КТ, позволяющие реализовать одновременную локализацию электронов в разных Δ долинах в упорядоченной группе КТ [1]. Электроны имеют разную пространственную локализацию (один локализован на вершине КТ, а другой на одном из ребер основания КТ), характеризуются разными g -факторами и могут рассматриваться как пара кубитов, связанных постоянным обменным взаимодействием. Структуры представляют собой комбинацию (~ 200 нм) больших дискообразных КТ (нанодисков) и групп КТ меньшего размера (~ 30 нм), выращенных на расстоянии 35 нм от слоя нанодисков.

Для увеличения деформаций и, соответственно, энергии связи электронов на КТ, были выращены 4-слойные стеки упорядоченных групп КТ с различным расстоянием между слоями КТ в стеке d . Для локализации электронов в боковых $\Delta_{x,y}$ долинах было использовано расстояние $d=3$ нм. Для одновременной локализации электронов в разных Δ долинах была создана структура с варьируемым расстоянием d в стеке: между 2-м и 3-м слоем КТ $d=5$ нм, остальные прослойки имели толщину $d=3$ нм. Локализация электронов была исследована методом ЭПР. Интерпретация результатов ЭПР была проведена на основе анализа значений g -факторов и их ориентационных зависимостей и сопоставления с результатами вычислений энергетического спектра и волновых функций электронов. Расчеты проводились с учетом элементного состава КТ и реальной геометрии нанобъектов. Получено, что деформационное поле нанодиска играет ключевую роль в реализации одновременной локализации электронов в разных Δ долинах, позволяя регулировать положение энергетических уровней электронов. Полученные результаты могут лечь в основу создания базовых элементов для квантовых вычислений на основе структур с Ge/Si КТ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 16-29-14031).

[1]. A.F. Zinovieva et al., *Phys. Rev. B* **99** (2019) 115314.

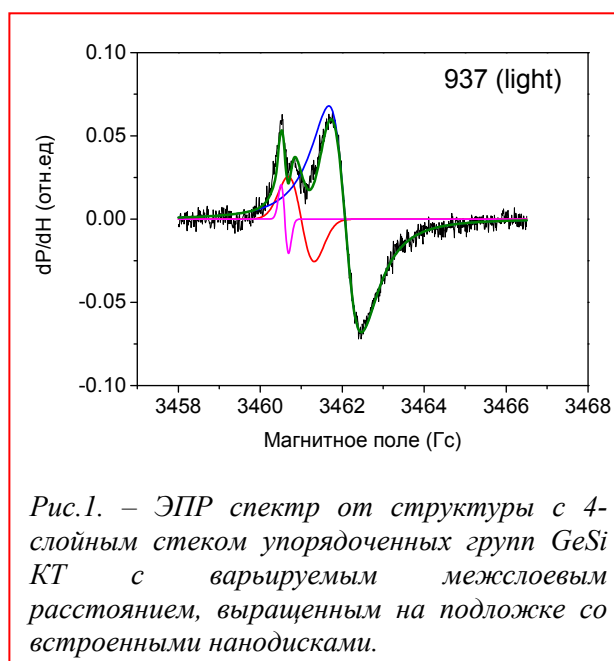


Рис.1. – ЭПР спектр от структуры с 4-слойным стеком упорядоченных групп GeSi КТ с варьируемым межслоевым расстоянием, выращенным на подложке со встроенными нанодисками.

Электрическое управление *p-d* обменным взаимодействием в гибридной структуре ферромагнетик-полупроводник

Коренев В.Л.¹, Калитухо И.В.¹, Акимов И.А.^{1,2}, Сапега В.Ф.¹, Жуков Е.А.^{1,2}, Kirstein E.², Кен О.С.¹, Kudlacik D.², Karczewski G.³, Wiater M.³, Wojtowicz T.³, Ильинская Н.Д.¹, Лебедева Н.М.¹, Комиссарова Т.А.¹, Яковлев Д.Р.^{1,2}, Кусраев Ю.Г.¹, Bayer M.²

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

² Technische Universität Dortmund, 44227, Germany, Dortmund, Emil-Figge-Straße, 50

³ Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, 02668 Poland, Warsaw, aleja Lotników, 32/46

DOI 10.34077/Semicond2019-291

Электрический контроль ферромагнетизма в нанометровом масштабе – одна из важных задач, решение которой необходимо для интеграция магнетизма в полупроводниковую электронику [1]. В этом отношении привлекательными являются гибридные структуры ферромагнетик-полупроводник. Такие структуры могут объединять свойства изолированных компонентов: магнитный порядок ферромагнетика (ФМ) и гибкость электрического управления полупроводника.

В данной работе продемонстрировано электрическое управление эффективным обменным взаимодействием в гибридной структуре, состоящей из ферромагнитного слоя Co и полупроводниковой CdTe квантовой ямы (КЯ), разделенных тонким немагнитным CdMgTe барьером. Ранее [2] в подобных структурах был обнаружен существенно новый, дальнедействующий ферромагнитный эффект близости, обусловленный эффективным *p-d* обменным взаимодействием между тяжелыми дырками, локализованными на акцепторах в КЯ, и магнитными ионами ФМ. Обмен происходит через испускаемые ферромагнетиком фононы, эллиптически поляризованные вблизи магнон-фононного резонанса, и является фононным аналогом динамического эффекта Штарка.

Гибридные структуры Co/CdMgTe/CdTe/CdMgTe с электрическими контактами поперек слоя CdTe КЯ исследованы методами стационарной и время-разрешенной спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ), а также методом неупругого рассеяния света с переворотом спина. ФМ индуцирует спиновую поляризацию дырок на акцепторах в близлежащей КЯ (эффект близости), что, в свою очередь, приводит к циркулярной поляризации ФЛ. Показано, что степень циркулярной поляризации ФЛ максимальна в режиме плоских зон (при напряжении + 0.5 В в пропускном направлении) и составляет ~2%. Приложение напряжения в запиорном направлении уменьшает величину эффекта (до 0.25% при –3 В). Аналогичная зависимость от напряжения наблюдается и для амплитуды насыщения циркулярной поляризации, измеренной методом время-разрешенной спектроскопии ФЛ. Метод неупругого рассеяния света с переворотом спина позволяет непосредственно измерить константу эффективного *p-d* обменного взаимодействия [3], которая также зависит от приложенного к структуре напряжения: она составляет 150 мкэВ вблизи нуля вольт и уменьшается до 10 мкэВ при –3 В. Показано, что величина константы обменного взаимодействия определяется изгибом зон в области КЯ и максимальна в случае плоских зон. Таким образом, эффективное магнитное поле обменного взаимодействия ~ 2.5 Тл может включаться и выключаться путем приложения напряжения ~1 В, что соответствует электрическому полю ~103 В/см. Физический механизм электрического контроля связан с изменением расщепления между уровнями тяжелых и легких дырок в КЯ при изменении изгиба зон во внешнем электрическом поле. Тем самым величина расщепления может быть подстроена по энергии магнон-фононного резонанса в ФМ, что приводит к максимальной связи в режиме плоских зон.

[1] F. Matsukura et al., *Nature Nanotech.*, **10**, 209 (2015).

[2] V.L. Korenev et al., *Nature Physics*, **12**, 85 (2016).

[3] I. A. Akimov et al., *Phys. Rev. B*, **96**, 184412 (2017).

Электрический контроль оптической ориентации в AlGaAs/GaAs гетероструктуре

Кен О.С.¹, Жуков Е.А.^{1,2}, Коптева Н.Е.³, Акимов И.А.^{1,2}, Калитухо И.В.¹, Сапега В.Ф.¹,
Коренев В.Л.¹, Яковлев Д.Р.^{1,2}, Кусраев Ю. Г.¹, Bayer M.²

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

² Technische Universität Dortmund, 44227, Germany, Dortmund, Emil-Figge-Straße 50

³ Санкт-Петербургский государственный университет, 199034, Санкт-Петербург,
Университетская набережная 7–9

DOI 10.34077/Semicond2019-292

Электрическое управление магнитными свойствами электронной системы полупроводника: спиновой поляризацией, времени спиновой релаксации и т.п. – представляет собой задачу, важную как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения, с перспективой интеграции магнетизма и полупроводниковой электроники. В данной работе обнаружено влияние внешнего латерального электрического поля на время спиновой памяти электронов в AlGaAs/GaAs гетероструктуре.

Исследована т.н. Н-полоса [1, 2] фотолюминесценции (ФЛ) AlGaAs/100нм GaAs/AlGaAs двойной гетероструктуры, которая обусловлена рекомбинацией электронов в слое GaAs с дырками, локализованными вблизи гетероинтерфейса. Были проведены измерения с помощью непрерывной и время-разрешенной поляризационной спектроскопии ФЛ, а также измерения угла Керровского вращения плоскости поляризации света с временным разрешением. Было показано, что в режиме оптической ориентации Н-полоса проявляет высокую спиновую поляризацию (~40%) и время спиновой релаксации > 5 нс. С увеличением электрического поля обнаружено сужение кривых магнитной деполяризации ФЛ.

Полученные результаты говорят об удлинении времени жизни и времени спиновой релаксации электронов в электрическом поле: при увеличении приложенного напряжения от 0 до 3 В время жизни увеличивается с 4 до 90 нс, а время спиновой релаксации – с 3 до 9 нс. Полученные результаты объясняются разделением носителей заряда в электрическом поле. Увеличение времени спиновой релаксации связано с подавлением релаксации спина электрона на дырке (механизма Бира-Аронова-Пикуса). В согласии с этим эксперименты по измерению угла Керровского вращения плоскости поляризации света в режиме «накачка-зондирование» выявили рост времени затухания спиновых биений в магнитном поле с увеличением электрического поля.

Полученные результаты открывают возможность управления спиновой поляризацией в полупроводниках слабым (~100 В/см) электрическим полем.

[1] Y. R. Yuan et al. *J. Appl. Physics*, **58**, 397 (1985)

[2] W. Ossau et al., *Solid State Comm.*, **64**, 711 (1987)

Комбинационное рассеяние света с переворотом спина в самоорганизованных квантовых точках CdSe/ZnMnSe

Козырев Н.В., Ахмадуллин Р.Р., Намозов Б.Р., Кусраев Ю.Г., Седова И.В., Сорокин С.В., Иванов С.В.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-293

Методом резонансного комбинационного рассеяния с переворотом спина (КРПС) были исследованы самоорганизованные квантовые точки (КТ) CdSe в барьере ZnMnSe, полученные методом молекулярно-пучковой эпитаксии. В магнитном поле 6 Т в диапазоне температур от 1.6 К до 30 К в спектрах КРПС наблюдается большое число (порядка десяти) линий рассеяния, расположенных эквидистантно друг от друга в соответствии с энергией зеемановского расщепления ионов марганца. Этот феномен связан с тем, что резонансное рассеяние света происходит с рождением промежуточного состояния – экситона, взаимодействующего с большим числом ионов марганца. Процесс рассеяния сопровождается одновременным переворотом спинов нескольких ионов марганца, находящихся в области локализации этого экситона. Переворот спинов ионов Mn^{2+} возникает вследствие их обменного взаимодействия с фотовозбуждённой тяжёлой дыркой.

Спектр фотолюминесценции (ФЛ) слоя КТ представляет собой широкую полосу с максимумом при 2.33 эВ и шириной на полувысоте ~ 40 мэВ. В магнитном поле 6Т, приложенном в геометрии Фарадея, зеемановское расщепление ФЛ мало (< 0.5 мэВ) и, практически, не заметно на фоне её ширины. С другой стороны, ФЛ барьера показывает расщепление, соответствующее гигантскому эффекту Зеемана. Такое поведение ФЛ соответствует тому, что ионы марганца находятся только в барьере ZnMnSe. Следовательно, обменное взаимодействие фотовозбуждённой тяжёлой дырки, локализованной в слое КТ CdSe, с ионами марганца в барьере мало.

Согласно теоретической модели, предложенной для описания эффекта КРПС ионов Mn^{2+} [1], число линий в спектрах рассеяния для систем в режиме слабого обменного взаимодействия, подобных нашей, должно быть мало (по нашим оценкам одна-две) и определяется малой долей ионов марганца, входящих в орбиту локализованного экситона. Однако, результат, полученный нами, противоречит предсказанию теории – экспериментально мы наблюдаем около десяти линий рассеяния (см. рисунок). Была предложена качественная модель описания этого явления, основанная на динамически меняющемся обменном поле тяжёлой дырки, при образовании промежуточного состояния рассеивающимся фотоном [2]. Существенное отличие предложенной модели от [1] состоит в том, что количество ионов марганца, одновременно переворачивающих свой спин, определяется тем, сколько их находится в области локализации экситона.

[1] J. Stühler, G. Schaack, M. Dahl, A. Waag, G. Landwehr, K. V. Kavokin, and I. A. Merkulov, *J. Cryst. Growth* **159**, 1001 (1996).

[2] N. V. Kozyrev, R. R. Akhmadullin, B. R. Namozov, Yu. G. Kusrayev, I. V. Sedova, S. V. Sorokin, and S. V. Ivanov, *Phys. Rev. B* **99**, 035301 (2019)

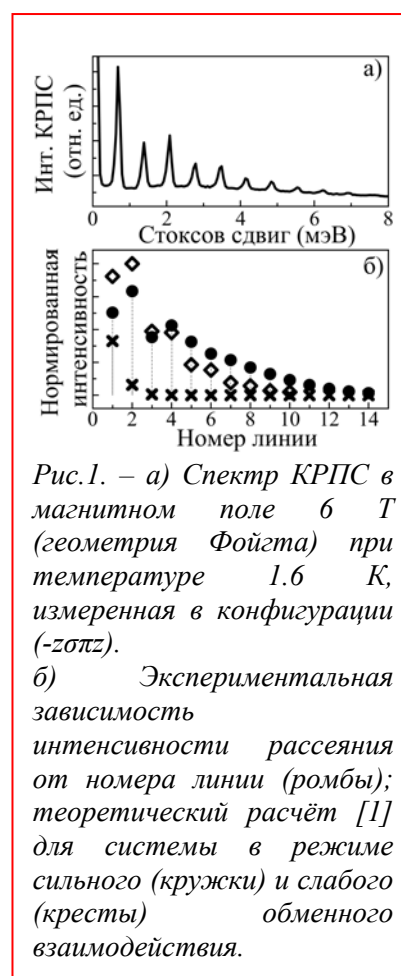


Рис.1. – а) Спектр КРПС в магнитном поле 6 Т (геометрия Фойгта) при температуре 1.6 К, измеренная в конфигурации (-zσz).

б) Экспериментальная зависимость интенсивности рассеяния от номера линии (ромбы); теоретический расчёт [1] для системы в режиме сильного (кружки) и слабого (кресты) обменного взаимодействия.

Поправки высших порядков к спин-орбитальному взаимодействию в полупроводниковых квантовых ямах

Зайнагутдинов А.Р., Артамонов Д.М., Кулаков Д.А., Дегтярев В.Е., Хазанова С.В.,
Конаков А.А.

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

DOI 10.34077/Semicond2019-294

Как известно, структура эффективного гамильтониана спин-орбитального взаимодействия (СОВ) в двумерном электронном газе определяется симметрией системы [1]. В линейном по волновому вектору приближении гамильтониан СОВ в двумерной электронной системе может быть записан следующим образом:

$$\hat{H}_{so}(k_x, k_y) = (\vec{\alpha}_1 \cdot \hat{\sigma})k_x + (\vec{\alpha}_2 \cdot \hat{\sigma})k_y, \quad (1)$$

где 2 символических вектора $\vec{\alpha}_1$ и $\vec{\alpha}_2$ описывают параметры СОВ, k_x и k_y – компоненты двумерного волнового вектора в плоскости электронного газа. Опираясь только на симметричные соображения, нами в [2] было показано, что спиновая SU(2) симметрия и известный режим устойчивого спинового хеликса [3] могут быть реализованы в широком классе полупроводниковых квантовых ям (КЯ), в т.ч. выращенных в направлении $[h k l]$ с тремя различными индексами Миллера, при условии:

$$[\vec{\alpha}_1 \times \vec{\alpha}_2] = \vec{0}, \quad (2)$$

которое определяется только величинами параметров СОВ, реализованных в конкретном случае. Однако этот результат оказался в противоречии с результатами работы [4], где предсказано, что устойчивые спиновые хеликсы в КЯ на основе полупроводников со структурой цинковой обманки могут быть реализованы только при условии равенства хотя бы пары индексов Миллера, характеризующих направление роста КЯ.

В настоящей работе нами с использованием метода огибающей функции рассчитаны параметры СОВ в КЯ на основе прямозонного полупроводника со структурой цинковой обманки, выращенной в произвольном направлении $[h k l]$. Для решения задачи мы использовали 8-зонную модель Кейна, параметризованную таким образом, чтобы описывать кубическое по волновому вектору слагаемое Дрессельхауза [5]. Для простоты двумерный конфайнмент определялся внешним плавным потенциалом в направлении роста КЯ. Это позволило исключить вклады, связанные с интерфейсами КЯ. Гамильтониан СОВ получался посредством канонического преобразования до 4-ого порядка малости с последующим усреднением по направлению роста.

Нами показано, что с точностью до 3-его порядка малости параметры СОВ и условие возникновения SU(2) симметрии совпадают с полученными в [4], однако учет более высокого 4-ого порядка вносит модификацию во все параметры СОВ и позволяет подправить этот результат и снять противоречие, возникшее с работой [2]. Оценки показывают, что поправки 4-ого порядка будут существенны в КЯ на основе InAs и других материалах с сильным собственным СОВ.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 18-32-00740-мол_a и гранта Президента РФ для молодых ученых № МК-6679.2018.2.

[1] S.D. Ganichev, L.E. Golub, *Phys. Status Solidi B*, **251**, 1801 (2014).

[2] A.S. Kozulin, A.I. Malyshev, A.A. Konakov, *J. Phys. Conf. Ser.*, **816**, 012023 (2017).

[3] B.A. Bernevig, J. Orenstein, S.-C. Zhang, *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 236601 (2006).

[4] M. Kammermeier, P. Wenk, J. Schliemann, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 236801 (2016).

[5] В.Е. Дегтярев, С.В. Хазанова, А.А. Конаков, *ФТП*, **51**, 1462 (2017).

Спиновая динамика двумерного электронного газа в режиме квантового эффекта Холла

Белых В.В.^{1,2}, Кочиев М.В.¹, Яковлев Д.Р.^{2,3}, Bayer M.^{2,3}¹ ФИАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53² Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, D-44221 Dortmund, Germany³ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург 194021, Россия

DOI 10.34077/Semicond2019-295

В полупроводниках без центра инверсии, например, в GaAs, движение электрона приводит к возникновению эффективного магнитного поля, действующего на спин электрона и к спиновой релаксации, которая носит имя Дьяконова и Переля. Таким образом, о характере движения электронов можно судить не только по проводимости образца, но и по спиновой динамике. Например, недавно было обнаружено, что такое «чисто транспортное» явление как слабая локализация электронов приводит к существенному подавлению спиновой релаксации [1]. Другим примером является движение двумерных электронов в сильном магнитном поле, приводящее к квантовому эффекту Холла. В этом режиме было обнаружено замедление поперечной спиновой релаксации на нечетных факторах заполнения уровней Ландау [2,3], которое было объяснено формированием скирмионов и голдстоновской модой.

В настоящей работе мы исследовали как поперечную, так и продольную спиновую релаксацию высокоподвижного электронного газа в GaAs/AlGaAs квантовой яме. Измерения были проведены с помощью расширенной методики накачка-зондирование [4], которая позволила напрямую регистрировать спиновую динамику длительностью до микросекунды с пикосекундным временным разрешением. Мы наблюдали несколько интересных эффектов. (i) В малых магнитных полях (до 0.5 Т) время продольной и поперечной спиновой релаксации монотонно возрастает с полем, и поперечная спиновая релаксация ограничена продольной релаксацией, при этом $T_2^* \approx 2T_1$. Скорость этого нарастания обратно пропорциональна температуре. (ii) При дальнейшем увеличении магнитного поля время поперечной спиновой релаксации T_2^* испытывает максимумы при нечетных факторах заполнения, тогда как время продольной релаксации T_1 максимально при четных факторах заполнения, достигая микросекундных значений. (iii) Вблизи низких факторов заполнения наблюдаются сильные флуктуации сигнала Керровского вращения. Это может быть обусловлено процессами перезарядки образца, протекающими довольно медленно из-за падения проводимости при прохождении уровня Ферми через уровни Ландау [5].

Работа выполнена при поддержке DFG в рамках программы ICRC TRR160 и РФФ (проект №18-72-10073).

[1] V. V. Belykh et al., *Phys. Rev. X* **8**, 031021 (2018).

[2] D. Fukuoka et al., *Phys. Rev. B* **78**, 041304(R) (2008).

[3] A. V. Larionov et al., *Phys. Rev. B* **92**, 165417 (2015).

[4] V. V. Belykh et al., *Phys. Rev. B* **94**, 241202(R) (2016).

[5] V. M. Pudalov et al, *Solid State Commun.* **51**, 713 (1984).

Времена электронной спиновой релаксации в эпитаксиальных слоях InGaAs

Кузнецова М.С., Евдокимов А.Е., Петров М.Ю.

Лаборатория Оптики спина, Санкт-Петербургский государственный университет, 198504, Санкт-Петербург, Петергоф, ул. ульяновская д.1

DOI 10.34077/Semicond2019-296

В полупроводниках поглощение циркулярно поляризованного света приводит к образованию спин-ориентированных фотоэлектронов. За счет сильного сверхтонкого взаимодействия электронных спинов со спинами ядер кристаллической решетки, ядерная спиновая система становится поляризованной [1].

Классическим методом исследования электронно-ядерной спиновой динамики является изучение деполяризации спина электрона в поперечном магнитном поле (эффект Ханле). В этой работе мы изучаем эффект Ханле в образцах с объемными эпитаксиальными слоями InGaAs легированными Si с разной концентрацией примесей: $n = 5 \cdot 10^{14}$ для образца T777, $n = 10^{15}$ для

образца T776 и $n = 10^{16}$ для образца T769. В изучаемых образцах наблюдается высокая степень поляризации фотолюминесценции, вплоть до $\rho = 15\%$ (примерно в 3 раза больше, чем в объемных образцах GaAs:Si [2]). Измеренные кривые Ханле с непрерывным возбуждением имеют выраженную W-структуру, что указывает на сильное электрон-ядерное взаимодействие, а центральные пики этих кривых имеют рекордно узкую ширину. На Рисунке 1 представлены результаты обработки экспериментальных данных, получены времена электронной спиновой релаксации для трех исследуемых образцов. Для T777 $\tau_s = 11$ ns, для T776 $\tau_s = 67$ ns и для T769 $\tau_s = 164$ ns. Последнее значение хорошо согласуется с временем электронной спиновой

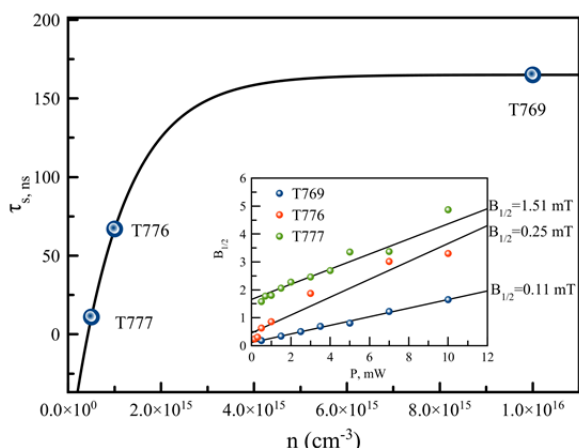


Рис.1. – Зависимость времени электронной спиновой релаксации от концентрации доноров для трех исследуемых структур. На вставке представлена мощностная зависимость полуширин кривых Ханле.

релаксации, полученным для объемного GaAs [3].

Из анализа экспериментальных данных по измерению кривых Ханле в зависимости от мощности накачки, нам удалось получить значения поля Найта для двух изучаемых образцов. Для образца T777 $B_e = 2.5$ mT и для T776 $B_e = 2$ mT для мощности накачки 5mW.

Результаты работы позволили получить важную информацию об электронно-ядерной спиновой системе и заключить, что исследуемые образцы являются многообещающими объектами для изучения электронно-ядерных спиновых эффектов и создания магнитоупорядоченной ядерной спиновой системы.

[1] D. Paget et al. *Physical review B*, vol. 15, num. 12, 15 June 1977.

[2] P. S. Sokolov, et al, *Physical Review B* 96, 205205 (2017).

[3] R. I. Dzhiyev, K. V. Kavokin, V. L. Korenev, M. V. Lazarev, B. Ya. Meltser, M. N. Stepanova, B. P. Zakharchenya, D. Gammon, and D. S. Katzer, *Physical review B* 66, 245204, 2002.

Пикосекундная кинетика взаимодействия фотовозбужденных носителей со спиновой подсистемой ионов Mn в II-VI полуметаллических полупроводниковых гетероструктурах

Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И.

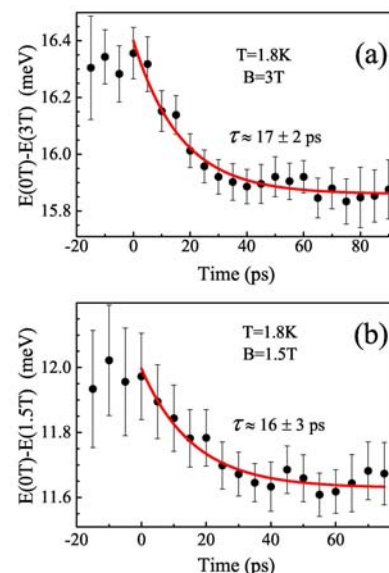
Институт физики твердого тела РАН, 142432, г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-297

При оптических исследованиях полуметаллических II-VI полупроводников (ПМП) с магнитными ионами марганца возникает вопрос о способах передачи энергии от фотовозбужденных носителей к магнитной подсистеме. Существует два пути для такой передачи энергии. *Прямой* путь – через обменное взаимодействие горячих носителей с локализованными спинами ионов Mn, характеризующееся короткими временами элементарных актов этого взаимодействия τ_{e-Mn} , лежащими в пикосекундной области. *Непрямой* путь – через испускание неравновесных фононов при релаксации носителей с также короткими временами τ_{e-L} и последующим процессом спин-решеточной релаксации с обычно более длинными временами τ_{SLR} . Экспериментально определить разную эффективность этих процессов, определяемых отношением времен τ_{e-Mn} и τ_{e-L} , непросто. Тщательный анализ показывает, что даже наблюдение в более ранних работах при возбуждении длинными оптическими импульсами времен нагрева марганцевой подсистемы, совпадающих с τ_{SLR} , не свидетельствует однозначно в пользу доминирования непрямого пути. Оптическое возбуждение ПМП мощными импульсами лазеров наносекундной длительности показал, что в квантовых ямах на основе (Zn,Mn)Se всегда доминируют процессы прямой передачи энергии от фотовозбужденных носителей в магнитную систему.

В докладе делается обзор различных экспериментальных попыток определения характерных времен прямого нагрева фотовозбужденными носителями марганцевой подсистемы ПМП квантовых ям и сделан вывод о том, что для определения истинного времени взаимодействия носителей с магнитными ионами необходимо исследовать ПМП сверхрешетки второго типа на основе (Zn,Mn)Se/(Be,Mn)Te. Были выполнены измерения с высоким временным разрешением ~ 2 пс кинетики интенсивности и спектрального поведения линии пространственно прямого оптического перехода в сверхрешетках второго типа $Zn_{0.99}Mn_{0.01}Se/Be_{0.93}Mn_{0.07}Te$ с ширинами слоев 10/5 нм. Измерения проводились в различных внешних магнитных полях и при высоких уровнях возбуждения фемтосекундными лазерными импульсами при частоте их следования около 3 кГц. Проводилось тщательное сравнение спектров, полученных при одинаковых условиях возбуждения в нулевом и отличном от нуля внешнем магнитном поле. Время жизни фотовозбужденных в начальный момент времени дырок, определенное по кинетике интенсивности люминесценции пространственно прямого оптического перехода, составляло ~ 40 пс. Из рисунка видно, что за времена τ значительно меньшие этой величины происходит уменьшение Зеемановского сдвига полосы люминесценции в магнитном поле, связанное с нагревом (на величину ~ 0.5 К) магнитной подсистемы. Эти изменения могут быть описаны экспоненциальной зависимостью от времени (сплошные кривые). Таким образом, впервые были выполнены прямые измерения времени пикосекундной кинетики процесса передачи энергии и спина фотовозбужденных носителей за счет обменного взаимодействия с локализованными спинами ионов Mn^{2+} в полуметаллических полупроводниковых гетероструктурах на основе (Zn,Mn)Se.

Работа частично поддержана проектом РФФИ № 17-02-00959.



Косвенная спектроскопия корреляционных функций спиновых флуктуаций высоких порядков

Смирнов Д.С.¹, Кавокин К.В.²

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

² СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, ул. Ульяновская, 1

DOI 10.34077/Semicond2019-298

Спектроскопия спинового шума – это новый метод исследования спиновой динамики в полупроводниковых наносистемах, основанный на измерении фарадеевского вращения плоскости поляризации зондирующего луча, индуцированного спиновыми флуктуациями, в тепловом равновесии [1]. Корреляционная функция углов фарадеевского вращения в разные моменты времени связана со спиновой восприимчивостью системы в силу флуктуационно-диссипационной теоремы. Таким образом, спектроскопия спинового шума позволяет определять параметры спиновой динамики (временная релаксация, g-факторы и др.), не выводя систему из равновесия.

Традиционно при анализе спиновых флуктуаций ограничиваются изучением автокорреляционной функции второго порядка. Это связано с одной стороны с невысокой точностью существующих измерений, а с другой – с отсутствием общих подходов для теоретического описания спиновых корреляторов более высоких порядков. Тем не менее, полная информация о спиновой динамике системы может быть получена только из спиновых корреляционных функций всех порядков [2].

Мы предлагаем новый метод измерения спиновых корреляторов высоких порядков – косвенную спектроскопию спинового шума. Эта методика основана на нелинейной связи между углом фарадеевского вращения вблизи оптического резонанса и спиновой поляризацией магнитных примесей. Нами были рассчитаны спектры флуктуаций фарадеевского вращения, индуцированных спинами атомов марганца в разбавленных магнитных полупроводниках, при частоте зондирующего луча близкой к резонансу, связанному с локализованными экситонами. При этом величина расщепления оптического резонанса спиновыми флуктуациями не предполагалась малой по сравнению с однородной шириной резонанса.

Мы показали, что Фурье образ корреляционной функции фарадеевского вращения второго порядка в поперечном магнитном поле состоит из пиков на частотах, кратных частотам ларморовской прецессии. Это делает возможным измерение спиновых корреляционных функций высоких порядков. Теоретический анализ спектров позволяет получить дополнительную информацию о спиновой динамике, такую как количество спинов марганца в области локализации экситона и силу обменного взаимодействия между спинами.

Нами была установлена связь между спектром флуктуаций фарадеевского вращения и спектром комбинационного рассеяния с переворотом спина, аналогичная интерпретации первых измерений спинового шума [3]. Наличие множества пиков в спектрах флуктуаций эффекта Фарадея имеет ту же природу, что и эффект рамановского рассеяния с множественными переворотами спинов [4]. Таким образом, предложенный метод косвенной спектроскопии спинового шума и его описание закладывают теоретическую базу для изучения спиновых корреляционных функций высших порядков.

[1] V. S. Zapasskii, *Adv. Opt. Photon.*, **5**, 131 (2013).

[2] A. Bechtold et al., *Phys. Rev. Lett.*, **117**, 027402 (2016).

[3] Б. М. Горбовицкий и В. И. Перель, *Оптика и спектроскоп.*, **54**, 388 (1983).

[4] J. Stühler et al., *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2567 (1995).

Гранулированные пленки $\text{SiC}_x\text{N}_y\text{:Fe}$: транспортные и магнитные свойства

Степина Н.П.¹, Пушкарев Р.В.², Зиновьева А.Ф.¹, Кириенко В.В.¹, Богомяков А.С.³,
Гутаковский А. К.¹, Двуреченский А.В.^{1,4}, Файнер Н.И.²

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

² Институт неорганической химии СО РАН, пр. Лаврентьева 3, Новосибирск, 630090.

³ Международный томографический центр СО РАН, ул. Институтская 3а, Новосибирск, 630090.

⁴ Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова 30, Новосибирск, 630090.

DOI 10.34077/Semicond2019-299

Изучены магнитные и транспортные свойства пленок $\text{SiC}_x\text{N}_y\text{:Fe}$ в зависимости от их структурных свойств. Для этого разработана технология осаждения пленок с различным составом. Пленки $\text{SiC}_x\text{N}_y\text{:Fe}$ синтезированы методом осаждения из газовой фазы в горизонтальном реакторе проточного типа. Использовались два типа газовой смеси: тип I - 1,1,1,3,3,3-гексаметилдисилазан (ГМДС), ферроцен и гелий; тип II - 1,1,3,3,5,5-гексаметилциклотрисилазан (ГМЦТС), ферроцен и гелий. В результате фазовый состав осажденных пленок критическим образом зависел от того, использовался ли ГМДС или ГМЦТС. Механизм проводимости исследуемых структур изучался при измерении температурной зависимости проводимости. Показано, что изменение содержания железа существенно изменяет проводимость системы (при гелиевой температуре более чем на 8 порядков) и позволяет наблюдать

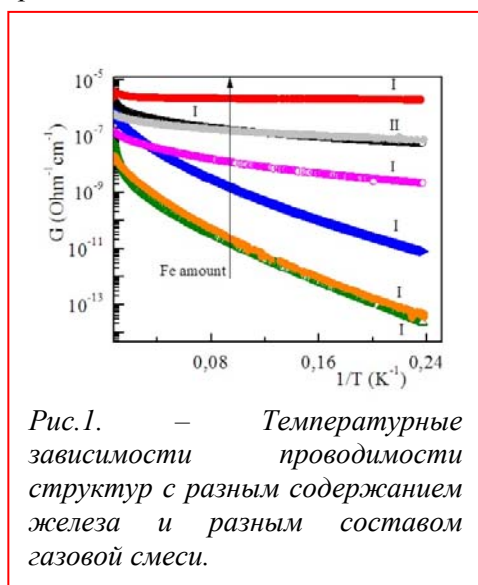


Рис.1. – Температурные зависимости проводимости структур с разным содержанием железа и разным составом газовой смеси.

как прыжковую проводимость, так и диффузионный режим с логарифмической зависимостью

проводимости от температуры. Поведение магнетосопротивления зависит от механизма проводимости, в структурах с прыжковой проводимостью наблюдается отрицательное магнетосопротивление, переходящее в положительное с ростом поля, в образцах с диффузионной проводимостью магнетосопротивление отрицательно, а его величина зависит от содержания железа. Изменение газового состава при осаждении пленок приводит к изменению размера и ориентации железосодержащих кластеров, и соответственно, к разным магнитным свойствам. В одном случае наблюдается высокое значение намагниченности (рис.2), гистерезис в кривой намагниченности и широкий анизотропный ферромагнитный резонанс в спектрах ЭПР. Во втором случае гистерезис не наблюдается, а спектры ЭПР характеризуются набором отдельных узких ассиметричных ЭПР-линий.

Работа поддержана грантом РФФИ 19-42-540001.

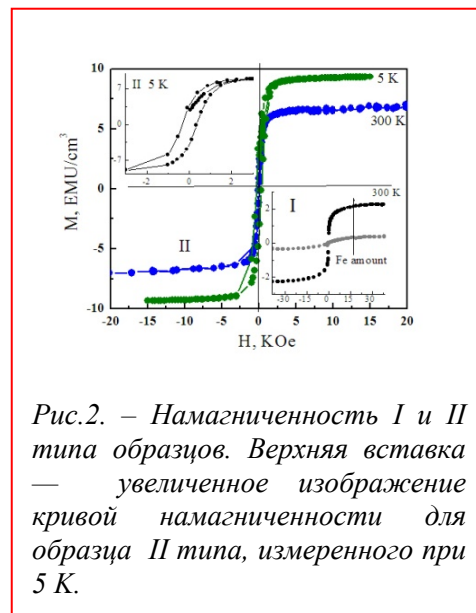


Рис.2. – Намагниченность I и II типа образцов. Верхняя вставка — увеличенное изображение кривой намагниченности для образца II типа, измеренного при 5 К.

Применение спектроскопии отогрева для изучения флуктуаций ядерных спинов в полупроводниках

Чербунин Р.В.¹, Литвяк В.М.¹, Кавокин К.В.^{1,2}, Калевич В.К.^{1,2}

¹ СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, Университетская набережная, 7/9

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

DOI 10.34077/Semicond2019-300

Известно, что ядра решётки многих полупроводников обладают ненулевыми магнитными моментами, сильно взаимодействующим между собой и слабо взаимодействующим с колебаниями решетки. Например, в арсениде галлия скорость диполь-дипольного и спин-решеточного взаимодействий ядер могут отличаться на шесть порядков. Сильное различие времен продольной и поперечной релаксации позволяет понижать температуру ядерной спиновой системы (ЯСС) до уровня микро-кельвин, когда сам кристалл находится при температуре жидкого гелия [1]. При этом резервуар энергии, который создаёт диполь-дипольное взаимодействие ядерных спинов, оказывается выведен из теплового равновесия с окружающей средой и способен либо поглощать энергию (при положительной спиновой температуре), либо отдавать её (при отрицательной спиновой температуре). При понижении ядерной спиновой температуры еще на порядок должен наблюдаться переход в спин-упорядоченное состояние, аналогичное упорядоченным состояниям ядерных спинов в металлах.

Термодинамическое равновесие внутри ядерной спиновой системы устанавливается за время порядка ста микросекунд. Это позволяет реализовать методику изучения флуктуаций ядерных спинов, основанную на измерении мнимой части её восприимчивости по изменению спиновой температуры при поглощении энергии переменного магнитного поля определенной частоты [2]. В данной работе была реализована методика спектроскопии отогрева ЯСС при ее оптическом охлаждении поляризованным светом. Поляризованное лазерное излучение ориентировало по спину электроны проводимости, которые создавали поток спина в ЯСС, находящуюся во внешнем магнитном поле. Поток спина в магнитном поле сопровождается потоком тепла в ЯСС или из ЯСС. Выбором длительности и знака циркулярной поляризации оптической накачки мы могли регулировать начальную спиновую температуру ядер объемного арсенида галлия в пределах от милликельвин до микро-кельвин. Следующие за этапом охлаждения этап отогрева переменным магнитным полем различной частоты и этап измерения ядерной спиновой температуры позволили получить спектры отогрева ядерных спинов в указанном интервале спиновых температур. Из полученных спектров, используя флуктуационно-диссипативную теорему, можно рассчитать спектральную плотность ядерных спиновых флуктуаций.

Полученные экспериментальные результаты показали, что в легированном арсениде галлия помимо пика поглощения, связанного с прецессией ядер в локальном поле, присутствует пик на примерно удвоенной частоте. Амплитуда пика и его ширина зависят от концентрации резидентных электронов. Предположительно, данный пик связан с переходами ядерных спинов с изменением магнитного квантового числа на 2, которые становятся разрешенными в присутствии электронов. Спектральная плотность ядерных спиновых флуктуаций в нулевом внешнем магнитном поле, спадающая на частотах диполь-дипольных взаимодействий (несколько килогерц), имеет также узкий пик неизвестной пока природы в области низких частот ($f < 100$ Гц).

[1] D. Paget, G. Lampel, B. Sapoval, V.I. Safarov. *Low-field electron-nuclear spin coupling in gallium arsenide under optical pumping conditions. Phys. Rev. B* **15**, 12 (1977).

[2] V.K. Kalevich, V.D. Kulkov, V.G. Fleisher. *Optical cooling of the nuclear spin system of a semiconductor in conjunction with adiabatic demagnetization. Bulletin of Academy of Science of the USSR, Physical Series, V* **46**, 70 (1982).

Поляризованное фотонное эхо в CdTe/CdMgTe квантовых ямах

Югова И.А.¹, Полтавцев С.В.^{1,2}, Капитонов Ю.В.¹, Karczewski G.³, Wojtowicz T.⁴,
Акимов И.А.^{2,5}, Яковлев Д.Р.^{2,5}, and Bayer M.^{2,5}

¹ Санкт-Петербургский Государственный Университет, 198504, Санкт-Петербург, Ульяновская ул., 1

² Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, 44221, Dortmund, Germany

³ Institute of Physics, PAS, PL-02668, Warsaw, Poland

⁴ International Research Centre MagTop, Institute of Physics, PAS, PL-02668 Warsaw, Poland

⁵ Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул.

Политехническая, 26

DOI 10.34077/Semicond2019-301

Когерентная оптическая методика по измерению четырехволнового смещения и генерации фотонного эха, позволяет получать информацию об энергетических уровнях и детально исследовать оптическую и спиновую когерентную динамику трионов, экситонов и связанных на донорах экситонов в квантовых ямах, квантовых точках и эпитаксиальных слоях.

В нашей работе [1] представлен подход для идентификации вкладов различных экситонных комплексов в наблюдаемом сигнале четырехволнового смещения в квантовой яме CdTe/(Cd, Mg)Te без приложения магнитного поля. Этот подход основан на поляриметрическом анализе спонтанного фотонного эха в сигнале четырехволнового смещения. В эксперименте измеряются полярные графики амплитуды фотонного эха как функция угла между линейными поляризациями двух возбуждающих импульсов. Розеткообразные полярные графики показывают четкую разницу между нейтральными и заряженными экситонными (трионными) оптическими переходами в полупроводниковых наноструктурах.

Приложение поперечного магнитного поля к квантовой яме (геометрия Фохта) вызывает сложное поведение сигнала фотонного эха, сильно зависящее не только от используемой конфигурации поляризации возбуждающих импульсов, но также от ориентации магнитного поля относительно квантовой ямы. Мы обнаружили, что на когерентную динамику связанных на донорах экситонов существенно влияют магнитные свойства дырок в плоскости квантовой ямы, которые демонстрируют сильную анизотропию, измеряемую в слабых магнитных полях (~ 200 мТл).

Экспериментальные данные, полученные на исследуемой структуре в разных условиях возбуждения, удастся описать достаточно простой теоретической моделью, которая дает строгие аналитические выражения, описывающие эффект фотонного эха.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты ННИО_а 19-52-12046 и 16-29-03115 офи_м) и DFG в рамках программы TRR 160 (Project A3).

[1] S. V. Poltavtsev, Yu. V. Kapitonov, I. A. Yugova, I. A. Akimov et al., arXiv:1811.06331v2, accepted in Sci. Rep.

Секция 7. Примеси и дефекты
(объемные полупроводники и квантово-
размерные структуры)

Подвижность носителей заряда в сильных электрических полях в режиме проводимости с многократным захватом

Ненашев А.В.^{1,2}, Двуреченский А.В.^{1,2}, Oelerich J.O.³, Jandieri K.³, Valkovskii V.V.³, Semeniuk O.⁴, Gebhard F.³, Juška G.⁵, Reznik A.⁴, Baranovskii S.D.³

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

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

³ Philipps-Universität Marburg, D-35032 Marburg, Germany

⁴ Lakehead University, 955 Oliver Road, Thunder Bay, Ontario, Canada P7B 5E1

⁵ Vilnius University, Saultekio 9 III k., 10222 Vilnius, Lithuania

DOI 10.34077/Semicond2019-304

В работе исследуется неомический электронный транспорт в режиме зонной проводимости с многократным захватом, когда движение носителей заряда происходит в зоне проводимости, но большую часть времени носитель захвачен ловушками. Такой режим транспорта (рис. 1) реализуется во многих материалах, в частности, в аморфных полупроводниках.

Показано [1], что зависимость подвижности носителей заряда μ от температуры и от напряжённости электрического поля описывается единственным параметром — так называемой эффективной температурой T_{eff} , являющейся функцией реальной температуры T и напряжённости поля F . Электрическое поле входит в выражение для эффективной температуры в виде комбинации eFa , где e — элементарный заряд, а параметр a близок к радиусу локализации захваченного ловушкой носителя заряда:

$$kT_{\text{eff}} = \sqrt{(kT)^2 + \left(\frac{2}{3}eFa\right)^2}. \quad (1)$$

Зависимость подвижности от эффективной температуры является активационной. Возможность применения концепции эффективной температуры в режиме проводимости с многократным захватом, а также роль радиуса локализации a как характерного масштаба длины, определяющего полевую зависимость подвижности, объяснены на основе представления о выходе носителя заряда из ловушки как о совместном действии термической активации и туннелирования. Рассмотрен процесс покидания ловушки носителем заряда в ситуации, когда возможен процесс прыжка на более мелкую ловушку (рис. 2) [2]. Обнаружено, что среднее время, за которое электрон покидает ловушку, в сильных электрических полях существенно (на несколько порядков) уменьшается в результате многостадийных процессов, состоящих из прыжков носителей заряда на более мелкие ловушки и термического возбуждения в зону из последних. Получены аналитические выражения для коэффициента усиления скорости выхода носителя из ловушки в присутствии сильного электрического поля. В частности, в системе из двух ловушек (рис. 2) при оптимальном положении ловушки 2 коэффициент усиления составляет порядка $\exp\left[\varepsilon_1 eFa/2(kT)^2\right]$, где ε_1 — глубина залегания 1-й ловушки.

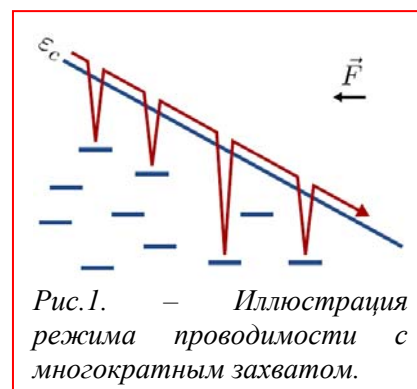


Рис.1. — Иллюстрация режима проводимости с многократным захватом.

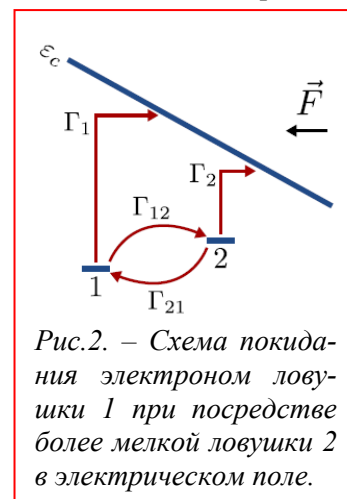


Рис.2. — Схема покидания электроном ловушки 1 при помощи более мелкой ловушки 2 в электрическом поле.

[1] A. V. Nenashev, J. O. Oelerich, K. Jandieri, V. V. Valkovskii, O. Semeniuk, A. V. Dvurechenskii, F. Gebhard, G. Juška, A. Reznik, and S. D. Baranovskii, *Phys. Rev. B*, **98**, 035201 (2018).

[2] A. V. Nenashev, V. V. Valkovskii, J. O. Oelerich, A. V. Dvurechenskii, O. Semeniuk, A. Reznik, F. Gebhard, and S. D. Baranovskii, *Phys. Rev. B*, **98**, 155207 (2018).

Обнаружение резонансного поглощения ультразвука одиночным янтеллеровским центром Cr в кубическом ZnSe

Аверкиев Н.С.¹, Барышников К.А.¹, Берсукер И.Б.², Гудков В.В.³, Жевстовских И.В.^{3,4}, Сарычев М.Н.³, Жерлицын С.⁵, Ясин Ш.^{5,6}, Коростелин Ю.В.⁷

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

² Institute for Theoretical Chemistry, The University of Texas at Austin, TX 78712, Austin, USA

³ УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

⁴ ИФМ им. М.Н. Мухеева УО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

⁵ Hochfeld-Magnetlabor Dresden (HLD-EMFL), Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, 01328 Dresden, Germany

⁶ College of Engineering and Technology, American University of Middle East, 54200, Egaila, Kuwait

⁷ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский просп., 53, стр. 4

DOI 10.34077/Semicond2019-305

Поглощение ультразвука, одиночными центрами Cr, замещающими атомы Zn в кубическом кристалле ZnSe, в магнитных полях, приложенных в различных направлениях, в широком интервале температур исследовалось в работах [1,2]. Атомы хрома образуют магнитные анизотропные центры в ZnSe, подверженные эффекту Яна-Теллера, который приводит к локальному адиабатическому потенциалу с тремя эквивалентными направлениями искажения примесного комплекса CrSe₄ вдоль кубических осей кристалла. При включении магнитного поля вдоль оси [110] медленная поперечная ультразвуковая волна, распространяющаяся воль того же направления [110], нарушает эквивалентность этих искажений, что приводит к росту релаксационного поглощения с полем (примерно до 0.15 Тл). В данной работе показано, что в больших магнитных полях при температурах ниже 8К существенный вклад в поглощение ультразвука вносят резонансные процессы. При этом в полях $B > 4$ Тл, приложенных вдоль другого направления, [001], основное состояние Cr становится невырожденным, и медленная поперечная ультразвуковая волна при $T = 1.3$ К перестает взаимодействовать с центром, что приводит к подавлению вклада Cr в поглощение звука. Экспериментальные данные выявляют сильную зависимость затухания ультразвука от его частоты, что свидетельствует о резонансном характере поглощения, так как частотная зависимость релаксационного поглощения очень слабая (время релаксации собственных состояний центра к термодинамическому равновесию значительно превышает период ультразвуковой волны).

Особенный интерес вызывает то, что резонансное поглощение обнаружено также в нулевом магнитном поле. Показано, что резонансные переходы, индуцированные ультразвуком в этом случае, происходят между вибронными уровнями центра, расщепленными спин-орбитальным взаимодействием на величину порядка 10 мкэВ. Проанализирован вклад резонансных и релаксационных процессов в коэффициент поглощения звука, а также обсужден переход от резонансного к чисто релаксационному механизму поглощения с увеличением мощности ультразвука. Этот переход подразумевает нелинейное подавление коэффициента затухания звуковой волны при увеличении ее интенсивности. В отличие от случая, когда нелинейность приписывается решеточному ангармонизму [3], в данной работе рассмотрен механизм нелинейности, возникающий вследствие взаимодействия ультразвука с изолированными примесными центрами.

[1] N.S. Averkiev et al., *Phys. Rev. B*, **96**, 094431 (2017).

[2] K.A. Baryshnikov et al., *Phys. Status Solidi B*, 1800635 (2019).

[3] S.P. Dodd et al., *J. Mater. Sci.*, **38**, 1107 (2003).

Адмиттанс спектроскопия дефектов с мелким уровнем в эпитаксиальных слоях n-GaN

Гиндина М.И.^{1,2}, Лундин В.В.¹, Сахаров А.В.¹, Николаев А.Е.¹, Гуткин А.А.¹, Брунков П.Н.¹

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

² Санкт-Петербургский Политехнический университет Петра Великого, Россия, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29

DOI 10.34077/Semicond2019-306

GaN является перспективным материалом для создания мощных полупроводниковых приборов благодаря широкой запрещенной зоне. Известно, что свойства полупроводниковых материалов в значительной степени определяются дефектами с глубокими уровнями. В данной работе представлены исследования дефектов с глубокими уровнями в эпитаксиальных слоях n-GaN, выращенных методом MOCVD. Измерения методом адмиттанс-спектроскопии проводились на p^+n-n^+ структурах на основе GaN, где p- и n-типа проводимости легировались атомами Mg и Si, соответственно. Толщина слабо легированной области n-типа проводимости составляла 500 нм. Исследования температурной вольт-амперных характеристик и зависимости I/C^2 от напряжения смещения V показали (Рис.1), что вплоть до 10 К p^+n-n^+ структура представляет собой резкий p-n переход с однородным легированием в области n-типа проводимости на уровне $2.4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При температурах ниже 100 К наблюдается уменьшение концентрации свободных носителей до $2.0 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (Рис.1), связанное с вымерзанием на дефектах с глубоким уровнем. С использованием метода адмиттанс-спектроскопии было показано, что энергия термической активации этой электронной ловушки находится на уровне 10 мэВ (Рис.2 а и б). Данный дефект может быть связан с комплексом вакансии в подрешетке азота с атомом водорода $V_{\text{N}}\text{-H}$. Образование данного дефекта было предсказано теоретически [1,2], и ранее он наблюдался только в спектрах низкотемпературной фотолюминесценции [2]. Установлено, что обнаруженный дефект проявляет сильную зависимость темпа эмиссии от величины модулирующего напряжения смещения, что может быть объяснено близостью его энергетического уровня к дну зоны проводимости n-GaN.

[1] J. Buckeridge et al., *Phys. Rev. Lett.*, **114**, 016405 (2015).

[2] C. G. Van de Walle, *Journal of Applied Physics*, **95**, 3851 (2004).

[3] O. Gelhausen et al., *Phys. Rev. B.*, **69**, 125210 (2004).

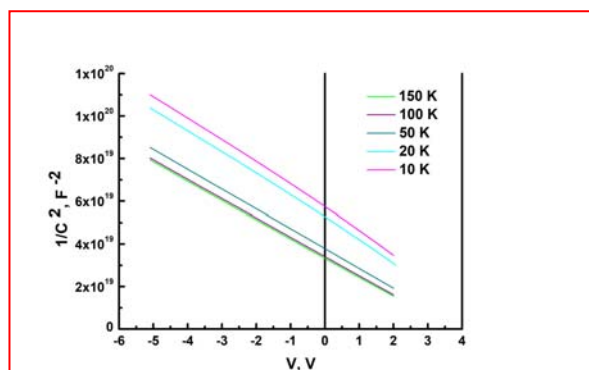


Рис.1. – Зависимость $1/C^2$ от напряжения смещения V на GaN p^+n-n^+ -переходе при разных температурах.

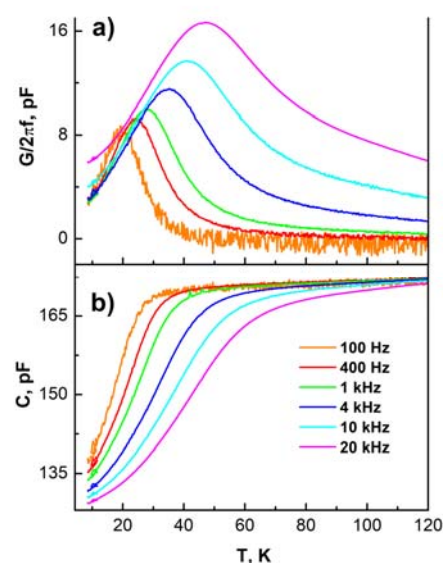


Рис.2. – Зависимости дифференциальной активной проводимости G (а) и емкости C (б) GaN p^+n-n^+ -перехода от температуры T при напряжении смещения $V = 0 \text{ V}$ при разных частотах.

Структура ядра недиссоциированных 60° дислокаций

Гутаковский А.К.^{1,2}, Вдовин В.И.¹, Федина Л.И.^{1,2}

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

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

DOI 10.34077/Semicond2019-307

Дислокации в полупроводниках являются важным структурным элементом, который обеспечивает релаксацию напряжений в кристалле, возникающих, как при синтезе объемных материалов, гетероэпитаксиальных и низкоразмерных систем, так и при различных термических и радиационных воздействиях. Основным механизмом релаксации напряжений является скольжение дислокаций, приводящее к пластической деформации кристаллической решетки. В рамках классической концепции BDT (brittle-ductile transition) для материалов с алмазоподобной структурой при переходе от хрупкого разрушения к пластическому течению скольжение должно осуществляться посредством диссоциированных 60° дислокаций [1]. Однако в реальности пластическая релаксация напряженных полупроводниковых гетероструктур и шоковые воздействия сопровождается скольжением недиссоциированных (полных) 60° дислокаций [2-6]. Исходя из первопринципных расчетов, существует четыре возможных конфигураций ядра такой дислокации (S1, S2, S3, G), но лишь одна из них, - метастабильная S1, является скользящей, тогда как остальные являются сидячими [7]. Это предполагает, что S1 дислокация является скользящей во всем интервале температур. Действительно, как показано в [6], S1 тип ядра наблюдается для 60° дислокаций, возникающих вблизи фронта кристаллизации при срыве роста Fz-Si. Однако в других процессах структура ядра полных 60° дислокаций пока не установлена.

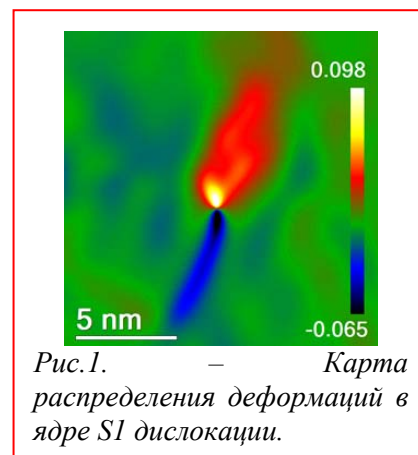


Рис.1. – Карта распределения деформаций в ядре S1 дислокации.

В докладе с использованием данных высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ВРЭМ), включающих цифровой анализ ВРЭМ изображений и построение карт распределения напряжений в ядре дислокации [8], представлен сравнительный анализ атомной структуры ядра скользящих недиссоциированных 60° дислокаций в Fz-Si, введенных термическим ударом, и возникающих при релаксации напряженных $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}/\text{Si}(001)$ гетероструктур. В обоих случаях показана их идентичность и соответствие S1 типу дислокации. Ядро такой дислокации состоит из восьмизвенного кольца, содержащего атом с одной оборванной связью, и характеризуется выраженной асимметрией поля напряжений в ядре, связанной с локализацией в ядре двух различных экстралоскостей $\{001\}$ и $\{111\}$ (рис.).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (№19-72-30023)

[1] T. Okuno and H. Saka *J Mater. Sci.* **48**, 115 (2013).

[2] Y. B. Bolkhovityanov, et al., *Phil. Mag. Lett.*, **96**, 361, (2016).

[3] S. Izumi, et al., *Phil. Mag. Lett.* **90**, 707 (2010).

[4] J. Rabier, et al., *Phys. Stat. Sol.(c)* **10**, 11 (2013)

[5] C.W. Zhao et al., *Appl Phys A* **105**, 207 (2011).

[6] L. I. Fedina, A. K. Gutakovskii, and T. S. Shamirzaev, *JAP* **124**, 053106 (2018);

[7] L. Pizzagalli, J. Godet, S. Brochard, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 065505 (2009).

[8] A.K. Gutakovskii, A.L. Chuvilin, and S.A. Song, *Bull. Russian Acad. Sci.: Phys.* **71**, 1426. (2007)

Перестройка спектра THz стимулированного излучения одноосно деформированного Si:Bi при резонансном возбуждении

Жукавин Р.Х.¹, Павлов С.Г.², Pohl A.³, Абросимов Н.В.⁴, Redlich B.⁵, Hübers H.-W.^{2,3}, Шастин В.Н.¹

¹ ИФМ РАН, 607680, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, Россия

² Institute of Optical Sensor Systems, DLR, Rutherfordstr. 2, 12489 Berlin, Germany

³ Humboldt-Universität zu Berlin, 12489, Newtonstr. 15, Berlin, Germany

⁴ Leibniz-Institut für Kristallzüchtung, 12489, Max-Born-Str. 2, Berlin, Germany

⁵ Radboud University, FELIX Laboratory, 6525 E, Toernooiveld 7c, Nijmegen, The Netherlands

DOI 10.34077/Semicond2019-308

В работе рассматривается перестройка спектра терагерцового стимулированного излучения в кремнии, легированном донорами, при приложении одноосной деформации в условиях внутрицентральной накачки. Легирование висмутом проводилось методом выращивания с пьедестала [1]. Концентрация висмута в кристалле составляла около $3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Образец был вырезан в форме прямоугольного параллелепипеда $7 \times 5 \times 2 \text{ мм}^3$ с длинной стороной вдоль направления [001] и "оптическим" качеством полировки граней для формирования высокодобротного резонатора. Эксперимент по наблюдению лазерного эффекта проводился с использованием излучения лазера на свободных электронах (ЛСЭ) FELIX (Radboud University, Nijmegen, The Netherlands). Излучение накачки подавалось в виде макроимпульсов длительностью 6 мкс, следующих с частотой 10 Гц. Каждый макроимпульс состоял из микроимпульсов длительностью порядка 10 пс и мощностью до 10 МВт, разделенных временным интервалом 1 нс.

Специальная вставка, содержащая исследуемый образец и позволяющая приложение давления [2], погружалась в транспортный гелиевый сосуд Дьюара. Производилось измерение спектра возбуждения и спектра излучения при различных значениях приложенного давления. При отсутствии одноосной деформации стимулированное излучение в описываемом эксперименте наблюдалось при возбуждении донора вблизи состояния $2p_{\pm}$ и спектр излучения соответствует переходу $2p_{\pm} \rightarrow 1s(E)$ [3]. Одноосная деформация кристалла вдоль оси [001] приводит к расщеплению спектра возбуждения, появлению новых «зон» генерации и сдвигу спектра возбуждения в область низких частот. Параллельно с этим происходит и перестройка спектра излучения, причем часть линий можно приписать резонансному электронному рассеянию света на примесных переходах между компонентами $2p_{\pm}$ и $2p_0$ и компонентами рамановски активного состояния $1s(E)$ ($1s(B_1)$ и $1s(A_1^{up})$).

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

[1] H. Riemann, N. Abrosimov, N. Noetzel. ECS Transactions, **3**, 53 (2006).

[2] R. Kh. Zhukavin, V. V. Tsyplenkov, K. A. Kovalevsky et al., Appl. Phys. Lett. **90**, 051101 (2007).

[3] S. G. Pavlov, N. Deßmann, B. Redlich et al., Phys. Rev. X, **8**, 041003 (2018).

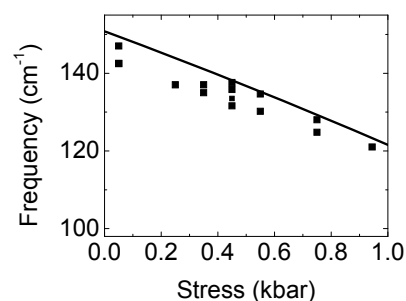


Рис.1. — Зависимость частоты выходного излучения на переходе между нижней компонентой $2p_0$ и $1s(A_1^{up})$ в зависимости от величины давления вдоль оси кристалла [001] при резонансном возбуждении $2p_0$. Данные эксперимента показаны точками, расчетная зависимость — сплошной линией.

Влияние акцепторных центров на терагерцовую фотолюминесценцию в гетероструктурах с КЯ HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te

Козлов Д.В.^{1,2}, Румянцев В.В.^{1,2}, Фадеев М.А.¹, Варавин В.С.³, Михайлов Н.Н.^{3,4}, Дворецкий С.А.^{3,4}, Гавриленко В.И.^{1,2}, Терре Ф.⁵ и Морозов С.В.^{1,2}

¹ *Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.*

² *Нижегородской государственной университет им. Лобачевского, Нижний Новгород.*

³ *Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск.*

⁴ *Новосибирский государственный университет, Новосибирск.*

⁵ *Laboratoire Charles Coulomb (L2C), Universite Montpellier II, Montpellier, France*

DOI 10.34077/Semicond2019-309

В данной работе была исследована терагерцовая фотолюминесценция (ФЛ) гетероструктур HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te с квантовыми ямами (КЯ), обусловленная переходами с участием состояний акцепторов. Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs в направлении (013). Исследования ФЛ проводились с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v в режиме пошагового сканирования. Оптическое возбуждение осуществлялось непрерывным лазером с длиной волны 808 нм.

Были измерены спектры ФЛ гетероструктуры HgTe/Cd_{0.76}Hg_{0.24}Te с КЯ толщиной 48 Å (образец № 160126), при температуре 30К и при мощности накачки от 3 до 300 мВт. Во всех спектрах присутствует полоса ФЛ от 50 до 400 см⁻¹, с особенностями в виде максимумов в областях 50 – 160 см⁻¹ (полоса 1), 160 – 250 см⁻¹ (полоса 2) и 250 – 400 см⁻¹ (полоса 3). При мощностях возбуждения 100 и 300 мВт дополнительно к полосам 1-3 возникает полоса ФЛ, соответствующая энергиям квантов 450 – 600 см⁻¹ соответствующая межзонным переходам, при этом интенсивность длинноволновых полос ФЛ падает. Температурные исследования спектров ФЛ показали, что с ростом температуры положение полос 1 — 3 не меняется, а полоса 4 от межзонных переходов смещается в сторону высоких энергий. Очевидно, что полосы ФЛ 1- 3 не смещающиеся с ростом температуры должны быть связаны с переходами носителей между состояниями «привязанными» к одной зоне. Ранее было показано, что такие длинноволновые полосы ФЛ в спектрах КРТ структур с КЯ связаны с переходами в спектре вакансий ртути [1].

Вакансия ртути является двухвалентным акцептором и может находиться в трех зарядовых состояниях: нейтральный A⁰ центр, с которых связано две дырки, A⁻¹ центр, с которым связана одна дырка и не имеющий дырок A⁻² центр. Примесная ФЛ обусловлена захватом дырок на акцепторные центры. Расчет показал, что длинноволновые линии 1-3 в спектрах ФЛ, положение которых не меняется с температурой, связаны с захватом свободных дырок на A⁻¹ центры. Полоса 4, связанная с межзонными переходами носителей, возникает при увеличении мощности возбуждающего источника. При этом падает сигнал в длинноволновых полосах. Это может быть связано с тем, что при малом возбуждении электроны из зоны проводимости безызлучательным образом переходят на A⁰ центры. Возникающие при этом A⁻¹ участвуют в формировании сигнала ФЛ. Однако, при некоторой мощности большая часть A⁰ центров оказывается заполнена электронами, т.е. уменьшается число конечных состояний для безызлучательных переходов из зоны проводимости. В результате электроны начинают рекомбинировать с дырками из валентной зоны излучательным образом при этом уменьшается число дырок в валентной зоне, которые могли бы переходить на A⁻¹ центры, а значит сигнал ФЛ, связанный с акцепторами будет «падать», что и наблюдается в эксперименте.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№№ 17-02-00898, 18-02-0062, 19-02-00827).

[1] V.V.Rumyantsev, et al/ *Semicond. Sci. Technol.* **32**, 095007 (9pp) (2017)

Высокоразрешающая спектроскопия рассеяния света на парных кластерах магнитных ионов

Чербунин Р.В.¹, Литвяк В.М.¹, Рыжов И.И.¹, Кудинов А.В.^{1,2}, Geurts J.³, Karczewski G.⁴

¹ Лаб. оптики спина, НИИФ СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, Петергоф, ул. Ульяновская, 1

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

³ Physikalisches Institut (EP3), Universität Würzburg, 97074 Würzburg, Germany

⁴ Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, 02668 Warsaw, Poland

DOI 10.34077/Semicond2019-310

Точное измерение сил обменного (межспинового) взаимодействия между магнитными ионами имеет первостепенное значение для физики магнитосмешанных (полумагнитных, или разбавленных магнитных) полупроводников. Во-первых, межспиновые взаимодействия начинают оказывать влияние на магнитную восприимчивость, спиновую динамику, теплоперенос в этих системах уже начиная с малых концентраций магнитной компоненты ($x \geq 0.001$), то есть актуальны почти всегда. Во-вторых, при моделировании свойств – особенно для небольших концентраций – важны не только взаимодействия с ближайшим «магнитным» соседом, но и более слабые взаимодействия со вторыми, третьими и т.д. соседями. Закон ослабления взаимодействия с расстоянием между спинами позволяет также судить о фундаментальной природе (механизме) обменного взаимодействия. Поэтому исследователи вот уже около 40 лет изыскивают различные способы измерить обменные константы. Особенно в дефиците методы, дающие информацию селективно по различным типам локальной координации ионов. В результате имеющиеся данные по вторым и т.д. соседям весьма противоречивы.

В настоящем исследовании показано [1,2], что селективная информация по первым нескольким сортам пар магнитных ионов может быть получена методом резонансного комбинационного рассеяния света (КРС). Достигнув в несколько раз более высокого спектрального разрешения, чем наши предшественники, мы обнаружили (в экспериментах по множественному рамановскому парамагнитному резонансу в квантовых ямах CdTe:Mn) десятки не известных ранее слабых линий КРС. Классификация этого многообразия позволила с беспрецедентной точностью (± 0.05 К) определить четыре различные характерные энергии, отвечающие четырем типам соседства магнитных ионов: $J_{(1)} = 5.22$ К, $J_{(2)} = 1.51$ К, $J_{(3)} = 1.16$ К, $J_{(4)} = 0.70$ К. Для решения вопроса о влиянии деформации эпитаксиальной структуры на величины обменных констант мы планируем осуществить особое исследование. Тем не менее, очевиден методический потенциал полученного результата, в том числе применительно к другим семействам магнитосмешанных полупроводников, где также наблюдается рамановский парамагнитный резонанс.

Работа выполнена при поддержке проектов СПбГУ-DFG (№ 40.65.62.2017) и РФФИ (19-02-00422).

[1] A.V. Koudinov, A. Knapp, G. Karczewski and J. Geurts. *Phys. Rev. B* **96**, 241303(R) (2017)

[2] R.V. Cherbunin, V.M. Litviak, I.I. Ryzhov et al., *arxiv:1903.01276* (2019)

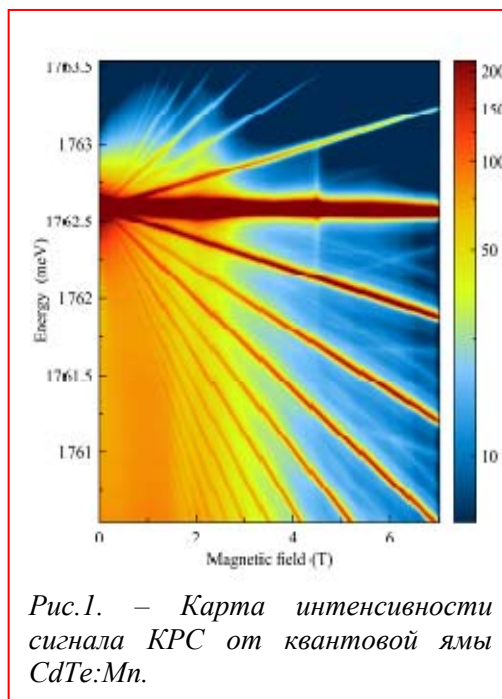


Рис.1. – Карта интенсивности сигнала КРС от квантовой ямы CdTe:Mn.

Теория спиновой динамики и ОДМР центров окраски со спином 3/2

Пошакинский А.В., Тарасенко С.А.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 21

DOI 10.34077/Semicond2019-311

Многочастичные оптические активные комплексы с высоким спином привлекают к себе в настоящее время большое внимание, поскольку обладают нетривиальной спиновой динамикой и могут находиться в когерентной суперпозиции нескольких базисных спиновых. Примерами таких комплексов со спином $S = 3/2$ являются центры окраски NV^0 в алмазе и центры окраски, связанные с вакансиями кремния в карбиде кремния [1]. В данной работе представлена теория спиновой релаксации центров, описана их спиновая динамика в присутствии внешних статического и высокочастотного магнитных полей, разработана теория оптического выстраивания центров по спину и формирования сигнала оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР).

Одиночный центр со спином $S = 3/2$ имеет 4 базисных состояния с проекцией спина $m = \pm 3/2, \pm 1/2$. Ансамбль центров описывается спиновой матрицей плотности, которую можно представить в виде разложения по сферическим мультиполям, состоящим из 3 компонент спинового диполя p , 5 компонент спинового квадруполь d и 7 компонент спинового октуполя f .

Примеры спиновых распределений, соответствующих компонентам диполя p_0 , квадруполь d_0 и октуполя f_0 , изображены на рис. 1. В сферическом приближении мультиполи релаксируют с тремя различными временами спиновой релаксации: временами T_p , T_d и T_f . Конкретное соотношение между временами определяется микроскопическим механизмом релаксации. В случае, если релаксация центров связана с флуктуирующими магнитными полями, переходы идут только с изменением проекции спина на $\Delta m = \pm 1$, и между временами выполняется соотношение $T_p = 3T_d = 6T_f$.

Оптическая накачка центров приводит к генерации спинового квадруполь d_0 , который также определяет интенсивность фотолюминесценции центров. Приложение внешнего радиочастотного поля вызывает возбуждение других компонент мультиполя и влияет на ОДМР сигнал [1]. Нами разработана теория ОДМР в условиях двухчастотного возбуждения, которая позволила количественно описать положения и интенсивности спектральных провалов в неоднородно уширенной ОДМР линии, определить параметры и механизм неоднородного уширения в исследованных структурах [2].

[1] S.A. Tarasenko, A.V. Poshakinskiy, D. Simin, V.A. Soltamov, E.N. Mokhov, P.G. Baranov, V. Dyakonov, and G.V. Astakhov, *Spin and optical properties of silicon vacancies in silicon carbide*, Review Article, *Phys. Status Solidi B* **255**, 1700258 (2018).

[2] V.A. Soltamov, C. Kasper, A.V. Poshakinskiy, A.N. Anisimov, E.N. Mokhov, A. Sperlich, S.A. Tarasenko, P.G. Baranov, G.V. Astakhov and V. Dyakonov, *Excitation and coherent control of spin qudit modes in silicon carbide at room temperature*, *Nature Commun.* (2019).

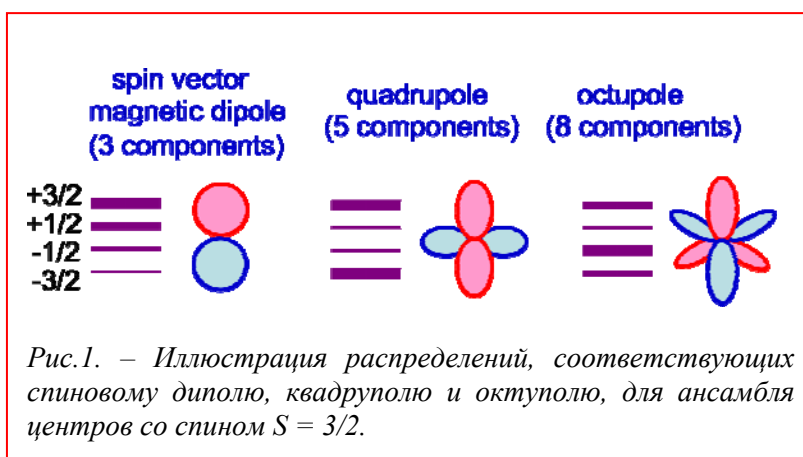


Рис.1. – Иллюстрация распределений, соответствующих спиновому диполью, квадруполью и октуполью, для ансамбля центров со спином $S = 3/2$.

Влияние релаксации спиновых корреляций на проводимость органических полупроводников с прыжковым транспортом

Шумилин А.В., Бельтюков Я.М.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-312

В течении длительного времени большинство теоретических работ посвященных прыжковой проводимости основывались на приближении среднего поля. В рамках этого приближения среднее произведение двух чисел заполнения $\overline{n_i n_j}$ заменяют на произведение средних $\overline{n_i} \overline{n_j}$. Таким образом, не учитываются корреляции чисел заполнения $\overline{n_i n_j} - \overline{n_i} \overline{n_j}$. Несмотря на то, что такое приближение очень удобно и позволило получить большое количество правильных результатов, оно не является контролируемым и не может быть обосновано в реальных веществах.

Недавно возникла серьезная причина вернуться к изучению корреляций в прыжковой проводимости и построить теорию, выходящую за рамки среднего поля. Во многих органических полупроводниках было обнаружено сильное магнетосопротивление (~10%) в слабых полях 10-100Гс. Этот эффект получил название «органическое магнетосопротивление» или «OMAR». Форма зависимости

проводимости от поля позволила связать это магнетосопротивление с влиянием поля на спиновую релаксацию. Тем не менее, при комнатной температуре магнитное поле 100Гс не может приводить к сколь-нибудь заметной намагниченности, и было неясно, как связать скорость спиновой релаксации и проводимость.

В работе [1] было показано, что такая связь возникает в теории при выходе за пределы приближения среднего поля. Вне равновесия за счет электрического поля могут возникать спиновые корреляции, влияющие на электрический ток. В органических полупроводниках основным механизмом релаксации спина (и спиновых корреляций) является сверхтонкое взаимодействие с ядерными спинами. Внешнее магнитное поле 10-100Гс может сильно замедлить подобную спиновую релаксацию и таким образом повлиять на проводимость даже при комнатных температурах. В работе [1] было показано, что выход за рамки среднего поля даже при очень грубых приближениях позволяет описать этот эффект.

Тем не менее, законченная картина OMAR-а может быть основана только на последовательной теории неравновесных корреляций в прыжковой проводимости. В рамках нашей работы мы строим такую теорию. Основываясь на цепочке уравнений Боголюбова, мы выводим систему кинетических уравнений, связывающих средние числа заполнения и корреляции различных порядков, как зарядовые, так и спиновые. Во многих случаях наша система уравнений может быть сведена к эквивалентной электрической схеме, обобщающей сетку сопротивлений Миллера-Абрахамса (см. рис. 1). Эту схему мы изучаем с помощью численного решения уравнений Кирхгофа. С помощью нашего подхода мы строим теорию органического магнетосопротивления, а также изучаем влияние зарядовых корреляций на проводимость и распределение токов в веществах с прыжковой проводимостью в режиме закона Мотта.

[1] A.V. Shumilin, V.V. Kabanov, V.I Dediu, *Phys. Rev. B* **97**, 094201 (2018)

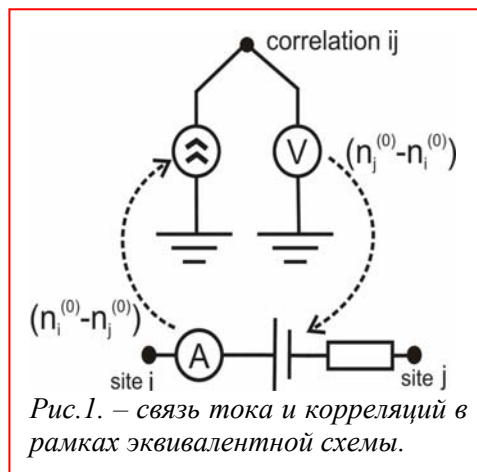


Рис. 1. – связь тока и корреляций в рамках эквивалентной схемы.

Знакопеременная оптическая ориентация в структурах GaAs:Mn**Кокурин И.А.^{1,2}, Силов А.Ю.³, Аверкиев Н.С.¹**¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26² Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск, ул. Большевикская, 68³ Department of Applied Physics, Eindhoven University of Technology, The Netherlands

DOI 10.34077/Semicond2019-313

Предсказана смена знака электронной поляризации в структурах на основе GaAs, легированных Mn, в условиях оптической ориентации, когда фотовозбуждение осуществляется из состояния ионизированного акцептора (фотонейтрализация). Переключение намагниченности при этом осуществляется изменением интенсивности возбуждения. Для возникновения эффекта необходимо наличие в системе не только акцепторных примесей замещения Mn_{Ga} , но и двухзарядных доноров в междоузлиях Mn_I , а также более сложных комплексов, таких как димеры Mn_I-Mn_{Ga} , которые возникают при высоком уровне легирования [1]. Учет указанных конфигураций Mn и различных типов обменного взаимодействия в этих состояниях позволяет заключить, что при низкой степени фотовозбуждения (когда время захвата оказывается короче времени спиновой релаксации электронов) происходит захват неравновесных электронов на магнитные доноры преимущественно с переворотом спина. Это приводит к аномальной спиновой ориентации неравновесных электронов, т.е. знак намагниченности оказывается противоположным знаку, определяемому правилами отбора при возбуждении. Увеличение мощности накачки приводит к насыщению канала возбуждения-рекомбинации с участием доноров, а это в свою очередь восстанавливает «правильный» знак электронной намагниченности.

В работе [2] исследовалась поляризованная микро-ФЛ из квантовых ям (КЯ) GaAs:Mn/AlGaAs шириной 3,7 нм. ФЛ возбуждалась циркулярно-поляризованным светом с энергией кванта 1,53 эВ, что значительно ниже энергии межзонного перехода в КЯ. Анализ спектров микро-ФЛ указывает на наличие ряда особенностей у линии, связанной с рекомбинацией с участием нейтрального акцептора Mn_{Ga} : а) синий сдвиг положения линии с ростом интенсивности возбуждения; б) спектральная зависимость циркулярной поляризации ФЛ (длинноволновый край линии поляризован отрицательно, а коротковолновый – положительно); в) изменение знака интегральной поляризации с ростом накачки, при этом аномальный отрицательный знак имеет место при малых накачках.

Предложенная модель объясняет описанные экспериментальные данные в предположении, что спектральная линия в действительности состоит из двух уширенных линий, одна из которых связана с рекомбинацией свободного электрона на акцептор, а другая соответствует донорно-акцепторной рекомбинации с участием магнитных центров. При этом следует учесть, что энергия ионизации донора Mn (около 4 мэВ) не превышает неоднородного уширения. С ростом интенсивности возбуждения происходит изменение относительных вкладов от низкоэнергетической и высокоэнергетической полос в пользу последней, что и объясняет «синее» смещение максимума линии и изменение знака интегральной поляризации ФЛ.

Таким образом, наше рассмотрение показывает, что возникновение неравновесной намагниченности в полупроводниках определяется не только правилами отбора при возбуждении, но также зависит от деталей захвата носителей примесями или дефектами, характера спин-спиновых взаимодействий и спиновой релаксации.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект 17-12-01182).

[1] T. Dietl, H. Ohno, *Rev. Mod. Phys.* **86**, 187 (2014).

[2] P.V. Petrov, I.A. Kokurin, Yu.L. Ivanov, N.S. Averkiev, R.P. Campion, B.L. Gallagher, P.M. Koenraad, A.Yu. Silov, *Phys. Rev. B* **94**, 085308 (2016).

Расчет энергетической структуры точечных дефектов в нитриде алюминия методами теории функционала плотности

Александров И.А., Журавлев К.С.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-314

Определение энергетической структуры и оптических свойств точечных дефектов в кристаллах является фундаментальной задачей, решение которой необходимо для улучшения качества материалов, используемых для создания оптических и электронных приборов. Нитриды металлов третьей группы перспективны для создания светодиодов и лазерных диодов ультрафиолетового и видимого диапазона, мощных высокочастотных транзисторов, ультрафиолетовых фотоприемников, источников одиночных фотонов, работающих при комнатной температуре. Для идентификации полос фотолюминесценции и поглощения в нитриде алюминия в данной работе проведены расчеты энергий формирования, уровней термодинамических переходов и формы полос фотолюминесценции и поглощения точечных дефектов в AlN методами теории функционала плотности. Расчеты проводились с использованием гибридного функционала HSE [1] и оптимизированных сохраняющих норму псевдопотенциалов Вандербита [2] в программном пакете Quantum Espresso [3]. Расчетная ширина запрещенной зоны соответствует экспериментальной $E_g=6.1$ эВ [4] при значении параметра α гибридного функционала HSE, отвечающего за долю короткодействующего Хартри-Фоковского обменного функционала, равном 0.33. Расчеты энергетической структуры дефектов проводились с энергией отсечки при разложении на плоские волны $E_{cut}=80$ Ry, с использованием 96-атомной сверхъячейки и смещенной относительно начала координат сетки Монкхорста-Пака $2 \times 2 \times 2$ для интегрирования по зоне Бриллюэна. При расчете энергетической структуры заряженных дефектов проводилась корректировка, учитывающая взаимодействие зарядов в периодически повторяющейся сверхъячейке [5]. Результат расчета параметров решетки и энтальпии формирования объемного AlN $a=3.11$ Å, $c=4.97$ Å, $\Delta H_f=3.15$ эВ хорошо согласуется с экспериментальными данными $a=3.11$ Å, $c=4.98$ Å, $\Delta H_f=3.28$ эВ [6,7]. Расчет формы полос фотолюминесценции проводился с использованием метода, предложенного в работе [8]. Согласно расчетам, термодинамические уровни переходов между зарядовыми состояниями (-3/-2), (-2/-1), (-1/0) и (0/+1) вакансии алюминия в AlN расположены на 3.16 эВ, 2.91 эВ, 2.49 эВ и 1.34 эВ выше дна зоны проводимости. Термодинамический уровень перехода (-1/0) примеси углерода в подрешетке азота C_N расположен на 1.99 эВ выше дна зоны проводимости. Примесь кислорода в подрешетке азота O_N проявляет свойства DX-центров, для которых присоединение второго электрона к нейтральному дефекту приводит к сильной релаксации решетки с образованием глубокого уровня. В положительно заряженном и нейтральном состоянии O_N наиболее энергетически выгодным является положение кислорода в узле решетки на месте азота. В отрицательно заряженном состоянии наиболее энергетически выгодным является положение кислорода в смещенном относительно гексагональной оси положении, кроме того, локальный минимум энергии наблюдается при смещении атома кислорода вдоль гексагональной оси в тетраэдрическое междоузлие.

Работа поддержана Российским научным фондом (проект 18-72-00136).

[1] J. Heyd, G. E. Scuseria, and M. Ernzerhof, *J. Chem. Phys.* **124**, 219906 (2006).

[2] D. R. Hamann, *Phys. Rev. B* **88**, 085117 (2013).

[3] P. Giannozzi et al., *J. Phys.:Condens. Matter* **29** 465901 (2017).

[4] M. Feneberg et al., *Phys. Rev. B* **82**, 075208 (2010).

[5] C. Freysoldt, J. Neugebauer, and C. G. Van de Walle, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 016402 (2009).

[6] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, *Journal of Applied Physics* **94**, 3675 (2003).

[7] M. Ranade et al., *J. Mater. Res.*, **16**(10), 2824(2001).

[8] A. Alkauskas, J. L. Lyons, D. Steiauf, and C. G. Van de Walle. *Phys. Rev. Lett* **109**, 267401 (2012).

Спиновые центры окраски в карбиде кремния: фундаментальные свойства и применение

Анисимов А.Н.¹, Пошакинский А.В.¹, Баранов П.Г.¹, Астахов Г.В.^{1,2}, Тарасенко С.А.¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия

² Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Institute of Ion Beam Physics and Materials Research, 01328 Dresden, Germany

DOI 10.34077/Semicond2019-315

Центры окраски атомного масштаба в карбиде кремния (SiC) обладают уникальными оптическими свойствами и длинными временами спиновой когерентности при комнатной температуре, что делает их чрезвычайно привлекательными объектами как для фундаментальных исследований, так и для приложений в области квантовых технологий [1-4]. Центры характеризуются спин-зависимым оптическим циклом, что позволяет выстраивать центры по спину, управлять их спиновым состоянием и регистрировать спиновое выстраивание методами оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР). Во внешнем магнитном поле наблюдается антипересечение спиновых подуровней для основного и возбужденного состояний. Вблизи антипересечений происходит резкое изменение оптического отклика системы, обусловленное гибридизацией спиновых состояний. Данный эффект был использован для разработки датчиков магнитного поля и температуры [2,3].

Одним из последних экспериментальных достижений стало “выжигание спектральных провалов” в линиях ОДМР дополнительным радиочастотным полем (РЧ) накачки и обнаружение провалов-спутников. На рис. 1 приведены результаты выжигания провалов в неоднородно уширенной линии ОДМР в кристалле 15R-SiC при комнатной температуре для двух частот накачки. РЧ накачка на фиксированной частоте насыщает один из спиновых переходов. Процессы релаксации приводят к изменению интенсивности других спиновых переходов, что проявляется в виде провалов-спутников в ОДМР спектре при сканировании частоты пробного РЧ поля [1]. Дано теоретическое описание динамики собственных спиновых возбуждений в ансамбле центров со спином 3/2. На основе техники выжигания спектральных провалов разработан новый метод измерения магнитных полей, слабо чувствительный к неоднородному уширению.

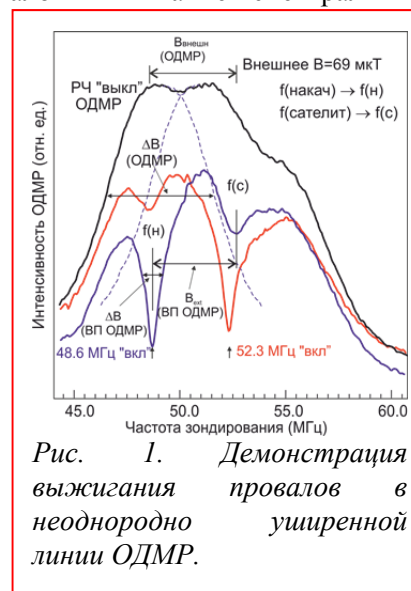


Рис. 1. Демонстрация выжигания провалов в неоднородно уширенной линии ОДМР.

Доклад включает в себя результаты экспериментальных и теоретических исследований тонкой структуры, спиновой динамики и оптических свойств центров окраски в карбиде кремния.

Исследование поддержано грантом Российского научного фонда (проект № 19-72-00154).

[1] V. A. Soltamov, C. Kasper, A. V. Poshakinskiy, A. N. Anisimov, E. N. Mokhov, A. Sperlich, S. A. Tarasenko, P. G. Baranov, G. V. Astakhov and V. Dyakonov, *Nature Commun.* (2019).

[2] A. N. Anisimov, D. Simin, V. A. Soltamov, S. P. Lebedev, P. G. Baranov, G. V. Astakhov, V. Dyakonov, *Scientific Reports* **6**, 33301 (2016).

[3] D. Simin, V. A. Soltamov, A. V. Poshakinskiy, A. N. Anisimov, R. A. Babunts, D. O. Tolmachev, E. N. Mokhov, M. Trupke, S. A. Tarasenko, A. Sperlich, P. G. Baranov, V. Dyakonov, G. V. Astakhov, *Phys. Rev. X* **6**, 031014 (2016).

[4] P. G. Baranov, H.-J. von Bardeleben, F. Jelezko, and J. Wrachtrup, *Springer Ser. Mater. Sci.* **253**, 448 (2017).

Оптическая ориентация и выстраивание ионов марганца в A_2B_6 полупроводниках в условиях сильного эффекта Яна-Теллера

Барышников К.А.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-316

В работе [1] исследовались оптическая ориентация и оптическое выстраивание ионов марганца в полумагнитном полупроводнике $Cd_{0.64}Mn_{0.36}Te$ в режиме спинового стекла при температурах ниже 8 К, и было показано, что энергетический спектр фотолюминесценции (ФЛ) обладает большой шириной (порядка 200 мэВ) и большим стоксовым сдвигом (так же порядка 200 мэВ) относительно линии резонансного возбуждения иона марганца. При этом наблюдаемая степень поляризации ФЛ при возбуждении как циркулярным, так и линейно-поляризованным светом значительно отличалась от значений, которые были рассчитаны в приближении сферически-симметричных возбужденных состояний иона Mn, отвечающих полным моментам $J' = 3/2$ и $J' = 5/2$ [1].

В данной работе анализируются внутрицентровые оптические переходы в ионе марганца с учетом сильного эффекта Яна-Теллера (ЭЯТ), вызванного взаимодействием носителей заряда в возбужденном состоянии марганца с локальными тетрагональными искажениями решетки A_2B_6 кристалла. Показано, что учет ЭЯТ дает объяснение как спектральным особенностям ФЛ марганца в таких кристаллах, так и поляризационным свойствам ФЛ этих примесей. Разработан алгоритм расчета матричных элементов оптического перехода под действием электромагнитных волн разной поляризации из пятикратно вырожденного основного состояния 6A_1 в 12-кратно вырожденное первое возбужденное состояние 4T_1 . В основе метода расчета матричных элементов лежит идея проекции 12 состояний 4T_1 на 12 сферически-симметричных состояний, отвечающих полным моментам импульса $J' = 1/2, 3/2, 5/2$, после чего применяются результаты теоремы Вигнера-Экарта [1,2]. ЭЯТ связан только с орбитальной частью волновых функций возбужденного состояния, имеющей симметрию T_1 , которой можно приписать эффективный орбитальный момент $L=1$. После расчета матрицы плотности возбужденного состояния, сгенерированной оптическими переходами под действием света данной поляризации, учет ЭЯТ сводится к подавлению недиагональных компонент матрицы плотности, отвечающим собственным состояниям эффективного орбитального момента $L=1$. Произведена оценка параметров матричных элементов оптических переходов в возбужденное состояние марганца. При данных параметрах переходов и учете ЭЯТ теоретически предсказано возникновение ФЛ, связанной с оптической ориентацией Mn, в сильном магнитном поле в случае коротких времен спиновой релаксации возбужденного состояния марганца, при которых в нулевом магнитном поле оптическая ориентация не наблюдается.

Представленное исследование поддержано грантом РФФИ № 18-72-00115.

[1] K.A. Baryshnikov et al., *Phys. Rev. B*, **92**, 205202 (2015).

[2] L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Quantum Mechanics: Non-relativistic Theory, Course of Theoretical Physics Vol. 3*, Pergamon Press, Oxford (1977).

Многофононная релаксация состояний двойных доноров серы и селена в кремнии

Бекин Н.А.

ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

DOI 10.34077/Semicond2019-317

Работа посвящена теоретическим оценкам вероятности многофононной релаксации в двойных донорах серы, S, и селена, Se. Рассматривается случай как нейтральных, так и однократно ионизованных доноров. Для расчетов используются простые модельные представления, игнорирующие многодолинный характер волновых функций. Таким образом, речь идет о получении грубых качественных оценок, исходя, главным образом, из энергетического зазора между вовлеченными в переход состояниями и локализации их волновых функций. Кроме того, для нейтральных доноров S^0 и Se^0 используется одноэлектронное приближение. А именно, используется модельное представление, что один из двух локализованных на доноре электронов находится на глубокой орбите, частично экранируя заряд иона. Таким образом, движение второго электрона, совершающего безызлучательные переходы, рассматривается в поле однократно заряженного остова. Для основного состояния нейтрального донора также использовалась одноэлектронная волновая функция, хотя это грубое приближение.

Рассматривается переход между триплетным уровнем $1s(T_2)$ и основным состоянием $1s(A_1)$. Для расчетов волновых функций обоих уровней использовался метод квантового дефекта, а вид волновой функции соответствовал симметрии $1s$ водородоподобного центра с изотропной эффективной массой. Вероятности переходов рассчитывались в адиабатическом приближении. Использовался приближенный метод суммирования вкладов в вероятность перехода с учетом дисперсии фононов [1]. Предполагалось, что релаксация происходит при испускании оптических фононов одного типа – LO или TO. Закон дисперсии фононов считался изотропным параболическим, $\omega(q) = \omega_{\max} (1 - q^2/q_0^2)$, где $\hbar\omega_{\max} = 64$ мэВ, величина q_0 выбиралась из условия, что минимальная частота, достигаемая на границе зоны Бриллюэна, соответствует частоте LO- или TO-фононов в точке X зоны Бриллюэна [2]. Зона Бриллюэна предполагалась сферически симметричной. Значение деформационного потенциала, $D = 2.6 \cdot 10^8$ эВ/см, выбрано для всех доноров путем подгонки к экспериментальным данным по времени жизни уровня $1s(T_2)$ в Se^+ : $\tau \approx 5.5$ нс [3]. Такая процедура подгонки эквивалентна введению усредненной по зоне Бриллюэна константы электрон-фононной связи, приближенно учитывая сильную локализацию вовлеченных в переход состояний.

Таблица 1. Темп многофононной релаксации

	Энергия связи, мэВ		LO		TO	
	$1s(A_1)$	$1s(T_2)$	ν, c^{-1}	S_{HR}	ν, c^{-1}	S_{HR}
S^0	318	35	$1.6 \cdot 10^{10}$	0.35	$1.7 \cdot 10^{10}$	0.31
S^+	612	184	$2.2 \cdot 10^8$	0.33	$2.4 \cdot 10^8$	0.29
Se^0	307	35	$2 \cdot 10^{10}$	0.32	$2 \cdot 10^{10}$	0.29
Se^+	589	161	$1.8 \cdot 10^8$	0.33	$2 \cdot 10^8$	0.29

В таблице 1 приведены энергии уровней доноров [2] и результаты расчетов — темп релаксации, ν , и фактор Хуанга — Риса, S_{HR} .

Работа поддержана в рамках совместного российско-германского проекта РФФИ-ННИО (No. 389056032 и 18-502-12077-ННИО).

[1] D. Goguenheim, M. Lannoo, *J. Appl. Phys.*, **68**, 1059 (1990).

[2] A. Dargys, J. Kundrotas, *Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP*, Vilnius (1994).

[3] K. J. Morse et al., *Sci. Adv.* **3**, e1700930 (2017).

Двухфононная релаксация состояний акцепторов бора в алмазе**Бекин Н.А.**

ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

DOI 10.34077/Semicond2019-318

Теоретически исследуется релаксация дырок, находящихся в возбужденных состояниях акцепторов бора в алмазе, при испускании двух оптических фононов. Эта задача актуальна, поскольку энергия связи акцептора, 370 мэВ, более чем вдвое превышает максимальную энергию оптического фонона 165 мэВ. Для описания волновой функции акцепторных состояний использовался электроноподобный гамильтониан с изотропной эффективной массой. Волновая функция основного состояния находилась методом квантового дефекта. Для возбужденного состояния типа $2p_0$ химический сдвиг игнорировался.

Вероятность перехода вычислялась в адиабатическом приближении. В этом подходе безызлучательные переходы рассматриваются как переходы, происходящие между собственными состояниями уравнения Борна – Оппенгеймера. Эти уравнения описывают стационарные состояния электрон-фононной системы, в которой взаимодействие между кристаллической решёткой и электроном, локализованным на примеси, является адиабатическим. Неадиабатическая часть взаимодействия решётки и электрона рассматривается как возмущение, которое вызывает переходы между этими состояниями, сопровождающиеся испусканием или поглощением одного или нескольких фононов. При этом вероятности таких процессов, в том числе многофононных, рассчитываются в первом порядке теории возмущений, в которой роль возмущения играет оператор неадиабатичности. Для матричных элементов этого оператора использовалось выражение [1], полученное в некондоновском приближении.

Значение деформационного потенциала, $D \approx 1.4 \cdot 10^9$ эВ/см, получено в результате подгонки к экспериментальным данным [2] по фактору Хуанга – Риса для уровней, соответствующих линии поглощения 304 мэВ в акцепторах бора. Такая процедура подгонки соответствует введению усредненной по зоне Бриллюэна константы электрон-фононной связи, которая учитывает сильную локализацию вовлеченных в переход состояний. Для сравнения, транспортные измерения в алмазе р-типа и их обработка методом Монте-Карло [3] дают величину деформационного потенциала для валентной зоны $2.1 \cdot 10^9$ эВ/см.

Закон дисперсии фононов считался изотропным, а частота фононов квадратично зависящей от модуля волнового вектора – с максимальным значением, достигаемым в центре зоны Бриллюэна ($\hbar\omega_{\max} = 165$ мэВ), и минимальным – на границе зоны Бриллюэна ($\hbar\omega_{\min} \approx 147$ мэВ для LO фононов, $\hbar\omega_{\min} \approx 132$ мэВ для TO фононов). Выявлена большая чувствительность вероятности перехода к характеристике дисперсии фононов, $\omega_{\max} - \omega_{\min}$, особенно для энергии перехода, E_T , в интервале $2\hbar\omega_{\min} < E_T < \hbar\omega_{\min} + \hbar\omega_{\max}$. С этим связана большая чувствительность темпа двухфононной релаксации, ν , для уровня с энергией связи 66 мэВ (энергия перехода 304 мэВ). Если в релаксацию дырок доминирует вклад LO фононов, то $\nu \approx 3 \cdot 10^9$ с⁻¹, если доминируют TO фононы, $\nu \approx 6 \cdot 10^{11}$ с⁻¹. Если вклад всех типов оптических фононов сопоставим между собой, темп двухфононной релаксации имеет порядок 10^{11} с⁻¹.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №17-02-01325).

[1] Huang Kun, *Scientia Sinica*, **24**, 27 (1981).

[2] G. Davies, R. Stedman, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **20**, 2119 (1987).

[3] L. Reggiani et al., *Phys. Rev. B*, **23**, 3050 (1981).

Оптимизация кристаллического совершенства фосфидных гетероструктур с азотом на Si

Большаков А.Д.¹, Федоров В.В.¹, Коваль О.Ю.¹, Сапунов Г.А.¹, Соболев М.С.¹,
Пирогов Е.В.¹, Кириленко Д.А.^{2,3}, Можаров А.М.¹, Мухин И.С.^{1,2}

¹ Санкт-Петербургский Академический университет, 194021, С.-Петербург, ул. Хлопина 8/3

² Университет ИТМО, 197101, С.-Петербург, Кронверский пр. 49

³ ФТИ им. Иоффе, 194021, С.-Петербург, Политехническая ул., 26

DOI 10.34077/Semicond2019-319

Одним из важнейших препятствий развития и снижения стоимости оптоэлектронных решений сегодня является отсутствие технологии монолитной интеграции компонентной базы на основе материалов A_3B_5 на доступной кремниевой платформе [1]. Перспективными подходами в решении указанной проблемы являются применение буферных градиентных эпитаксиальных слоев [2] и синтез структур пониженной размерности, механические напряжения в которых эффективно релаксируют, несмотря на рассогласование материала наноструктуры и подложки (например, в случае нитевидных нанокристаллов A_3B_5 на кремнии) [3], [4]. Тем не менее, на настоящий момент масштабируемая технология создания обсуждаемых приборных гетероструктур отсутствует.

Фосфид галлия (GaP) – непрямозонный полупроводниковый материал с шириной запрещенной зоны 2.26эВ и самым малым из всех A_3B_5 рассогласованием с Si (0.37%) [5]. Разбавление GaP азотом ведет к резкому уменьшению постоянной решетки и существенному изменению его зонной структуры, выраженной в проявлении прямозонности уже при низких концентрациях примеси и снижению ширины запрещенной зоны. При этом, состав $GaN_{0.02}P_{0.98}$ является согласованным по параметру решетки с Si, что определяет перспективы использования GaP для реализации метаморфных гетероструктур на кремниевой платформе.

В данной работе были синтезированы на Si (001) методом молекулярно-пучковой эпитаксии и исследованы гетероструктуры на основе твердых ратворов GaPN с концентрацией азота до 2.12%. Исследовано влияние ростовых условий на встраивание азота. Кристаллическая структура синтезированных пленок исследована методами рентгеновской дифрактометрии, просвечивающей электронной микроскопии и рамановского рассеяния. Исследование синтезированных гетероструктур методом фотолюминесцентной спектроскопии демонстрирует красное смещение спектрального пика с увеличением концентрации азота. Обнаружено, что

рост антифазных доменов с вертикальными границами, распространяющимися от интерфейса буфер GaP/Si эффективно подавляется в слое GaPN даже при низких концентрациях азота (0.5%).

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант 18-72-00231).

[1] T. Martensson et al., “Epitaxial III–V Nanowires on Silicon” 2004.

[2] T. J. Grassman et al. *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 57, no. 12, pp. 3361–3369, Dec. 2010.

[3] A. D. Bolshakov et al. *Beilstein J. Nanotechnol.*, vol. 9, no. 1, pp. 146–154, Jan. 2018.

[4] V. V. Fedorov et al., *CrystEngComm*, vol. 20, no. 24, pp. 3370–3380, Jun. 2018.

[5] A. S. Gudovskikh et al. *Energy Procedia*, vol. 102, pp. 56–63, Dec. 2016.

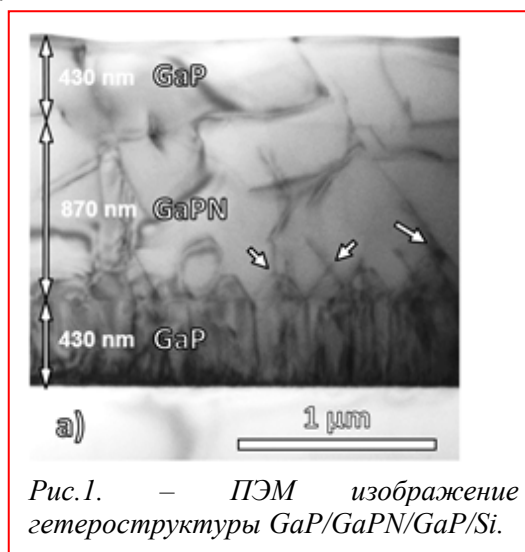


Рис.1. – ПЭМ изображение гетероструктуры GaP/GaPN/GaP/Si.

Влияние легирования железом на пространственное распределение люминесценции в кристаллах ZnSe и ZnS

Гладилин А.А.¹, Калинушкин В.П.¹, Уваров О.В.¹, Ильичев Н.Н.¹, Тимофеева Н.А.²,
Гаврищук Е.М.², Ченцов С.И.³, Кривобок В.С.³

¹ ИОФ РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

² ИХВВ РАН, 603950, Н. Новгород, ул. Тропинина, 49

³ ФИАН, 119991, Москва, Ленинский пр-т, 53

DOI 10.34077/Semicond2019-320

В данной работе исследуется пространственное распределение люминесценции в поликристаллах ZnSe и ZnS, легированных Fe методом высокотемпературной диффузии. Исходные образцы (не легированные) поликристаллов были выращены CVD методом – осаждение из газовой фазы. После на поверхность наносилась пленка Fe, которая при высоких температурах диффундировала в объем образца. Концентрация железа достигала $2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ на поверхности и экспоненциально спадала в глубине кристалла, что приводило к существенным изменениям люминесцентных характеристик. Регистрация фотолюминесценции и картирование распределения в видимом и ближнем ИК спектральном диапазоне осуществлялось с помощью низкотемпературной (5 К) микрофотолюминесценции и двухфотонного возбуждения люминесценции на конфокальном микроскопе Carl Zeiss NLO 710.

Было обнаружено, что высокотемпературное легирование приводит к образованию люминесцентных полос повышенной интенсивности люминесценции на длинах волн 541, 715 и 950 нм. Полосы располагались строго параллельно поверхности легирования сразу после сильнолегированной области. Их ширина достигала размеров несколько сотен микрон (рис.1). Подобное поведение наблюдалось во всех образцах. По-видимому, легирование приводит к формированию как минимум 2 типов примесно-дефектных центров (ПДЦ) с различными коэффициентами диффузии.

Также была изучена диффузия ПДЦ по границам зерен. Было получено экспериментально подтверждение ускоренной диффузии ПДЦ, соответствующих длине волны 541 нм, по границам зерен (рис. 1). Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00113.

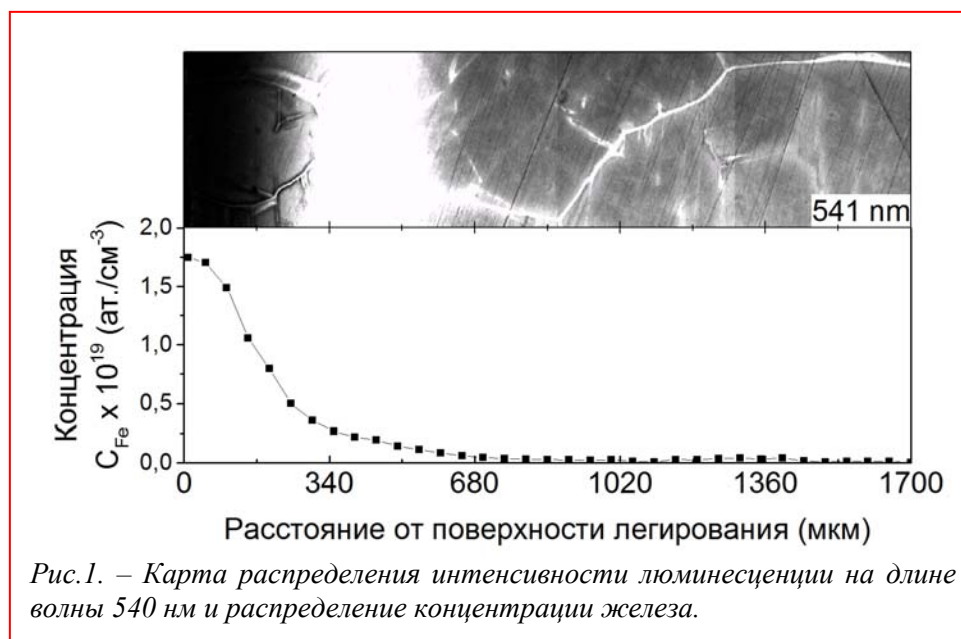


Рис.1. – Карта распределения интенсивности люминесценции на длине волны 540 нм и распределение концентрации железа.

Магнетизм низкоконцентрированной (< 0,2 at.%) электронной системы донорных примесей железа в кристалле селенида ртутиГоворкова Т.Е.¹, Окулов В.И.¹, Окулова К.А.¹, Памятных Е.А.²¹ ИФМ им. М.Н. Михеева УрО РАН, 620108, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург² УрФУ им. Первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002, ул. Мира, 19, Екатеринбург

DOI 10.34077/Semicond2019-321

Настоящая работа посвящена изучению магнитопольевых зависимостей намагниченности системы донорных электронов примесей железа низкой концентрации в кристаллах селенида ртути. В рамках продолжения исследований, доказывающих существование спонтанной спиновой поляризации при столь низкой концентрации доноров, что межпримесное взаимодействие не может обеспечить спиновое упорядочение, поставлена задача напрямую обнаружить характерные проявления спонтанной намагниченности низкоконцентрированной системы. Возможность появления спонтанной спиновой поляризации совокупности однопримесных электронных состояний была обоснована в работе [1] тем, что в изучаемых системах данные состояния возникают в результате гибридизации 3d-состояний электронов примесных атомов в полосе проводимости кристалла, обеспечивающей их единство, эквивалентное упорядочению. Проявления спонтанной намагниченности тех же объектов наблюдались в аномалиях эффекта Холла [2,3] и в температурных зависимостях намагниченности [4].

Измерения намагниченности $M(H)$ проведены на СКВИД-магнитометре MPMS-5-XL при температуре 5 К в магнитном поле H напряженностью до 50 кОе. Исследовалась серия монокристаллических образцов селенида ртути с примесями железа с концентрациями - $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (1), $7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (2), $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (3), $4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (4). При анализе экспериментальных зависимостей $M(H)$ вычитались собственные вклады диамагнетизма матрицы $\chi_d H$, после чего были получены зависимости спонтанной намагниченности $M_0(H)$, которые имеют вид кривых намагничивания, характерный для магнитоупорядоченных систем. На основе теоретического описания зависимостей $M_0(H)$ определены параметры, характеризующие спиновую намагниченность спонтаннополяризованной системы донорных электронов. Для образцов (2-4), входящих в интервал гибридизации, определены следующие значения параметров: магнитный момент насыщения - $\mu_S = 2,3 \mu_B$ (образец 2), $\mu_S = 1,6 \mu_B$ (образец 3), $\mu_S = 0,4 \mu_B$ (образец 4) и поле насыщения $H_S \sim 35 \text{ кЭ}$. Установлено, что намагниченность насыщения, характеризуемая средним магнитным моментом, приходящимся на один электрон, и магнитный момент насыщения для образцов (2-3) имеют наибольшие значения, а величина поля насыщения намного меньше, чем была бы без спонтанного намагничивания при исследуемой температуре. Полученные параметры электронной системы отвечают ферромагнетизму, природа которого связана с прямым обменным взаимодействием электронов в гибридизированных состояниях. Эти результаты согласуются с экспериментальными данными, полученными ранее при наблюдении аномалий эффекта Холла [2,3].

В целом результат настоящей работы служит прямым подтверждением спонтанной спиновой поляризации низкоконцентрированных электронных систем и дает, тем самым, обоснование возможности существования обнаруженного явления в широком круге объектов.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № АААА-А18-118020190098-5 и проекту № 18-10-2-6 Программы УрО РАН.

[1] В.И. Окулов, Е.А. Памятных, В.П. Силин. ФНТ **39**, 1001 (2011).

[2] А.Т. Лончаков, В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова и др. Письма в ЖЭТФ **96**, 444 (2012).

[3] A.T. Lonchakov, V.I. Okulov et al., Solid State Phenomena **233-234**, 456 (2015).

[4] Т.Е. Говоркова, А.Т. Лончаков, В.И. Окулов и др., ФНТ **41**, 202 (2015).

Природа энергетических состояний в запрещённой щели оксида цинка, легированного марганцем

Груздев Н.Б.¹, Соколов В.И.¹, Важенин В.А.², Фокин А.В.², Королёв А.В.^{1,2},
Меньшенин В.В.¹

¹ ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

² Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

DOI 10.34077/Semicond2019-322

В спектрах оптического поглощения ZnO:Mn давно наблюдается широкая полоса примесного поглощения с пороговой энергией 2.1 eV, которая трактовалась многими авторами как результат перехода с донорного уровня d^5/d^4 иона Mn^{2+} в зону проводимости. В данной работе представлены результаты исследования спектров поглощения и сигналов фото-ЭПР в гидротермальных монокристаллах ZnO:Mn (концентрация марганца $1.7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). В спектрах поглощения при температурах 77.3 K и 4.2 K для $\sigma (\vec{E} \perp C)$ - и $\pi (\vec{E} \parallel C)$ -

поляризаций света впервые обнаружено несколько линий различной интенсивности в диапазоне энергий 1.877 – 1.936 eV [1] (Рис.1). Линии отстоят приблизительно на 200 meV от края полосы примесного поглощения. Наиболее интенсивные узкие линии a_σ и a_π при $T = 4.2 \text{ K}$ наблюдаются при энергиях 1.883 и 1.877 eV соответственно. Эти и следующие за ними линии b_σ и b_π при $T = 77.3 \text{ K}$ уширяются и ослабевают, а линии c_σ , c_π , d_σ и d_π при такой температуре практически не видны.

Было исследовано влияние подсветки на парамагнитный резонанс (фото-ЭПР) центров Mn^{2+} в монокристаллах ZnO:Mn при температуре 120 K на частоте 9400 MHz. При подсветке в полосу примесного поглощения свет проникал на всю глубину образца и все ионы Mn^{2+} находились в поле излучения. Интенсивности сигналов ЭПР центров Mn^{2+} при подсветке в пределах экспериментальной погрешности оставались постоянными. Данные фото-ЭПР совместно с полученными данными по измерению магнитной восприимчивости позволяют утверждать, что исследуемые образцы представляют собой практически идеальный диэлектрик с изолированными ионами Mn^{2+} , в запрещённой щели которого нет уровня d^5/d^4 . Этот уровень лежит в валентной зоне, а в запрещённую щель выталкиваются антисвязывающие состояния, возникающие за счет гибридизации 3d-орбиталей иона Mn^{2+} с p-орбиталями ближайших ионов кислорода O^{2-} . Узкие линии, обнаруженные нами в спектрах оптического поглощения монокристаллов ZnO:Mn являются проявлением экситонов донорного типа $[(d^5 + p)^+ e]$, возникающих в результате кулоновского связывания свободного s-электрона и дырки, локализованной на $(d^5 + p)$ гибридизованных орбиталях. Обнаруженные новые линии в ZnO:Mn открывают возможности для детального изучения гибридизованных состояний. Именно переходы электронов под влиянием света с этих состояний в зону проводимости формируют полосу примесного поглощения в ZnO:Mn.

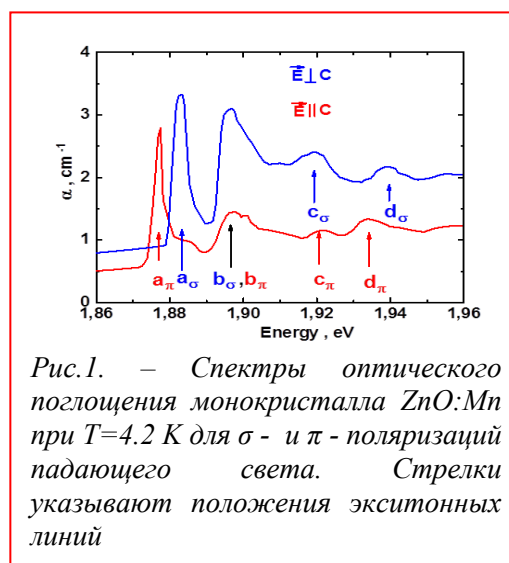


Рис.1. – Спектры оптического поглощения монокристалла ZnO:Mn при $T=4.2 \text{ K}$ для σ - и π -поляризаций падающего света. Стрелки указывают положения экситонных линий

[1] В.И. Соколов и др., Физика твёрдого тела, **61**, 5, 817 (2019).

Микроскопическая модель потенциала дефекта упаковки и локализованного на нём экситона в GaAs

Дурнев М.В.¹, Глазов М.М.¹, Линпенг К.², Виитаниеми М.², Джонсон К.³, Фу К.-М.²

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

² Университет штата Вашингтон, 98195, Сиэтл, Вашингтон, США

³ Университет штата Орегон, 97403, Юджин, Орегон, США

DOI 10.34077/Semicond2019-323

Дефект упаковки представляет собой плоский, атомарно тонкий дефект, который возникает в полупроводниках с решёткой цинковой обманки, когда упаковка кристаллических плоскостей в направлении $[111]$ нарушается за счёт добавления или пропуска одной плоскости. Благодаря высокой однородности плоскости дефекта упаковки, резонансы в спектре фотолюминесценции, связанные с оптическими переходами локализованных на дефекте двумерных экситонов, являются очень узкими. В нашей работе [1] показано, что локализованные на дефекте упаковки в GaAs двумерные экситоны обладают гигантским электрическим дипольным моментом, перпендикулярным плоскости дефекта, что проявляется в магнито-штарковском сдвиге линий фотолюминесценции. Однако микроскопическое происхождение такого большого дипольного момента оставалось неясным.

В работе представлена микроскопическая модель потенциала дефекта упаковки в GaAs и исследованы свойства двумерных экситонов, распространяющихся в плоскости дефекта. В рамках предлагаемой модели дырка в экситоне сильно локализована на дефекте упаковки в направлении, перпендикулярном его плоскости, в то время как электрон удерживается вблизи дефекта упаковки за счет кулоновского притяжения к дырке. Встроенное электрическое поле, направленное перпендикулярно плоскости дефекта упаковки, возникает из-за спонтанной поляризации в дефекте и приводит к асимметричному распределению электронной плотности в направлении нормали к плоскости и, следовательно, к ненулевому дипольному моменту. В рамках предлагаемой модели рассчитан дипольный момент, диамагнитный сдвиг уровня экситона и радиационное время жизни как функции магнитного поля, лежащего в плоскости дефекта упаковки, и проведено сравнение результатов с экспериментальными данными. Предложенная модель качественно и количественно воспроизводит экспериментальные данные, что позволило нам извлечь величину встроенного в дефект электрического поля. Предложенная модель также согласуется с атомистическими расчётами электронной структуры дефекта упаковки, которые были выполнены с использованием метода теории функционала плотности.

[1] T. Karin et al., *Phys. Rev. B* **94**, 041201 (2016).

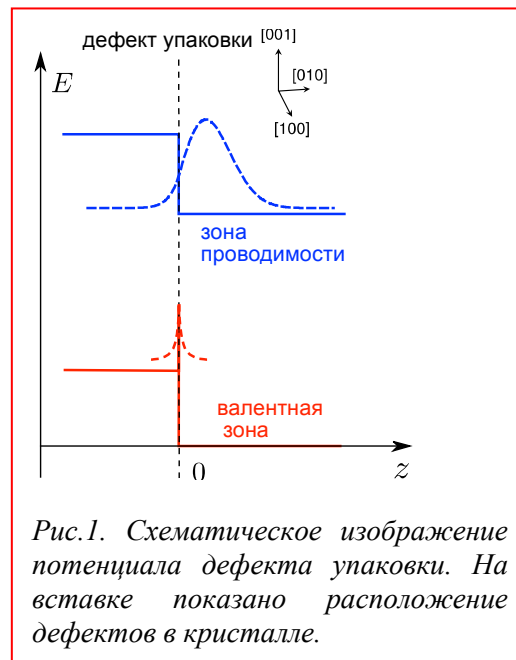


Рис.1. Схематическое изображение потенциала дефекта упаковки. На вставке показано расположение дефектов в кристалле.

Активационный отжиг имплантированных As МЛЭ структур CdHgTe

Ижнин И.И.^{1,2}, Войцеховский А.В.², Коротаев А.Г.², Мынбаев К.Д.^{3,4}, Варавин В.С.⁵,
Дворецкий С.А.^{2,5}, Михайлов Н.Н.⁵, Якушев М.В.⁵, Бончик А.Ю.⁶, Савицкий Г.В.⁶

¹ Научно-производственное предприятие «Электрон-Карат», 79031, Львов, ул. Стрийская, 202

² Национальный исследовательский Томский госуниверситет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

³ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, С.Петербург, ул. Политехническая, 26

⁴ Университет ИТМО, 197101, С.Петербург, Кронверкский пр., 49

⁵ ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

⁶ ИППММ им. Я.С. Пидстригача НАН Украины, 79060, Львов, ул. Научная, 3б

DOI 10.34077/Semicond2019-324

Технология создания $p+n$ фотодиодов на основе $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с использованием ионной имплантации (ИИ) As, которые позволяют работать при повышенных температурах, является значительно более сложной, чем хорошо отработанная технология создания $n+p$ фотодиодов на основе $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с помощью ИИ бора. При имплантации As в приповерхностном слое образуются области протяженных (дислокационные петли) и квазиточечных радиационных дефектов, при взаимодействии с которыми междуузельная ртуть формирует два типа донорных дефектов с низкой и средней подвижностью соответственно. Для создания $p+n$ структуры необходимо проведение так называемого активационного отжига, в результате которого предполагается активировать имплантированную примесь As, аннигилировать радиационные донорные дефекты и восстановить свойства n -базы диода. Для исследования таких процессов проведено исследование влияния различных видов отжигов на свойства имплантированных мышьяком структур.

Исследовались типичные гетероэпитаксиальные структуры n -типа проводимости с варизонными защитными слоями с составом активных слоёв ($x \sim 0.22, 03$), выращенные в разных технологических циклах методом МЛЭ на подложках Si или GaAs. Для исследований использовали вторичную ионную масс-спектрографию (ВИМС), просвечивающую электронную микроскопию в режиме светлого поля, оптическое отражение в видимой области, электрофизические измерения. Исследовано влияние «стандартного» двухстадийного активационного отжига ($\sim 360^\circ\text{C}$ 2–2 часа/ $\sim 220^\circ\text{C}$ –24 часа) при насыщенном давлении паров ртути (АО), отжиг при пониженном давлении паров ртути (ПО), отжиг для приведения образцов к p -типу проводимости в атмосфере гелия ($\sim 230^\circ\text{C}$ –22 часа). Ионная имплантация была проведена ионами As⁺ с энергией 190 или 350 кэВ и флюенсом 10^{14} см⁻².

В результате исследований было установлено, что при АО и ПО не наблюдается диффузионного размытия профиля имплантированных ионов As. При АО не выявлено связывания атомов мышьяка на дислокационных петлях и установлено, что активационный отжиг приводит к образованию поверхностного (толщиной порядка величины полного пробега ионов) слоя p -типа проводимости с высокой степенью активации мышьяка. Возможный механизм активации – распад стеклообразных комплексов вида As₂Te₃, в которые мышьяк связывается при имплантации. При ПО в свою очередь, активации As нами обнаружено не было. Показано, что тип проводимости имплантируемого образца (n - или аналогичный p - после ТО) не влияет на характер радиационного дефектообразования (формирование дефектов вида «междуузельная ртуть, захваченная дислокационной петлей»). В результате активационного отжига наблюдалась аннигиляция дислокационных петель и связанных с ними радиационных донорных дефектов, ответственных за появление электронов с низкой подвижностью, а также аннигиляция квазиточечных радиационных дефектов, обуславливавших появление электронов со средней подвижностью. В ряде случаев, АО также может приводить к модификации исходных свойств n -базы, например за счет активации определенных неконтролируемых акцепторных дефектов и изменения степени компенсации носителей заряда.

Особенности спектров фотопроводимости эпитаксиальных пленок PbSnTe(In)

Иконников А.В.¹, Черничкин В.И.¹, Дудин В.С.¹, Акопян Д.А.¹, Акимов А.Н.²,
Климов А.Э.², Терещенко О.Е.², Рябова Л.И.¹, Хохлов Д.Р.¹

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

² ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

DOI 10.34077/Semicond2019-325

Твердые растворы на основе халькогенидов свинца и, в частности PbSnTe, традиционно рассматривались как перспективные материалы для приемников и лазеров инфракрасного диапазона на межзонных переходах [1]. Однако, оказалось, что уникальные свойства ряда примесей (например, индием) [2] позволяют использовать эти материалы в качестве примесных приемников терагерцевого (ТГц) и даже суб-ТГц диапазонов [3]. Тем не менее, в литературе практически не представлены спектры фотопроводимости (ФП) в указанных материалах, что бы позволило напрямую извлечь информацию об энергетическом спектре примесных состояний. Это связано с высокой фоточувствительностью образцов, в результате чего засвеченный теплыми частями криостата образец оказывается в состоянии с высокой проводимостью, на фоне которой не удается зарегистрировать фотоотклик. В настоящей работе удалось выполнить измерения спектров ФП за счет выбора образцов с уровнем легирования In, недостаточным для стабилизации уровня Ферми [2], и с быстрым временем релаксации, что позволило наблюдать фотоотклик даже в условиях фоновой засветки.

Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии как на подложках BaF₂, так и Si. Толщина пленок Pb_{1-x}Sn_xTe составляла 1–2 мкм, состав *x* был около 0.25. Спектры ФП измерялись с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 70v при *T* = 4.2 — 40 К.

В спектрах наблюдались как особенности, связанные с межзонной фотопроводимостью, так и пики, связанные с примесно-дефектными центрами (рис. 1). Увеличение температуры приводило к сдвигу красной границы межзонного поглощения (направление сдвига определялось как изменением ширины запрещенной зоны, так и уменьшением концентрации носителей заряда и, соответственно, уменьшением эффекта Бурштейна — Мосса), в то время, как положение примесных линий не изменялось. Анализ изменений интенсивности примесных особенностей в спектрах ФП при изменении температуры и при подсветке синим светодиодом позволил разделить примесные линии, связанные с объемными и поверхностными состояниями. Предложена модель, описывающая энергетические уровни примесных состояний.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 18-02-00795, 17-02-00575).

[1] D. Khokhlov (Ed.) *Lead Chalcogenides: Physics & Applications* (NewYork: Taylor & Francis, 2003).

[2] Б. А. Волков, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов // УФН **172**, 875 (2002).

[3] А. В. Галева, Л. И. Рябова, А. В. Никорич и др. // Письма в ЖЭТФ **91**, 37 (2010).

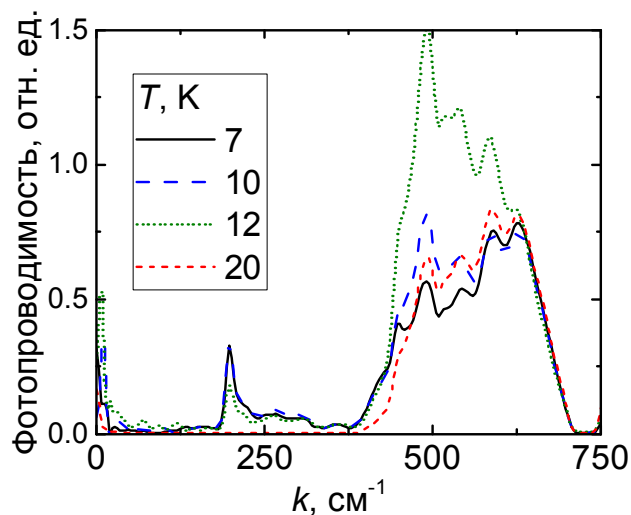


Рис. 1. Спектры фотопроводимости в структуре Pb_{0.74}Sn_{0.26}Te(In).

Роль граничных форм для получения бездислокационных кристаллов германия низкоградиентным методом Чохральского

Касимкин П.В.^{1,2}, Шлегель В.Н.³, Васильев Я.В.³, Курусь А.Ф.^{3,4}

¹ НГТУ, 630073, Новосибирск, пр. Карла Маркса, 20

² ООО «СИЭМЭЛ», 630058, Новосибирск, ул. Русская, 43

³ ИИХ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 3

⁴ ИГМ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Коптюга, 3

DOI 10.34077/Semicond2019-326

Германий – широко используемый материал для оптических и электронных приложений. Зачастую совершенство структуры кристалла является определяющим качеством конечного изделия. Так, для создания солнечных элементов с высоким КПД требуются бездислокационные подложки германия.

В работе [1] на примере галлий-гадолиниевого граната показана возможность блокировать прорастание дислокаций за счет ограничения кристалла и, таким образом, получения бездислокационной структуры. Подобный подход можно применить при использовании низкоградиентного метода Чохральского (Low Thermal Gradient Czochraski technique - LTG Cz).[2]. Данный метод успешно используется для выращивания оксидных кристаллов с рекордными характеристиками. В условиях низких градиентов температуры преобладающим становится слоевой механизм роста, причем фронт кристаллизации оказывается полностью ограниченным. Первые результаты по выращиванию этим методом монокристаллов германия были приведены в работе [3,4]. Тепловой узел в LTG Cz не имеет окон для наблюдения, поскольку они искажали бы тепловое поле. Информацию для работы системы регулирования можно получать только из показаний весового датчика. Как известно при выращивании полупроводниковых материалов с весовым контролем величины поперечного сечения кристалла так называемая «аномальная» зависимость весового сигнала от времени приводит к неустойчивости системы, особенно при низких скоростях кристаллизации [5]. Для решения этой проблемы в работе [6] был предложен и успешно применен способ оценки величины поперечного сечения кристалла с использованием модуляции весового сигнала периодическими возвратно-поступательными перемещениями штока затравкодержателя.

Показано, что возмущения процесса роста в системе управления с периодической модуляцией весового сигнала не приводят к возникновению структурных дефектов в кристалле.

В настоящей работе представлены результаты серии процессов роста кристаллов германия по направлению $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$, проведенных в условиях экстремально низких градиентов температуры и ограниченных начальной стадией. Прослежена эволюция дислокационной картины у кристаллов с полным и частичным ограничением фронта для направления $\langle 111 \rangle$. Показана возможность получить таким способом на начальной стадии роста бездислокационные кристаллы германия или кристаллы, содержащие единичные дислокации. В отличие от этого у кристаллов, растущих по направлению $\langle 100 \rangle$ по нормальному механизму с округлым фронтом в тех же тепловых условиях плотность дислокаций не удается уменьшить ниже уровня $\sim 10^2\text{-}10^3 \text{ см}^{-2}$.

[1] B. Cockayne et al., *J. Materials Science*, **8**, 601 (1973).

[2] Я.В. Васильев и др. *Сцинтилляционные материалы. Инженерия, устройства, применение*. Харьков: ИСМА (2011).

[3] V.A. Moskovskih et al., *J. Cryst. Growth*, **401**, 767 (2014).

[4] В. А. Московских и др., *Кристаллография*, **59(2)**, 332 (2014).

[5] W. Bardsley et al., *J. Cryst. Growth*, **16**, 277 (1972).

[6] P.V. Kasimkin et al., *J. Cryst. Growth*, **390**, 67 (2014).

Гальваномагнитные свойства и электронная структура сплавов $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$

Скипетров Е.П.¹, Хворостин А.В.¹, Ковалев Б.Б.¹, Богданов Е.В.¹, Кнотько А.В.¹, Слынько В.Е.²

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

²Институт проблем материаловедения Национальной академии наук Украины, Украина, 58001, Черновцы, ул. И. Вильде, 5

DOI 10.34077/Semicond2019-327

В теллуриде свинца глубокие уровни примесей из первой половины ряда $3d$ -переходных металлов (Sc, Ti, V, Cr) в основном являются донорными резонансными уровнями [1-4]. В частности, уровень скандия расположен высоко в зоне проводимости: $E_{Sc} \approx E_c + 280$ мэВ при $T=4.2$ К. В настоящей работе для получения дополнительных доказательств присутствия уровня скандия в электронном спектре теллурида свинца и определения характера его движения относительно краев зон при изменении состава матрицы исследованы температурные зависимости гальваномагнитных параметров ($4.2 \leq T \leq 300$ К, $B \leq 0.07$ Тл) образцов из монокристаллического слитка $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$ ($x=0.08$, $y=0.02$).

Установлено, что при увеличении концентрации скандия вдоль слитка концентрация дырок уменьшается и происходит p - n -инверсия типа проводимости. Затем концентрация электронов увеличивается и стремится к насыщению на уровне $n_{sat} \approx 10^{20}$ см⁻³, что указывает на «мягкую» стабилизацию уровня Ферми резонансным уровнем скандия в сильно легированных образцах.

Для определения положения резонансного уровня скандия E_{Sc} в рамках шестизонного закона дисперсии Диммока по значениям концентраций носителей заряда при $T=4.2$ К для каждого образца определено положение уровня Ферми относительно краев зон при изменении состава матрицы (рис. 1). Сопоставление полученных результатов с известными данными для $Pb_{1-y}Sc_yTe$ ($y=0.01$) [1] показало, что при меньшей ширине запрещенной зоны максимальная концентрация электронов в сильно легированных образцах $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$ примерно на 10% больше, чем в $Pb_{1-y}Sc_yTe$. Поэтому заметных изменений положения уровня скандия E_{Sc} относительно середины запрещенной зоны E_i нет и с ростом концентрации олова в сплавах уровень скандия, скорее всего, движется параллельно середине запрещенной зоны (см. рис. 1). Эти результаты могут считаться прямым подтверждением существования эффекта пиннинга уровня Ферми уровнем скандия, т.к. при различающихся вдвое концентрациях примеси насыщение зависимости $n(y)$ наблюдается почти на одном и том же уровне.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №19-02-00774).

[1] E.P. Skipetrov et al., *J. Appl. Phys.*, **115**, 133702 (2014).

[2] F.F. Sizov et al., *Sov. Phys. Semicond.*, **14**, 1063 (1980).

[3] A.A. Vinokurov et al., *Inorg. Mater.*, **44**, 576 (2008).

[4] L.M. Kashirskaya et al., *Sov. Phys. Semicond.*, **24**, 848 (1990).

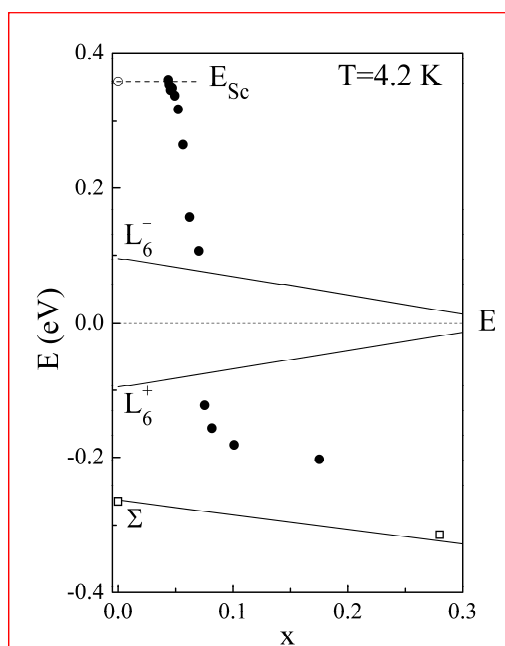


Рис.1. – Движение уровня Ферми относительно краев энергетических зон при изменении состава матрицы в $Pb_{1-x-y}Sn_xSc_yTe$. Точка при $x=0$ – данные для $Pb_{1-y}Sc_yTe$ [1].

Параметры резонансного уровня железа в сплавах $Pb_{1-x-y}Sn_xFe_yTe$ Скипетров Е.П.¹, Ковалев Б.Б.¹, Скипетрова Л.А.¹, Кнотьюко А.В.¹, Слынько В.Е.²¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1²Институт проблем материаловедения Национальной академии наук Украины, Украина, 58001, Черновцы, ул. И. Вильде, 5

DOI 10.34077/Semicond2019-328

Известно, что легирование теллурида свинца и сплавов на его основе примесями 3d-переходных металлов приводит к появлению глубоких примесных уровней в окрестности запрещенной зоны этих полупроводников. Уровень железа – первый из них, расположенный в валентной зоне PbTe, находится под самым ее потолком: $E_{Fe} \approx E_v - 16$ мэВ при $T = 4.2$ К [1,2]. Под действием давления он движется почти параллельно середине запрещенной зоны, а с ростом температуры приближается к краю валентной зоны и выходит в запрещенную зону. В настоящей работе с целью определения характера движения уровня железа при изменении состава матрицы исследованы температурные зависимости удельного сопротивления и коэффициента Холла в слабых магнитных полях ($4.2 \leq T \leq 300$ К, $B \leq 0.07$ Тл) в образцах из двух монокристаллических слитков $Pb_{1-x-y}Sn_xFe_yTe$ при вариации концентраций олова и железа.

Слитки $Pb_{1-x-y}Sn_xFe_yTe$ – 1085 ($x=0.08$, $y=0.02$) и 1197 ($x=0.08$, $y=0.01$), синтезированные вертикальным методом Бриджмена, разрезались на 24 шайбы, номера которых соответствуют номерам исследованных образцов. При движении от начала к концу слитков (от образца 24 к образцу 2) концентрация олова в слитках возрастает от $x \approx 0.07$ до $x \approx 0.21$ и от $x \approx 0.06$ до $x \approx 0.15$, соответственно, а содержание примеси железа довольно медленно увеличивается лишь до 0.5 мол%.

Обнаружены существенное увеличение концентрации дырок при $T = 4.2$ К с ростом концентрации олова и аномальный рост коэффициента Холла при увеличении температуры, указывающие на пиннинг уровня Ферми резонансным уровнем железа, расположенным в валентной зоне, и перераспределение электронов между валентной зоной и примесным уровнем. В рамках двухзонного закона дисперсии Кейна получены зависимости концентрации дырок p и положения уровня Ферми относительно потолка валентной зоны ($E_v - E_F$) при $T = 4.2$ К от концентрации олова в сплавах.

Для объяснения полученных результатов предложены модели перестройки электронной структуры сплавов с ростом концентраций железа и олова, предполагающие изменение полной емкости и степени заполнения примесной полосы вдоль слитков, пиннинг уровня Ферми уровнем примеси в большей части образцов и «срыв» режима пиннинга в образцах с низкой растворимостью примеси. В рамках двухзонного закона дисперсии Кейна рассчитаны теоретические температурные зависимости коэффициента Холла, хорошо согласующиеся с экспериментальными при низких температурах (рис.1). Определены композиционный и термический коэффициенты движения резонансного уровня железа относительно краев зон: $d(E_v - E_{Fe})/dx \approx 7.3$ мэВ/мол% и $d(E_i - E_{Fe})/dT = -(0.07 \pm 0.015)$ мэВ/К.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №19-02-00774).

[1] E.P. Skipetrov et al., *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 022101 (2014).

[2] E.P. Skipetrov et al., *J. Appl. Phys.*, **121**, 045702 (2017).

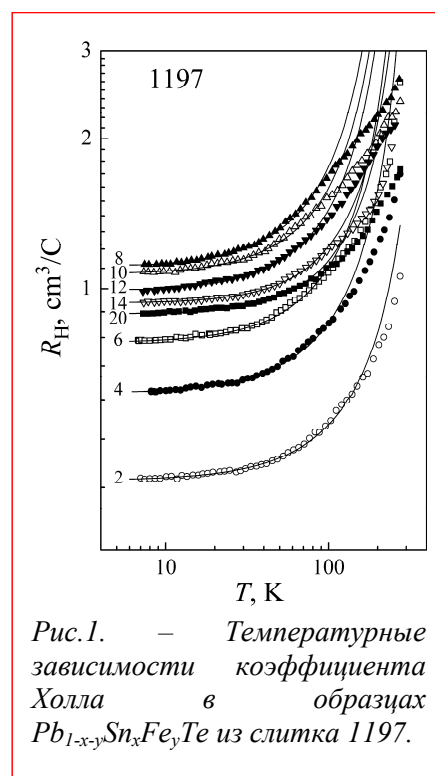


Рис.1. – Температурные зависимости коэффициента Холла в образцах $Pb_{1-x-y}Sn_xFe_yTe$ из слитка 1197.

Исследование процессов отжига слаболегированных слоев n-4H-SiC после облучения быстрыми электронами

Корольков О.М.¹, Козловский В.В.², Лебедев А.А.³, Слепчук Н.¹, Тоотриу J.¹, Стрельчук А.М.³.

¹ Tallinn University of Technology, Ehitajate tee 5, 19086 Tallinn, Estonia

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 Санкт-Петербург, Россия.

³ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия.

DOI 10.34077/Semicond2019-329

Инженерия радиационных дефектов Radiation Defect Engineering (RDE) находит все более широкое применение в приборной технологии, в частности для компенсации примесной проводимости и создания высокоомных областей в полупроводниковых структурах [1]. Ранее нами была показана возможность создания в n-SiC с концентрацией доноров (4-6) 10^{15} см⁻³ высокоомных слоев с помощью облучения высокоэнергетическими электронами [2, 3]. За компенсацию донорной проводимости ответственны ловушки Z1/Z2 и EH6/7, закрепляющие положение равновесного уровня Ферми на глубине ~ 1.25 eV ниже дна зоны проводимости SiC. [2, 4]. Термическая стабильность радиационных дефектов в полупроводниках является важнейшим и часто лимитирующим фактором в RDE [1]. Особенно для полупроводников, например SiC, приборы на основе которых потенциально способны работать при высоких (до 175°C) температурах. Для n-SiC долгое время эта тема считалась недостаточно актуальной, т.к. основные радиационные дефекты Z1/Z2 и EH6/7 отжигаются при температурах ~ 1000 °C [5-7]. Однако, в последнее время стали появляться сообщения, свидетельствующие о некоей низкотемпературной нестабильности радиационных дефектов. Целью настоящей работы было представить панорамную картину влияния температуры и времени отжига на параметры карбид-кремниевых диодов Шоттки, облученных быстрыми электронами.

Проведенные исследования показали, что устранения нестабильных радиационных дефектов, внесенных в n-4H-SiC облучением быстрыми электронами необходим отжиг 500°C, 30 минут. При таких температурах отжига нестабильные дефекты либо отжигаются, либо трансформируются в стабильные Z1/Z2 и EH6/7 центры, успешно используемые в Инженерии радиационных дефектов (Radiation Defect Engineering). Оперировав энергией, дозами облучения и температурой отжига можно модулировать выходные параметры прибора либо создавать многослойные конструкции с изоляционными и полу изоляционными слоями. Следовательно, исследования проводимые в области облучения и стабилизирующего отжига позволяют разработать дополнительный инструмент, который можно использовать в технологии изготовления полупроводниковых структур.

Настоящая работа была выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-12-10106. This research was also supported by the Estonian Research Council through the Institutional Research Project IUT19-11, and by the Horizon 2020 ERA-chair Grant “Cognitive Electronics COEL” —H2020-WIDESPREAD-2014-2 (Agreement number: 668995; project TTU code VFP15051) and by the TAR16013 Center of Excellence “EXCITE IT”. Also supported by the IT Academy Program of Information Technology Foundation for Education.

[1] V. Kozlovski, V. Abrosimova. *Radiation Defect Engineering. Selected topics in electronics and systems, Singapore - New Jersey - London – Hong Kong, World Scientific, ISBN 981-256-521-3, 2005, v.37.*

[2] А.А.Лебедев, А.И.Вейнгер, Д.В.Давыдов, Н.С.Савкина, и др. *ФТП*, 2000, Т.34, С. 897.

[3] V. V. Kozlovski, A. A. Lebedev, and E. V. Bogdanova, *J. Appl. Phys.* 2015, **117**, P. 155702.

[4] П.А. Иванов, А.С. Потанов, М.Ф. Кудояров, М.А. Козловский, Т.П. Самсонова, *Письма в ЖТФ*, 2018, Т. 44, вып. 6, С. 11-16.

[5] M.Weidner, T.Frank, G.Pensl, A.Kawasuso, et al, *Physica*, 2001, v. 308-310, P. 633.

[6] K.Danno and T.Kimoto, *Journal of Applied Physics.*, 2006, v. **100**, P. 113728.

[7] S.A.Reshanov, S.Beljakowa, B.Zippelius. *Materials Science Forum*, 2010, v. 645-648, P. 423.

Поверхностные токи и спонтанный магнетизм в гальваномагнитных свойствах низкоконцентрированных электронных систем донорных примесей переходных элементов

Окулов В.И.

ИФМ им. М.Н. Михеева УрО РАН, 620108, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург

DOI 10.34077/Semicond2019-330

Исследования магнетизма [1] и квантовых гальваномагнитных явлений [2-4] в электронной системе полупроводника с донорными примесями низкой концентрации, отвечающей отсутствию проявления межпримесного взаимодействия, доказали существование спонтанной спиновой поляризации такой системы благодаря гибридизации электронных состояний в полосе проводимости кристалла. В настоящем докладе на основе развития изложенных в сообщении [5] представлений о проявлениях спонтанных токов проводимости в термодинамике магнетизма электронов рассмотрены предсказанные вклады равновесных поверхностных токов в холловскую и поперечную компоненты тензора сопротивления изучаемых низкоконцентрированных систем. Эти вклады приповерхностных токовых слоёв имеют линейные зависимости от напряжённости магнитного поля, в своих коэффициентах отражают форму и структуру поверхности кристалла и тем самым дают возможность объяснить наблюдавшиеся в экспериментах именно такого рода закономерности.

Для объяснения существования поверхностных токов нужно прежде всего принять во внимание тот факт, что холловское сопротивление электронной системы содержит часть, происходящую от тока локально равновесного состояния, рассматриваемого как равновесное в электрическом поле, создаваемом источником тока. При этом оказывается, что и в термодинамически равновесном состоянии без электрического поля существует равновесные не только токи намагничения, но и токи проводимости. В однородной системе неоднородности распределения электронной плотности и равновесные токи концентрируются в приповерхностном слое, который формируется неоднородным приграничным распределением электронной плотности, атомного масштаба, и масштаба, определяемого электронными состояниями в магнитном поле, модифицированными границей. В таком слое образуется градиент электронного давления, направленный по нормали к границе, который и создаёт поверхностный недиссипативный ток проводимости. Этот ток добавляется к локально равновесному току при подключении поля источника тока и приводит кроме того к дополнительному недиссипативному вкладу в магнитосопротивление. Такой поверхностный вклад в магнитосопротивление может объяснить часто наблюдающуюся и считающуюся трудно объяснимой линейную зависимость. Другие закономерности, связанные с проявлениями поверхностных вкладов, состоят в зависимости гальваномагнитных эффектов от структуры поверхности и от формы границ. В докладе обсуждается также влияние на поверхностные токи спонтанной спиновой поляризации электронной системы.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № АААА-А18-118020190098-5 и проекту № 18-10-2-6 Программы УрО РАН.

[1] Т.Е. Говоркова, В.И. Окулов. *ФНТ* **44**, 1562 (2018).

[2] А.Т. Лончаков, В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова и др. *Письма в ЖЭТФ* **96**, 444 (2012).

[3] A.T. Lonchakov, V.I. Okulov et al., *Solid State Phenomena* **233-234**, 456 (2015).

[4] В.И. Окулов, Е.А. Памятных, А.Т. Лончаков. *ФНТ* **40**, 1322 (2014).

[5] Vsevolod Okulov, Evgeny Pamyatnykh. *EPJ Web of Conferences* **185**, 1017 (2018).

Об особенностях рекомбинации в предварительно засвеченных при повышенной температуре высокоомных пленках a-Si:H

Курова И.А., Ормонт Н.Н.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119992, Москва, Ленинские горы

DOI 10.34077/Semicond2019-331

Исследовались изменения фотоэлектрических свойств нелегированных высокоомных пленок a-Si:H под влиянием освещения разной интенсивности при температурах выше комнатных ($T > 400\text{K}$). Повышенные температуры позволяли измерять медленные при комнатных температурах изменения этих свойств. Исследовались пленки в a-Si:H, выращенные методом плазмохимического осаждения, как после их отжига, так и после их изохронной предварительной засветки белым светом с разной интенсивностью Q . В результате проведенных измерений температурных зависимостей темновой проводимости (σ_d) и фотопроводимости (σ_{ph}), а также зависимости фотопроводимости от интенсивности освещения пленок W было установлено:

1. Величина σ_d исследованных пленок увеличивается с увеличением интенсивности предварительной засветки Q а E_σ – термическая энергия активации $\sigma_d(T)$ – уменьшается.
2. Зависимость σ_{ph} исследованных пленок от интенсивности их освещения W изменяется с увеличением интенсивности их предварительной засветки Q . А именно, величина параметра $\gamma = \frac{d(\log \sigma_{ph})}{d(\log W)}$, характеризующая эту зависимость, уменьшается с ростом Q от 0.94 до 0.67.

Обнаруженные изменения σ_d и E_σ указывают на увеличение энергии Ферми с увеличением интенсивности предварительной засветки Q . Так, при $T=425\text{K}$ ($E_C - F_0$) в исследованных пленках изменялось от 0.68 эВ до 0.63 эВ. Уменьшение γ указывает на более сильное уменьшение времени жизни электронов с увеличением интенсивности предварительной засветки пленок Q

Подобные изменения σ_d , E_σ , σ_{ph} и γ наблюдались в предварительно засвеченных при повышенных температурах легированных фосфором пленках a-Si:H и объяснялись увеличением энергии Ферми вследствие роста степени легирования при засветке пленок. Это, в свою очередь, обуславливало образование дополнительного канала рекомбинации – бимолекулярной рекомбинации на электронных состояниях хвоста зоны проводимости [1].

Эту же модель можно применить и для объяснения результатов данной работы. Однако остается открытым вопрос о природе увеличения энергии Ферми в засвеченных нелегированных пленках. Ранее нами было предположено, что это смещение уровня Ферми может быть обусловлено образованием донорных дефектов типа центральной связи водорода, образующих электронный уровень в верхней половине запрещенной зоны a-Si:H [2,3]. В данной работе указывается также на возможность объяснения обнаруженных аномальных фотоиндуцированных при повышенных температурах изменений фотоэлектрических свойств пленок a-Si:H наличием неконтролируемой примеси кислорода.

[1] R. Bube and D.I. Redfield, *J. Appl. Phys.*, **66**(7), 3074 (1989).

[2] R. Kaunavis *J. Appl. Phys.*, **97**, 02377 (2005).

[3] И.А. Курова, Н.Н. Ормонт, *ФТП*, **47**, № 6, 757 (2013)

Заращение N-полярных инверсионных доменов из буферных слоев AlN в процессе роста слоев AlGa_xN

Осинных И.В.¹, Малин Т.В.¹, Журавлев К.С.¹, Бер Б.Я.², Казанцев Д.Ю.²

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 633090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

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

DOI 10.34077/Semicond2019-332

Нитриды металлов III группы AlN и GaN и их твердые растворы Al_xGa_{1-x}N являются прямозонными полупроводниками, обладающими уникальными свойствами и интенсивно исследующимися с целью создания оптоэлектронных и СВЧ мощных высокотемпературных приборов на их основе. Полярность материала (металлическая или азотная) сильно влияет на их физические свойства из-за наличия пирозлектрических и пьезоэлектрических полей в напряженных эпитаксиальных слоях. По этой причине контроль полярности эпитаксиальных слоев Al_xGa_{1-x}N является важной задачей. Полярность формируется условиями в начале роста, при неоптимальных условиях в матрице нужной полярности возникают инверсионные домены (ИД) с противоположной полярностью. Эти дефекты в эпитаксиальных слоях могут прорасти до поверхности всей структуры [1]. Рост буферных слоев AlN на нитридизованных сапфировых подложках в условиях обогащения Al позволяет формировать слои металлической полярности, однако возможно формирование N-полярных ИД [2]. В рамках данной работы было исследовано заращение N-полярных инверсионных доменов из буферных слоев AlN в процессе роста слоев Al_xGa_{1-x}N.

Была выращена серия слоев Al_xGa_{1-x}N, сильно легированных кремнием, методом молекулярно-лучевой эпитаксии из аммиака на установке фирмы Riber CBE-32. Сапфировые подложки нитридизовались в потоке аммиака, после чего на нитридизованную подложку сапфира наносились 2 монослоя металлического алюминия, далее выращивался буферный слой AlN толщиной ~ 200 нм и на заключительном этапе исследуемые слои Al_xGa_{1-x}N толщиной ~ 500 нм. Содержание алюминия (x) в слоях менялось от 0 до 0.7. Морфология поверхности была исследована методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Концентрации атомов кремния и фоновых примесей – кислорода, углерода измерялись методом динамической вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) с использованием вторично-ионного микрозонда CAMECA IMS 7f.

На АСМ изображениях поверхности буферных слоев AlN видны N-полярные инверсионные домены (ИД) высотой 30-50 нм, занимающие около 25% площади поверхности, N-полярная природа подтверждается их травлением в растворе КОН. Поверхность Al_xGa_{1-x}N имеет блочную структуру, однако блоки имеют металлическую полярность, это означает, что N-полярные ИД зарастают в процессе роста Al_xGa_{1-x}N. Известно, что концентрация атомов O существенно отличается для Al_xGa_{1-x}N различной полярности: в N-полярных слоях GaN концентрация кислорода более чем на порядок выше, чем в Ga-полярном материале, что отображается на экспериментальном профиле распределения для фоновой примеси кислорода, полученном методом ВИМС и позволяет оценить толщину переходного слоя, в котором зарастают ИД. Профили распределения для кислорода и алюминия находятся на примерно одинаковой глубине, что означает быструю смену полярности N-полярных ИД на металлическую полярность. Предположительно при начале роста Al_xGa_{1-x}N происходит образование металлического бислоя на поверхности ИД, что приводит к перевороту полярности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №18-52-00008, 17-02-00947).

[1] A.V. Tikhonov et al., *J. Cryst. Growth*, **338**, 30, (2012).

[2] T.V. Malin, D.S. Milakhin, V.G. Mansurov, et al., *Semiconductors*, **52**, 789, (2018).

Влияние уровня легирования на «зеленую» люминесценцию сильно легированных слоев AlGa_xN:Si с содержанием алюминия выше 0.5

Осинных И.В., Малин Т.В., Журавлев К.С.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 633090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

DOI 10.34077/Semicond2019-333

Нитриды металлов III группы и их твердые растворы являются прямозонными полупроводниками, перспективными для изготовления светоизлучающих приборов видимой и ультрафиолетовой области спектра. Формирование эпитаксиальных слоев GaN n- типа проводимости с использованием кремния (Si) в качестве донора не вызывает существенных трудностей, концентрация электронов может быть управляемо повышена до 10^{20} см^{-3} . Однако при легировании Al_xGa_{1-x}N происходит самокомпенсация кремния. Компенсирующими центрами являются отрицательно заряженные катионные вакансии (V_{III}). Предполагается, что вакансии или их комплексы также приводят к появлению интенсивной широкополосной люминесценции в видимом диапазоне спектра которая наблюдалась в эпитаксиальных слоях Al_xGa_{1-x}N с массовой долей Al при сильном легировании кремнием.

В данной работе представлены результаты определения энергетической структуры центров рекомбинации методом фотолюминесцентной (ФЛ) спектроскопии. Объектом исследований стали слои Al_xGa_{1-x}N толщиной 1.2 мкм, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на сапфировых подложках. Содержание алюминия (x) в слоях составило 0.62. Концентрация атомов кремния менялась в пределах $5 \times 10^{19} - 3.0 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$. ФЛ в диапазоне температур 5-1200 К возбуждалась He-Cd лазером (длина волны $\lambda=325 \text{ нм}$) и 4-ой гармоникой импульсного Nd:YLF лазера ($\lambda=263 \text{ нм}$). Анализ температурной зависимости интенсивности ФЛ и энергетического положения полос возбуждения ФЛ проводился с использованием модели конфигурационных координат.

При концентрациях кремния около 10^{19} см^{-3} спектры ФЛ содержат полосы краевой ультрафиолетовой (УФ) люминесценции, исследуемую видимую ФЛ, а также паразитную УФ ФЛ, связанную с переходами через другие дефекты. При заданном содержании Al энергетическое положение максимума видимой полосы ФЛ составляет 520 нм. Повышение концентрации кремния до $1.1 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ приводит к доминированию видимой полосы ФЛ и подавлению конкурирующих полос. Данная полоса ФЛ обусловлена донорно-акцепторными переходами. Показано, что акцепторами являются центры компенсации кремния. В рамках модели конфигурационных координат из температурного уширения полосы ФЛ была получена оценка энергий локальных фононов и их количества, а также активационной энергии внутреннего тушения люминесценции и глубины залегания акцепторного уровня. Критерий сильного легирования не достигается для Al_xGa_{1-x}N с концентрацией кремния до $3.0 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$, однако происходит трансформация донорно-акцепторных переходов при увеличении концентрации кремния.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 18-52-00008, 17-02-00947).

Электронная структура субоксидов кремния SiO_x : *ab initio* моделирование

Перевалов Т.В.^{1,2}

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

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

DOI 10.34077/Semicond2019-334

$\text{SiO}_{x<2}$ является перспективным материалом для использования в качестве запоминающего слоя ячейки резистивной памяти (Resistive Random-Access Memory, RRAM) [1]. Несмотря на многочисленные исследования SiO_x , обусловленные его использованием в оптоэлектронных устройствах и солнечных элементах, электронная структура SiO_x систематически не изучена. Чёткое понимание электронной структуры SiO_x различного состава необходимо для контроля его свойств и оптимизации технологии RRAM на основе SiO_x . Целью работы является исследование электронной структуры $\text{SiO}_{x<2}$ с помощью *ab initio* моделирования.

Моделирование проводилось в программном пакете Quantum ESPRESSO, основанном на теории функционала плотности с корректным воспроизведением значений ширины запрещённой зоны. Структура SiO_x моделировалась последовательным удалением атомов кислорода из 18-атомной суперячейки $\alpha\text{-SiO}_2$ с последующей полной структурной релаксацией. Критериями выбора атомов кислорода для удаления были минимум полной энергии ячейки и равномерное уменьшение её объёма.

Корректность расчётной методики подтверждается согласием рассчитанных и взятых из литературы экспериментальных зависимостей величины запрещённой зоны (E_g), а также показателя преломления (n) SiO_x от величины x (рис. 1). Расчётное значение $E_g = 8.0$ эВ для SiO_2 согласуется с известными из литературы данными, тогда как для чистого Si расчёт переоценивает E_g , что объясняется использованием в расчётах точной структуры SiO_2 и модельной для Si.

Спектры парциальной плотности состояний SiO_x , совмещённые по краю нижней ($\text{O}2s$) валентной подзоны на 18.3 эВ ниже E_v для SiO_2 (глубокие уровни наименее чувствительны к атомному окружению), позволяют построить энергетическую диаграмму SiO_x (рис. 1(c)). Диаграмма построена с использованием факта, что E_v в аморфном (a-) и кристаллическом (c-) Si имеют энергию 5.2 эВ от уровня электрона в вакууме; $E_g=1.1$ эВ для c-Si и 1.6 эВ и для a-Si. Приведённая диаграмма позволяет оценить энергию потенциальных барьеров для электронов (Φ_e) и дырок (Φ_h) на границе a-Si/ SiO_x и c-Si/ SiO_x для различных значений x . Уменьшение E_g при обогащении SiO_x кремнием осуществляется за счёт примерно симметричного сдвига E_v и E_c в запрещённую зону SiO_2 . Верх валентной зоны SiO_x формируется $\text{Si}3p$ атомными орбиталями. Сдвиг E_v с

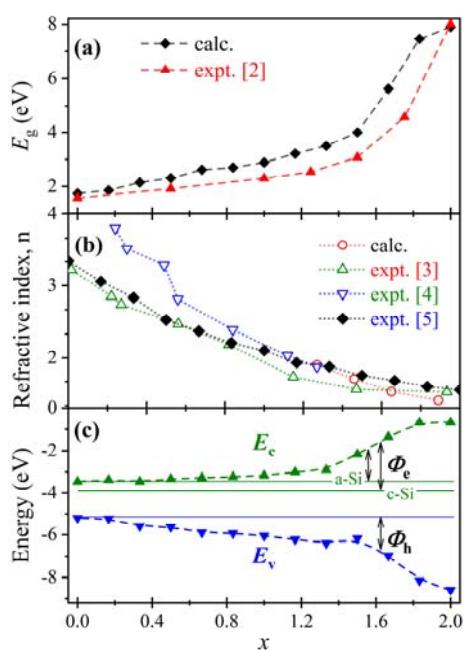


Рис. 1. – Рассчитанные и экспериментальные значения ширины запрещенной зоны (a) и показателя преломления (b) SiO_x . (c) Энергетическая диаграмма SiO_x .

уменьшением параметра x можно объяснить тем, что добавление O в SiO_x сопровождается увеличением энергии связующих орбиталей Si – Si связи.

[1] A. Mehonic et al., *Adv. Mater.*, **30**, 1801187 (2018).

[2] S. M. A. Durrani et al. *J. Phys. Condens. Mat.*, **15**, 8123-8135 (2003).

[3] N. Tomozeiu, *Optoelectronics - Materials and Techniques, InTech*, 2011, 484 p.

[4] K. N. Mao et al., *Sci. Rep.*, **6**, 19289 (2016).

[5] W. A. Harrison, *Phys. Rev. B*, **31**, 2121 (1985).

Кулоновские корреляции и форма линии донорно-акцепторной рекомбинации в компенсированных полупроводниках

Богословский Н.А., Петров П.В., Аверкиев Н.С.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-335

Как известно, в компенсированных полупроводниках присутствуют ионизированные доноры и акцепторы. Ещё в классической работе [1] опубликованной более 50 лет назад указывалось, что случайные электростатические поля должны значительно влиять на форму линии донорно-акцепторной рекомбинации. Однако, с тех пор, теоретическая модель, которая бы учитывала влияние этих электростатических полей на форму линии, так и не была построена. В настоящей работе мы представляем результаты численных и аналитических расчётов спектров донорно-акцепторной рекомбинации в компенсированных полупроводниках. Методика численного моделирования спектров основывалась на поиске состояния с минимальной энергией системы заряженных и нейтральных примесей достижимого посредством одноэлектронных прыжков [2]. После этого моделировалась оптическая накачка системы посредством нейтрализации части доноров и акцепторов, при этом доля нейтрализованных примесей соответствовала интенсивности накачки. Спектры получались посредством суммирования всех возможных в системе оптических переходов с учетом вероятности каждого перехода и энергии соответствующего кванта излучения с усреднением по 10^6 случайных реализаций расположения доноров и акцепторов. Для интерпретации спектров полученных методом численного моделирования нами была разработана аналитическая модель в приближении бесконечно малой компенсации. В модели отдельно рассматриваются две компоненты донорно-акцепторной рекомбинации, линейная и квадратичная. Линейная компонента соответствует рекомбинации фотовозбужденного носителя заряда на равновесный основной носитель. Квадратичная компонента соответствует рекомбинации фотовозбужденных носителей заряда между собой и проявляется при высоких интенсивностях накачки. Рассмотрение двух вкладов по отдельности позволило построить аналитические модели для спектров. Линейная компонента описывается так называемой моделью троек, в которой рассматривается рекомбинация дырки с электроном находящемся на следующем за ближайшим доноре. При этом ближайший к акцептору донор ионизирован и его поле влияет на энергию перехода. Для описания спектра квадратичной компоненты компенсированный полупроводник рассматривается как система случайных диполей состоящих из ионизированных донорно-акцепторных пар. Вычислив плотность вероятности интенсивности электростатических полей такой системы можно рассчитать форму линии квадратичной рекомбинации. Сравнение аналитических расчётов с результатами численного моделирования показало, что аналитическая модель количественно описывает спектры рекомбинации при малых степенях компенсации. При умеренных степенях компенсации ≤ 0.5 качественное соответствие сохраняется [3]. В вышеописанном подходе предполагалось, что фотовозбужденные носители заряда рекомбинируют быстро по сравнению со временем энергетической релаксации в системе. Для общности нами были рассмотрены также случаи, когда энергетическая релаксация основных либо неосновных носителей происходит быстрее, чем оптическая рекомбинация. Было показано, что при определенных экспериментальных условиях возможно раздельное наблюдение обеих компонент.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-02-00283.

[1] D. G. Thomas, J. J. Hopfield, W. M. Augustyniak, *Phys. Rev.* **140**, A202, (1965).

[2] B. I. Shklovskii, A. L. Efros, *Electronic properties of doped semiconductors*, Berlin, Springer (1984).

[3] N. A. Bogoslovskiy, P. V. Petrov, Yu. L. Iv'anov, K. D. Tsendin, N. S. Averkiev, *Phys. Rev.*, **B 98**, 075209 (2018).

[4] N. A. Bogoslovskiy, P. V. Petrov, N. S. Averkiev, *Low Temp. Phys.* **45**, 2 (2019).

Эффект Яна-Теллера в примесном ионе Ni^{2+} в $ZnSe$ и CaF_2

Сарычев М.Н.¹, Гудков В.В.¹, Жевстовских И.В.^{1,2}, Бондаревская А.С.¹, Шутов И.С.¹,
Егранов А.В.³, Суриков В.Т.⁴

¹ Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

² ИФМ им. М.Н. Михеева УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

³ ИГХ им. А.П. Виноградова СО РАН, 664033, Иркутск, ул. Фаворского, 1"А"

⁴ Институт химии твердого тела УрО РАН, Екатеринбург, Россия

DOI 10.34077/Semicond2019-336

Примеси переходных металлов создают локальные центры с вырожденными электронными термами в основном или возбужденном состоянии, подверженные эффекту Яна-Теллера (ЭЯТ)[1]. В результате тетраэдрическое или кубическое окружение примесного иона искажается вдоль определенных кристаллографических осей, образуя сложную энергетическую поверхность адиабатического потенциала (АП) центра с несколькими минимумами и экстремальными точками. В случае иона Ni^{2+} в основном состоянии (Т-терм) глобальные минимумы могут иметь тетрагональную, тригональную либо орторомбическую симметрию ($T \otimes (e + t_2)$ задача ЭЯТ).

В докладе представлены результаты ультразвуковых исследований примеси ионов Ni^{2+} малой концентрации в кубических монокристаллах со структурой сфалерита ($ZnSe$) и флюорита (CaF_2). Звуковая волна, распространяющаяся в кристалле, нарушает эквивалентность минимумов АП, и создаёт неравновесное распределение центров по энергиям в минимумах, которое релаксирует к равновесному состоянию, что проявляется в виде аномалий на температурных зависимостях скорости и поглощения ультразвуковой волны.

Измерения температурных зависимостей поглощения и скорости ультразвуковых волн, связанных с модулями $(c_{11} - c_{12})/2$, c_{44} и $(c_{11} + c_{12} + 2c_{44})/2$, были выполнены в интервале 4–150 К на частотах 24–165 МГц. В обоих кристаллах для всех нормальных мод обнаружены аномалии, имеющие релаксационную природу и связанные с проявлением ЭЯТ. По ранее разработанной методике [2,3] определены [4] симметричные свойства глобальных минимумов АП, на основе экспериментальных данных восстановлена температурная зависимость времени релаксации примесного центра, рассчитаны параметры экстремальных точек АП, энергия ян-теллеровской стабилизации и константы вибронной связи.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 18-32-00432) и Центра превосходства УрФУ «Радиационные и ядерные технологии».

[1] I.B. Bersuker, *The Jahn-Teller Effect*, Cambridge University Press, Cambridge (2006).

[2] I.V. Zhevstovskikh et al., *J. Appl. Phys.*, **119**, 225108 (2016).

[3] N.S. Averkiev et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* **86**, 114604 (2017).

[4] М.Н. Сарычев и др., *ФТТ*, **61**, 319 (2019).

Особенности роста эпитаксиальных упругонапряженных гетероструктур AlGaInAs/InP для полупроводниковых лазеров

Светогоров В.Н.¹, Акчурин Р.Х.¹, Рябоштан Ю.Л.², Яроцкая И.В.², Ладугин М.А.², Мармалюк А.А.²

¹Российский технологический университет, 119571, Москва, пр. Вернадского, 86.

²АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», 117342, Москва, ул. Введенского, 3, корп. 1.

DOI 10.34077/Semicond2019-337

Одной из наиболее перспективных полупроводниковых композиций полупроводниковых лазеров, используемых в волоконно-оптических линиях связи в качестве управляемых источников излучения, является гетероструктура $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As/InP}$ с множественными квантовыми ямами. Достижению повышенных рабочих характеристик таких лазеров способствуют большие значения разрыва зоны проводимости на гетерограницах и возможности формирования эпитаксиальных слоев с напряжениями сжатия или растяжения.

На основе модели силового баланса проанализирована вероятность образования дислокаций несоответствия в спроектированной конфигурации активной области гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As/InP}$. По модели проводился подбор величин напряжений сжатия в квантовых ямах и напряжений растяжения в барьерных слоях, которые будут наиболее благоприятными для создания напряженной гетероструктуры без риска возникновения в ней дислокаций несоответствия. Методом МОС-гидридной эпитаксии осуществлен рост упругонапряженных гетероструктур с одиночной квантовой ямой и множественными квантовыми ямами. Исследования фотолюминесценции полученных образцов показали высокие излучательные характеристики на длинах волн близких к 1.55 мкм.

С помощью сканирующего электронного микроскопа на поверхности образцов обнаруживались ограненные дефекты, имеющие форму усеченных пирамид (рис. 1), геометрические размеры которых в плоскости возрастали от 1 до 7 мкм с увеличением количества квантовых ям и остаточного напряжения в гетероструктуре. Исследования элементного состава показали, что образовавшиеся дефекты состоят из бинарного соединения InAs. Полученный результат был подтвержден обработкой поверхности образцов с помощью селективного для InAs травителя HCl: при обработке были стравлены дефекты и не затронут эпитаксиальный слой.

Причиной образования выявленных дефектов являются, видимо, развитие трехмерного роста по механизму Странского-Крастанова в ходе роста напряженных слоев и сегрегационные явления, связанные с накоплением индия на поверхности роста.

Обсуждаются возможности устранения указанных дефектов в процессе роста изучаемых эпитаксиальных гетероструктур.

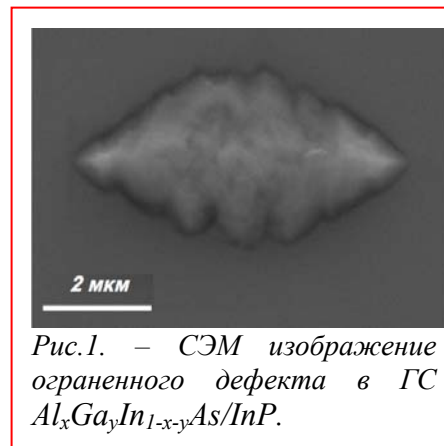


Рис.1. – СЭМ изображение ограненного дефекта в ГС $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As/InP}$.

Влияние отжига на транспортные и оптические свойства узкощелевых твердых растворов CdHgTe

Уаман Светикова Т.А.¹, Иконников А.В.¹, Румянцев В.В.², Козлов Д.В.², Черничкин В.И.¹, Галеева А.В.¹, Варавин В.С.³, Михайлов Н.Н.³, Дворецкий С.А.³, Морозов С.В.², Гавриленко В.И.².

¹ МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991.

² Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального исследовательского центра Институт прикладной физики РАН, ГСП-105, Н. Новгород, 603950

³ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

DOI 10.34077/Semicond2019-338

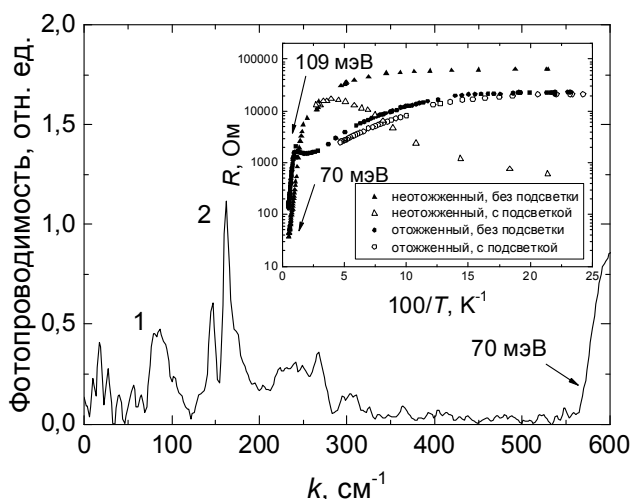


Рис.1. – Спектры ФП при $T = 4.4\text{K}$ и температурные зависимости сопротивления $\text{Hg}_{0.79}\text{Cd}_{0.21}\text{Te}$.

Исследовались эпитаксиальные пленки $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \sim 0.2$), выращенные методом МЛЭ. Непосредственно после роста они имеют проводимость n -типа. Образцы подвергаются отжигу, что приводит к появлению вакансий ртути, которые являются двухзарядовыми акцепторами, при этом тип проводимости меняется на дырочный. Измерялись спектры фотопроводимости (ФП) с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 70v и гальваномагнитные характеристики при различных температурах.

Транспортные измерения показывают качественное различие температурной зависимости сопротивления для отожженных и неотожженных образцов (рис. 1), что позволяет однозначно идентифицировать их тип. Величины запрещенных зон, определенные из оптических и из транспортных измерений, хорошо совпадают для неотожженных образцов. В то же время для отожженных образцов «транспортная» E_g оказывается значительно больше, что, по-видимому, связано со значительными флуктуациями потенциала в отожженных образцах.

Помимо межзонного поглощения в спектрах наблюдался ряд субщелевых особенностей (рис. 1). Особенности 1 и 2 связаны с переходом дырки с основного состояния однократно ионизированного и нейтрального акцепторных состояний вакансий ртути соответственно в континуум [2]. Увеличение температуры приводит к уменьшению интенсивности пиков за счет изменения доли состояний двухзарядового акцептора и температурного гашения. Определение температур «исчезновения» примесных особенностей позволило оценить концентрацию акцепторов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 17-02-00898).

[1] A. Rogalski // *Opto-Electron. Rev.* **20** 279 (2012).

[2] V. V. Rumyantsev et. al // *Semicond. Sci. Technol.* **32**, 095007 (2017).

Электрофизические параметры и дефекты структуры Ge, полученного низкоградиентным методом Чохральского

Фрицлер К.Б.¹, Труханов Е.М.¹, Касимкин П.В.^{2,3}, Шлегель В.Н.⁴, Васильев Я.В.⁴

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

² НГТУ, 630073, Новосибирск, пр. Карла Маркса, 20

³ ООО «СИЭМЭЛ», 630058, ул. Русская, 43

⁴ ИНХ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 3

DOI 10.34077/Semicond2019-339

В настоящее время монокристаллический германий широко используется в различных областях микро- наноэлектроники и фотоники. Одним из перспективных методов получения высококачественных бездислокационных монокристаллов Ge является низкоградиентный метод Чохральского (Low Thermal Gradient Czochralski technique– LTG Cz). Данный метод успешно использовался для получения оксидных кристаллов с рекордными характеристиками [1], возможность его применения для роста Ge показана в работах [2,3]. Реализованные в LTG Cz технологические решения позволяют существенно снизить градиент температур в расплаве и растущем монокристалле (до ~1К/см) и уменьшить уровень термических напряжений.

В настоящей работе представлены результаты исследования структурного состояния и распределения электрофизических параметров в кристаллах Ge, полученных методом LTG Cz в условиях низких градиентов температур. Измерения удельного электрического сопротивления ρ проводились четырехзондовым методом. Распределение времени жизни неравновесных носителей заряда в кристаллах τ исследовалось с помощью бесконтактного СВЧ метода. Дефектная структура образцов изучалась с использованием селективного травления.

Тепловой узел в методе LTG Cz не имеет окон для наблюдения, поскольку они искажали бы тепловое поле. Информацию для работы системы регулирования можно получать только из показаний весового датчика. Как известно для германия, в особенности в случае низких скоростей кристаллизации, имеет место так называемая «аномальная» зависимость весового сигнала от времени, приводящая к появлению положительной обратной связи в ходе процесса роста [4,5].

Авторами [6] разработана методика оценки диаметра кристалла на основе модуляции весового сигнала при помощи периодических возвратно-поступательных движений штока держателя затравки. Это позволило повысить устойчивость системы управления, применяя типовые алгоритмы регулирования. Показано, что используемый метод весового контроля позволяет успешно управлять процессом роста германия из-под флюса $\text{В}_2\text{О}_3$, что перспективно для получения бездислокационных кристаллов германия [7]. Исследованы электрофизические характеристики и дефектная структура монокристаллов Ge, выращенных методом LTG Cz из-под флюса. Изучено влияние периодических возмущений процесса роста на однородность распределения электрофизических параметров в монокристаллах. Представлены результаты исследования распределения ρ и τ в легированных сурьмой кристаллах Ge при различных режимах модуляции весового сигнала. Продемонстрировано, что используемая техника весового контроля позволяет обеспечить высокую однородность распределения электрофизических параметров.

[1] Я.В. Васильев и др. *Сцинтилляционные материалы. Инженерия, устройства, применение.* Харьков: ИСМА, (2011).

[2] V.A. Moskovskih et al., *J. Cryst. Growth*, **401**, 767-771 (2014).

[3] В. А Московских и др., *Кристаллография*, **59(2)**, 332-332(2014).

[4] W. Bardsley et al., *J. Cryst. Growth*, **16**, 277-279 (1972).

[5] W. Bardsley et al., *J. Cryst. Growth* **24/25**, 369-373 (1974).

[6] P.V. Kasimkin et al., *J. Cryst. Growth*, **390**, 67-70 (2014).

[7] T. Taishi et al., *J. Cryst. Growth*, **360**, 47-51(2012).

Управление пиннингом волны зарядовой плотности в соединениях $R\text{Te}_3$ без изменения структуры материала

Фролов А.В.¹, Орлов А.П.^{1,2}, Шахунов В.А.¹, Синченко А.А.^{1,3}, Монсо П.⁴

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

² ИИМЭ РАН, 115487, Москва, Нагатинская, 16А/11

³ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва

⁴ Université Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, Institut NEEL, 38042, Grenoble, France

DOI 10.34077/Semicond2019-340

Трителлуриды редкоземельных элементов $R\text{Te}_3$ (R: La, Ce, Pr, Nd, Gd, Tb, Dy, Er, Tm) – единственный на данный момент класс квазидвумерных (слоистых) соединений, в котором достоверно наблюдается скольжение волны зарядовой плотности (ВЗП). Данный эффект проявляется в скачкообразном возрастании проводимости при приложении электрического поля выше порогового $E > E_t$. Величину E_t характеризует пиннинг – сцепление волны зарядовой плотности с дефектами кристалла. В квазиодномерных соединениях наблюдается экспоненциальный рост E_t при уменьшении температуры и расхождение порогового поля при приближении температуры к пайерлсовскому переходу. В соединениях $R\text{Te}_3$, судя по недавно полученным данным, вид зависимости $E_t(T)$ принципиально другой: линейное убывание при нагреве с обращением в ноль при $T \rightarrow T_c$ [1].

В данной работе детально исследовались пороговые вольт-амперные характеристики трителлурида тербия ($T_c = 336$ К) при разных температурах. Образцы представляли собой мостиковые структуры сечением $5\text{-}50$ мкм², вырезанные из монокристаллических плёнок TbTe_3 сфокусированным ионным пучком вдоль направления ВЗП [2].

В ходе эксперимента было обнаружено, что хранение образца при определённой температуре приводит к увеличению пиннинга волны зарядовой плотности и, соответственно, величины E_t в окрестности этой температуры (рис.1). При нагреве образца выше температуры T_c пороговое поле уменьшается во всём диапазоне температур и зависимость $E_t(T)$ становится линейной [3]. Характерное время экспонирования образца составляет ~ 20 ч. Имеются предпосылки к существованию данного эффекта и в других материалах семейства $R\text{Te}_3$.

Наиболее сильное возрастание порогового поля ожидаемо наблюдалось на образцах, изготовленных из кристаллов, долгое время хранившихся при комнатной температуре; в диапазоне температур около 290К наблюдался широкий максимум $E_t(T)$.

Похожий эффект наблюдался в сверхпроводниках второго рода на зависимости критического тока от температуры или от магнитного поля. Он получил название пик-эффекта и связан с плавлением решётки вихрями Абрикосова. В нашем случае эффект может быть связан с возникновением при экспонировании образцов структуры центров пиннинга, которая плавится при разрушении состояния с ВЗП.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 18-02-00295.

[1] Sinchenko A. A. et al. *Solid State Communications*. **188**, 67 (2014).

[2] Frolov A. V. et al. *JETP Letters* **107** 8 488 (2018).

[3] Фролов А. В. и др., *Письма в ЖЭТФ* **109**, 196 (2019).

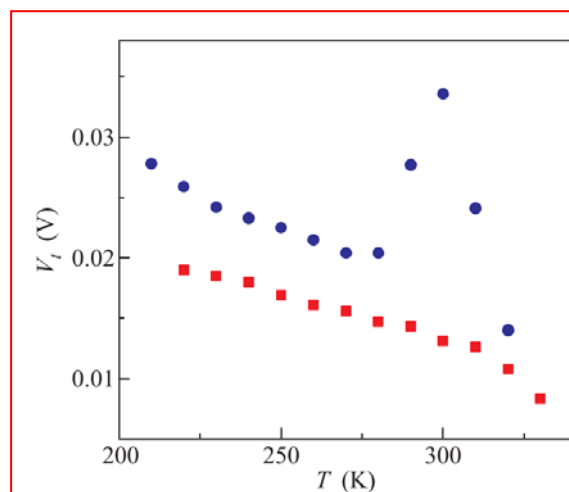


Рис.1. – Температурная зависимость порогового поля в TbTe_3 : синие кружки – после длительного экспонирования при 300К; красные квадраты – после нагрева до 355К

Релаксация ультразвука примесными центрами с эффектом Яна-Теллера в кубических кристаллах

Аверкиев Н.С.¹, Берсукер И.Б.², Гудков В.В.³, Сарычев М.Н.³, Жевстовских И.В.^{3,4},
Бондаревская А.С.³, Хоссени У.А.Л.^{3,5}, Шутов И.С.³, Егранов А.В.⁶

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, С.-Петербург, ул. Политехническая, 2

² Institute for Theoretical Chemistry, the University of Texas at Austin, Austin, Texas 78712, USA

³ Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

⁴ ИФМ им. М.Н. Михеева УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

⁵ Department of physics, Faculty of science, Benha University, Benha 13511, Egypt

⁶ ИГХ им. А.П. Виноградова СО РАН, 664033, Иркутск, ул. Фаворского, 1"А"

DOI 10.34077/Semicond2019-341

Примеси переходных металлов в кристаллах типа сфалерита и флюорита создают локальные центры с вырожденными электронными термами в основном или возбужденном состоянии, подверженные эффекту Яна-Теллера [1], в результате которого их тетраэдрическое или кубическое окружение искажается вдоль эквивалентных кристаллографических осей, образуя многоминимумный адиабатический потенциал (АП). В случае электронного E терма глобальные минимумы АП имеют тетрагональную симметрию, в то время как в случае T терма минимумы могут быть тетрагональными, тригональными или орторомбическими [1]. Ультразвуковая волна, распространяющаяся в кристалле, нарушает эквивалентность минимумов, и создаёт неравновесное распределение центров по энергиям в минимумах, которое релаксирует к равновесному состоянию. Процесс характеризуется временем релаксации τ , зависящим от механизмов релаксации и вида адиабатического потенциала (АП) комплекса, содержащего основные параметры строения примесного центра. Основными механизмами релаксации являются термическая активация ($\tau_T = \tau_0 \exp(V_0 / T)$), туннелирование через потенциальный барьер ($\tau_t = aT^{-1}$) и двухфононный механизм ($\tau_R = bT^{-3}$) [2]. Константы a и b зависят, в том числе, и от значения линейной константы вибронной связи и величины туннельного расщепления. a и b могут быть определены моделированием вкладов в скорость релаксации и сравнением с экспериментальной кривой $\tau(T)$.

Ультразвуковые исследования оказались весьма эффективными для количественного описания АП и процессов релаксации. В частности, было установлено, что в ZnSe:Cr^{2+} глобальные минимумы АП имеют тетрагональную симметрию [3], а в $\text{SrF}_2:\text{Cr}^{2+}$ - орторомбическую [4]. При этом в обоих случаях основным механизмом релаксации является термическая активация.

В данной работе приводятся результаты исследований кристаллов ZnSe:Fe^{2+} [$E \otimes e$ задача эффекта Яна-Теллера] и $\text{CaF}_2:\text{Ni}^{2+}$ [$T \otimes (e + t_2)$ задача]. Измерения температурных зависимостей поглощения ультразвуковых волн, связанных с модулями $(c_{11} - c_{12})/2$, c_{44} и c_l были выполнены в интервале 4–150 К на частотах 24–161 МГц. Установлено, что в кристалле ZnSe:Fe^{2+} имеют место все три перечисленные механизмы релаксации, в то время как в кристалле $\text{CaF}_2:\text{Ni}^{2+}$ релаксация обусловлена активационным механизмом. На основе экспериментальных данных рассчитаны параметры, характеризующие ян-теллеровские центры.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 18-02-00332 а) и Центра превосходства УрФУ «Радиационные и ядерные технологии».

[1] I.B. Bersuker, *The Jahn-Teller Effect*, Cambridge University Press, Cambridge (2006).

[2] M.D. Sturge et al., *Phys. Rev.* **155**, 218 (1967).

[3] N.S. Averkiev et al., *Phys. Rev. B* **96**, 094431 (2017).

[4] I.V. Zhevstovskikh et al., *J. Appl. Phys.*, **119**, 225108 (2016).

Люминесцентные свойства одиночных донорно-акцепторных пар в квантовых ямах на основе ZnSe

Николаев С.Н., Кривобок В.С., Онищенко Е.Е., Пручкина А.А., Чернопицкий М.А.,
Ченцов С.И.

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, Россия, 119333.

DOI 10.34077/Semicond2019-342

Стандартные спектроскопические методы, которые оперируют интегральными, усредненными по макроскопическому ансамблю величинами, часто оказываются малоэффективными для исследования дефектов в полупроводниках гетероструктурах. Основные ограничения связаны со случайным положением дефектов по отношению к различным интерфейсам, которое определяет заметное неоднородное уширение линии излучения (комбинационного рассеяния света) для любого

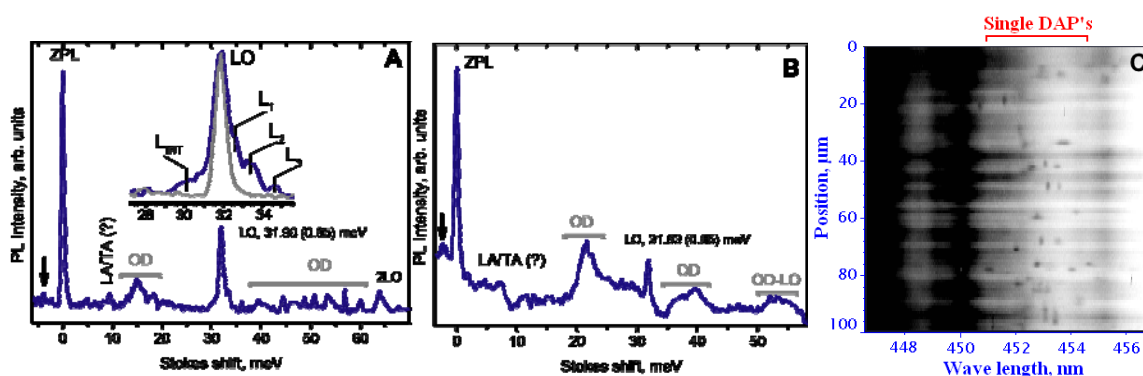


Рис.1. – Спектры излучения одиночных ДАП, образованных двумя типами (А) и (В) акцепторов. Энергия отсчитывается от бесфононного перехода (ZPL). С) Характерное изображение, полученное с помощью ПЗС матрицы, где присутствует излучение отдельных ДАП.

макроскопического ансамбля дефектов. Для систематизированного исследования подобных сложных систем необходимо привлечение локальных методов, позволяющих выделять одиночные объекты и анализировать их свойства. В данной работе подобный метод успешно реализован для исследования оптически активных фононных мод одиночных (фоновых) акцепторов в квантовой яме (КЯ) на основе ZnSe.

Для $\text{Zn}_{0.84}\text{Mg}_{0.16}\text{Se}_{0.12}\text{Se}_{0.88}/\text{ZnSe}$ структуры с КЯ толщиной 20 нм получены спектры излучения одиночных донорно-акцепторных пар (ДАП), в состав которых входят водородоподобные доноры и акцепторы с различной (80-230 мэВ) энергией основного состояния. На рис.1 приведён пример полученного изображения таких излучателей для области размером $\sim 1 \times 100$ мкм. Показано, что независимо от энергии залегания акцепторного уровня, для излучения ДАП характерны биения спектрального положения бесфононной линии излучения с течением времени. Данные биения вызваны взаимодействием дипольного момента ДАП (в основном состоянии) с флуктуациями локального электрического поля. Подбор плотности мощности возбуждения и использование времен накопления сигнала заметно меньших, чем характерные времена спектральной перестройки бесфононной линии, позволяет отслеживать спектральное положение бесфононной линии ДАП с течением времени. Аккумуляция спектров излучения в режиме, при котором энергия кванта отсчитывается от бесфононной линии, позволяет восстановить структуру оптически активных фононных мод для одиночной донорно-акцепторной пары. Ввиду того, что величина электрон-фононной связи пренебрежимо мала для состояний водородоподобного донора, полученные спектры демонстрируют зондирование оптически активных фононных мод для одиночных акцепторов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (грант № 19-32-70045).

Микрофотолюминесценция структурных дефектов в плёнках CdTe/GaAs и CdTe/Si для КРТ подложек

Николаев С.Н., Кривобок В.С., Онищенко Е.Е., Пручкина А.А., Ченцов С.И.

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, Россия, 119333.

DOI 10.34077/Semicond2019-343

В работе исследована низкотемпературная микрофотолюминесценция (МФЛ) пленок CdTe/(103)Si и CdTe/(103)GaAs толщиной 5.5 мкм, используемых в качестве виртуальных подложек для КРТ. В спектрах излучения пленок доминировало излучение протяженных дефектов, см. рис. 1А. С уменьшением плотности возбуждения (< 15 мВт/см²) и температуры ($< 10-15$ К) широкие полосы дислокационной люминесценции трансформировались в наборы спектрально узких пиков, которые могут быть интерпретированы как изолированные (квантовые) излучатели, сформированные фрагментами ядер дислокаций, см. рис. 1В. Характерными особенностями таких излучателей являются малая спектральная ширина линии, высокая степень линейной поляризации и слабая связь с решеткой CdTe через фрелиховский механизм электрон-фононного взаимодействия.

Перечисленные особенности излучателей, связанных с протяженными дефектами, позволяют выделять их на фоне остальных механизмов примесно-дефектной люминесценции. Статистический анализ пространственного распределения сигнала МФЛ (рис. 1D,F) и поляризации (рис. 1E,G) излучателей позволил установить принципиальные отличия протяженных дефектов в пленках CdTe выращенных на Si и GaAs подложках. Показано, что в пленках CdTe/Si дислокационные ядра привязаны к одному выделенному направлению, совпадающему с проекцией одного из направлений семейства $\langle 110 \rangle$ на плоскость поверхности [103]. Это направление совпадает с направлением распространения частичных 90° дислокаций Шокли, таким образом, подтверждая связь главной линии дислокационного излучения с частичными дислокациями. В CdTe/GaAs, в отличие от CdTe/Si, отсутствует выделенное направление в пространственной ориентации дислокаций. Так как наличие выделенного направления неизбежно связано с существованием макроскопических деформационных и/или электрических полей, полученные данные могут объяснять ухудшение свойств КРТ слоя при его росте на CdTe/Si подложке.

Авторы благодарны коллективу ИФП СО РАН за предоставленные образцы.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (грант № 19-79-30086).

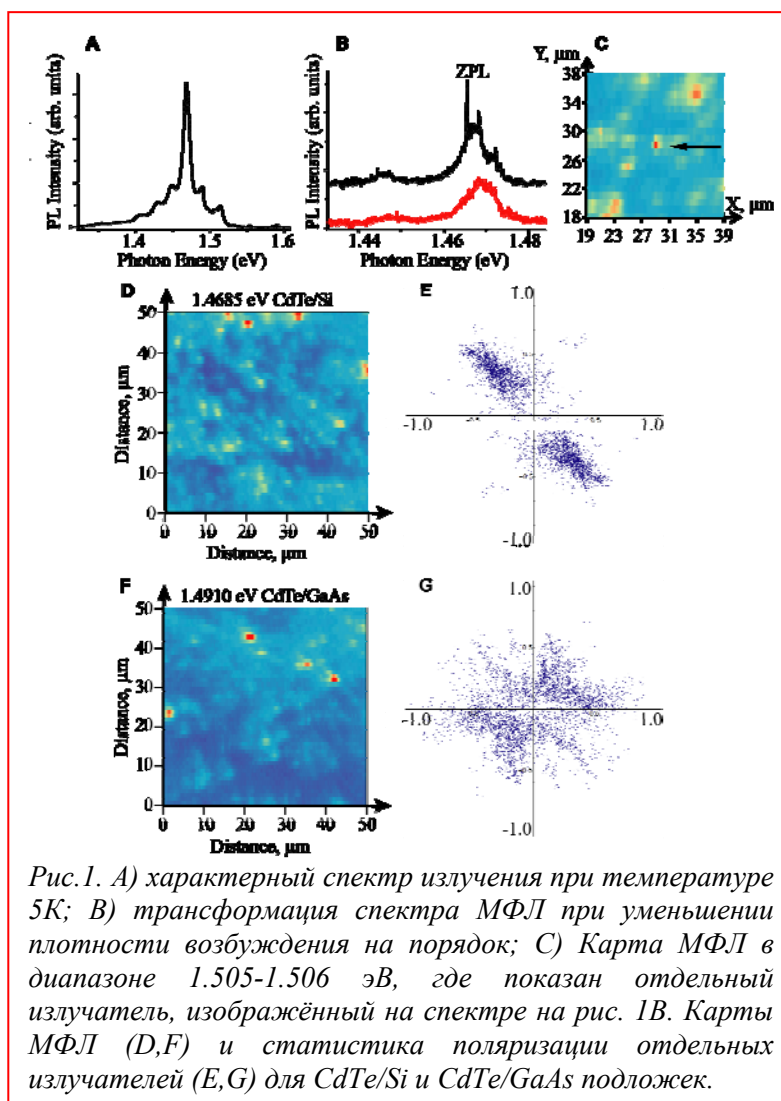


Рис. 1. А) характерный спектр излучения при температуре 5К; В) трансформация спектра МФЛ при уменьшении плотности возбуждения на порядок; С) Карта МФЛ в диапазоне 1.505-1.506 эВ, где показан отдельный излучатель, изображённый на спектре на рис. 1В. Карты МФЛ (D,F) и статистика поляризации отдельных излучателей (E,G) для CdTe/Si и CdTe/GaAs подложек.

ИК- фотолюминесценция кремния при облучении тяжелыми ионами высоких энергий

Черкова С.Г.¹, Володин В.А.^{1,2}, Скуратов В.А.³

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

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

³ Объединенный институт ядерных исследований, 141980, Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6

DOI 10.34077/Semicond2019-344

Проблема создания эффективного излучателя на основе кремния до сих пор не решена и остаётся актуальной. Одним из подходов в создании кремниевых светодиодов является инженерия светоизлучающих дефектов [1]. Существует множество способов создания таких дефектов, но практически нет работ в которых использовались тяжелые высокоэнергетичные ионы. Торможение таких частиц вблизи поверхности происходит почти полностью за счет ионизации.

Пластины высокоомного кремния, выращенные методом безтигельной зонной плавки, с ориентацией (111), были облучены при комнатной температуре ионами $^{132}\text{Xe}^{26+}$ с энергией 167 МэВ в диапазоне флюенсов от $3 \cdot 10^{11}$ до 10^{13} см⁻² на циклотроне ИЦ-100 ЛЯР ОИЯИ (г. Дубна). Согласно расчетам по программе SRIM (www.srim.org), пробег ионов Хе составлял ~19.9 мкм. Потери на ионизацию в приповерхностном слое достигали 12.5 кэВ/нм. Образцы были исследованы с помощью метода спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) при различных температурах, для возбуждения ФЛ использовались лазеры с длинами волн 325 и 488 нм.

Сразу после имплантации в спектрах ФЛ при криогенных температурах при возбуждении 325 нм обнаружена широкая полоса в области 1150-1600 нм (1.1-0.77эВ) (Рис. 1). Помимо этого виден набор узких пиков, которые можно соотнести с известными в литературе линиями - X (1.033 эВ), W (1.018 эВ), W' (1.0048 эВ), связываемыми с мелкими междоузельными кластерами, R (0.901 эВ) ассоциируемый с {311} дефектами и C (0.79 эВ) – обычно приписываемый комплексам С-О. При увеличении дозы облучения до 10^{13} см⁻² максимум ФЛ смещается в длинноволновую область, а интенсивность сигнала падает примерно на порядок. Положение наблюдаемой широкой полосы ФЛ примерно совпадает с положением известных «дислокационных» пиков D1-D4 (0.81–0.99 эВ) [1, 2]. В литературе указывается, что при облучении ионами высоких энергий не наблюдается протяженных дефектов в приповерхностных областях. Источниками света скорее являются плотные сетки локально ограниченных вблизи траектории ионов дислокационных дефектов. В работе обсуждается роль ионизации в процессах дефектообразования и вклад создаваемых дефектных комплексов в люминесцентные свойства. Спад ФЛ с ростом дозы ионов, обусловлен конкуренцией создаваемых при бомбардировке светоизлучающих дефектов и центров безызлучательной рекомбинации.

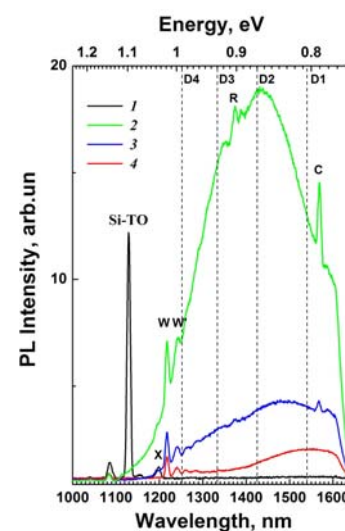


Рис.1. – Спектры ФЛ (10 К, $\lambda_{ex}=325$ нм) слоев Si, облученных ионами Хе, дозами, см⁻²: 1- 0; 2- $3 \cdot 10^{11}$; 3- $2 \cdot 10^{12}$; 4- 10^{13} .

[1] Н.А. Соболев. ФТП, 44, 3 (2010).

[2] L.I. Fedina, A.K. Gutakovskii, T.S. Shamirzaev. J. Appl. Phys., 124, 053106 (2018).

Определение доминирующего механизма безызлучательного возбуждения ионов марганца в II-VI полумагнитных полупроводниках

Черненко А.В.

ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Академик Осипьяна, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-345

Допирование марганцем полупроводников группы II-VI и низкоразмерных структур на их основе приводит к эффективному тушению электро- и фотолюминесценции при условии, что энергия электронного возбуждения кристалла превышает энергию внутрицентрового перехода иона Mn^{2+} $E_{Mn} \approx 2.1$ эВ [1]. Внутрицентральной дипольный переход ${}^4T_1 \rightarrow {}^6A_1$ в Mn^{2+} запрещен правилами отбора, но кристаллическое поле и спин-орбитальное взаимодействие делают эти переходы слабозапрещенными, что объясняет длинные времена жизни возбужденных состояний $Mn^{2+} > 1$ мксек. В этих условиях доминирующую роль может играть обменный механизм, хотя возможны переходы за счет мультипольных моментов электронной оболочки Mn^{2+} высших порядков. В отличие от диполь-дипольной передачи возбуждения, обменный механизм является спин-зависимым. Кроме прямого обменного механизма, возможен косвенный обменный механизм, связанный со специфической для полумагнитных полупроводников II-VI $sp-d$ гибридизацией [2,3]. Несмотря на обилие экспериментальных данных, их противоречивость и зависимость от характеристик конкретных образцов не позволяет сделать однозначных выводов о доминирующем механизме передачи возбуждения ионам Mn^{2+} или о парциальных вкладах различных механизмов. В докладе предлагается несколько способов экспериментального выявления доминирующего механизма передачи возбуждения ионам Mn^{2+} . Они основаны на характерных отличиях обменного и диполь-дипольного (диполь-мультипольного) механизмов: (i) спиновая зависимость первого и существование для него правил отбора (ii) дальнодействие первого механизма передачи возбуждения и короткодействие второго (iii) различная зависимость эффективности этих механизмов передачи энергии от размеров квантовых точек (нанокристаллов) (iv) возможность существенного усиления диполь-дипольного механизма передачи возбуждения посредством взаимодействия с поверхностными плазмонами

Спиновая зависимость обменного механизма приводит к существованию правил отбора по спину для спинов и суммы проекций спинов иона Mn^{2+} и экситонов (трионов). Проверка выполнения правил отбора является самым прямым доказательством доминирования обменного механизма. Кроме измерений в магнитном поле [1,2,3], таковыми могли бы являться измерения оптически детектируемого магнитного резонанса в полумагнитных квантовых ямах и точках, поскольку микроволновое излучение позволяет селективно заселять расщепленные магнитным полем уровни ионов марганца и, таким способом, управлять темпом безызлучательной рекомбинации.

Ещё одним способом выявления доминирующего механизма явилось бы использование эффекта гигантского усиления безызлучательной передачи энергии посредством диполь-дипольного механизма ионам Mn^{2+} за счет взаимодействия квантовых ям или точек с поверхностными плазмонами металлических наночастиц, локализованных близ поверхности структур. В то же самое время плазмонное усиление поля никак не влияет на обменный механизм передачи возбуждения ионам Mn^{2+} . Усиление безызлучательной передачи энергии такого типа интенсивно изучается в последнее время [4]. Магнитооптические измерения структур как с плазмонным усилением, так и без него позволило бы оценить вклад диполь-дипольного механизма в передачу энергии ионам Mn^{2+} .

В дополнение к двум способам, упомянутым выше, рассмотрены и другие предложения по выявлению доминирующего механизма, основанные на перечисленных выше специфических особенностях.

[1] Chernenko A. V. et al. *Phys. Rev. B* 72 045302(2005).

[2] A.V. Chernenko et al. *J. Phys.: Condens. Matter* 22, 355306(2010).

[3] А.В. Черненко ФТП, 49, 1629 (2015).

[4] Liang-Yan Hsu et al. *J. PhysChemLett.*, 8, 2357(2017).

Аномальная температурная зависимость намагниченности (Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe в сверхпроводящем состоянии

Михайлин Н.Ю., Шамшур Д.В., Парфеньев Р.В., Денисов Д.В.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-346

В системе твердых растворов (Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe примесь In образует выделенные уровни с высокой плотностью состояний, заметно превышающей зонную. Определяющую роль в реализации сверхпроводящего состояния (СП) в данном соединении играет энергетическое положение примесной зоны индия, зависящей от концентрации Pb (z) и In (x), и ее заполнение носителями [1]. Температура СП перехода в изученных образцах на порядок превышала значения, наблюдающиеся в других СП полупроводниках ($T_{c \text{ SnTe}} \leq 0.3 \text{ K}$), и достигала величины $T_c \geq 4 \text{ K}$ ((Pb_{0.4}Sn_{0.6})_{0.8}In_{0.2}Te).

Нами исследовались магнитные свойства твердых растворов (Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe с $x=0.16, 0.2$ и $z=0.3, 0.4, 0.5$, а именно температурные и магнитопольевые зависимости намагниченности $m(T, H)$ в области сверхпроводящего состояния ($T < 4 \text{ K}$). На зависимостях $m(H)$ наблюдается гистерезис в СП состоянии. В магнитных полях ($H \sim 10 \text{ кЭ} - 20 \text{ кЭ}$), близких к критическому (H_{c2}) был обнаружен дополнительный максимум амплитудой до 10% от $m(H = 0)$, интерпретируемый как пик-эффект [2].

Обнаружено, что в зависимости $m(T)$ в области температур и магнитных полей, соответствующих наблюдению пик-эффекта в $m(H)$, наблюдается ярко выраженный максимум. С повышением температуры происходит смещение положения пиков на зависимостях $m(T)$ и $m(H)$ в область меньших магнитных полей и уменьшение амплитуды пиков.

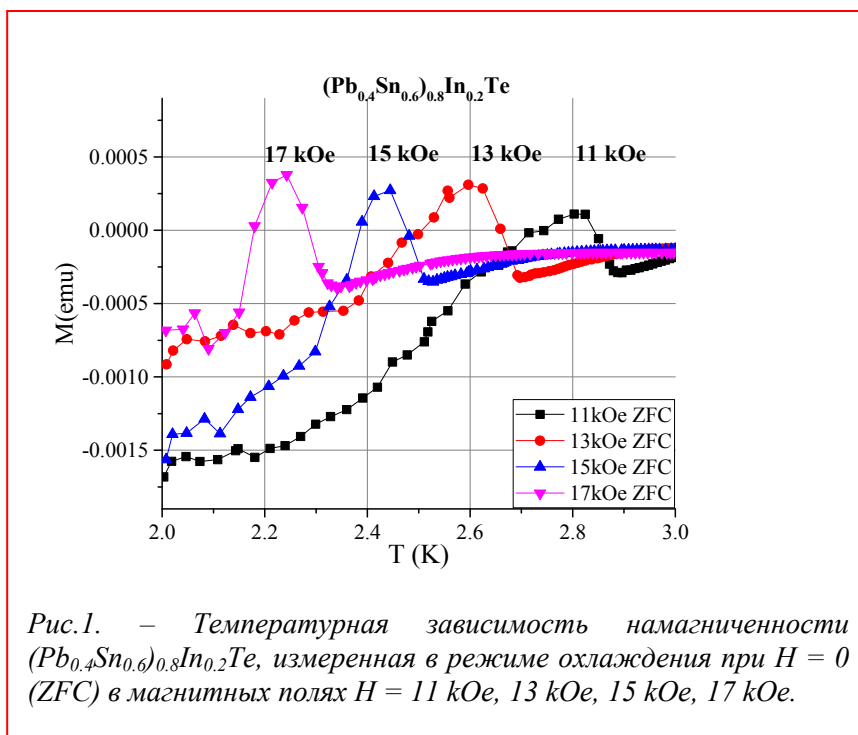


Рис.1. – Температурная зависимость намагниченности (Pb_{0.4}Sn_{0.6})_{0.8}In_{0.2}Te, измеренная в режиме охлаждения при $H = 0$ (ZFC) в магнитных полях $H = 11 \text{ kOe}, 13 \text{ kOe}, 15 \text{ kOe}, 17 \text{ kOe}$.

Отметим, что в области максимума величина $m(T)$ в (Pb_{0.4}Sn_{0.6})_{0.8}In_{0.2}Te становится положительной, хотя образец находится в СП состоянии («парамагнитный эффект Мейснера» [3]).

Пик-эффект в (Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe на зависимости $m(H)$ связан, по-видимому, с “плавлением” вихревой решетки при приближении ко второму критическому магнитному полю H_{c2} [4]. Можно предположить, что возникновение максимумов на зависимости $m(T)$ в (Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe также связано с изменением степени упорядоченности решетки вихрей при повышении температуры образца.

[1] Р.В. Парфеньев et al, ФТТ, **43**, вып. 10, 1772 (2001)

[2] Н.Ю. Михайлин et al, Low Temperature Physics, **45**, № 2, 219 (2019)

[3] Mai Suan Li, Physics Reports, **376**, 133 (2003)

[4] R. Toft-Petersen et al, Nature Communications, **9**, 901 (2018)

Исследование сверхструктурных свойств в сильно легированном пористом фосфиде индия

Шарков М.Д., Бойко М.Е., Карлина Л.Б., Бойко А.М., Конников С.Г.

ФТИ им. Иоффе, 194021, СПб, Политехническая ул., 26

DOI 10.34077/Semicond2019-347

Образец фосфида индия InP , – пленка толщиной 20 мкм, выращенная методом жидкофазной эпитаксии, – был подвергнут процедуре порообразования и затем легирован атомами S в концентрации около 10^{18} см^{-3} . Полученная пленка была исследована методами малоуглового рассеяния рентгеновских лучей (МУРР) и рентгеновской дифрактометрии (РД) при $\text{Cu K}\alpha_1$ излучении.

Исходя из данных РД, было показано, что легированный пористый образец является монокристаллическим либо состоит из когерентных доменов. При этом нормаль к поверхности пленки соответствует в атомной матрице образца направлению (001) либо симметричному.

МУРР-исследования образца были проведены в режиме аномального прохождения по Борману [1] с применением точечного детектора, в результате чего были зарегистрированы кривые МУРР при различных положениях образца, варьируемых азимутальными поворотами. На Рис. 1 показана смоделированная на основе полученных данных 2D-картина МУРР от исследуемого образца.

Из картины на Рис. 1 следует, что в образце присутствует сверхструктура, обладающая симметрией группы C_{2v} в плоскости (001), – т.е. двумерной прямоугольной либо трехмерной орторомбической сингонией. Межплоскостные расстояния в сверхструктуре определены в направлениях (110) и $(\bar{1}\bar{1}0)$ относительно решетки InP исходного образца примерно как 260 нм и 450 нм соответственно.

Таким образом, данные рентгеновских исследований показывают, что в сильно легированном пористом образце фосфида индия n-типа в кубической атомной матрице может формироваться сверхструктура, характеризующаяся трехмерной орторомбической или двумерной прямоугольной сингонией.

[1] В.И. Иверонова, Г.П. Ревкевич. Теория рассеяния рентгеновских лучей, М., изд. МГУ, (1978).

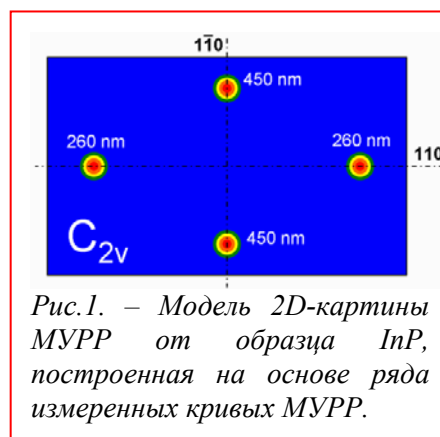


Рис.1. – Модель 2D-картины МУРР от образца InP , построенная на основе ряда измеренных кривых МУРР.

Секция 8. Высокочастотные явления в полупроводниках (СВЧ и терагерцовый диапазон)

Осесимметричные циклотронные 2D магнитоплазмоныВолков В.А.¹, Заболотных А.А.¹

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

DOI 10.34077/Semicond2019-350

Плазмоны в двумерных (2D) системах интересны как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Известны два основных типа таких возбуждений, как экранированные электронами затвора плазмоны (“gated plasmons”), так и неэкранированные (“ungated plasmons”). В идеале они должны существовать в двух бесконечных электронных системах, соответственно, содержащих управляющий металлический электрод (затвор) и не содержащих его. В магнитном поле B частота плазмонов обоих типов существенно изменяется. Образуются 2D магнитоплазмоны, спектр которых определяется суммой квадратов частот невозмущенных (полем B) плазмонов и циклотронной частоты. За последние полвека эти коллективные возбуждения детально исследованы в широком диапазоне частот в самых разных 2D системах, как теоретически, так и экспериментально, и трудно было рассчитывать на качественно новый шаг в этой области.

Неожиданно в недавней работе [1] удалось, наряду с 2D магнитоплазмонами указанного выше типа, обнаружить новый резонанс в микроволновом поглощении, частота которого равна циклотронной. Он возбуждался с помощью новой экспериментальной методики, в которой использовался малый металлический диск, расположенный в центре образца больших размеров, но не проявлялся при стандартном возбуждении в дальнем поле. Показано, что резонанс связан с электронами, расположенными вблизи края возбуждающего диска, и похож на одночастичный резонанс типа Азбеля-Канера. В докладе дано *альтернативное объяснение* нового резонанса, основанное на предположении о коллективной природе этой моды.

Недавно построена [2] аналитическая теория, описывающая частично экранированные плазмоны, причем затвор имел форму бесконечно длинной полосы, параллельной плоскости, заселенной 2D электронами. Уже само наличие затвора приводит к появлению серии бегущих вдоль полосы плазменных мод, причем фундаментальная мода очень не похожа на остальные. Она является гибридом экранированных и неэкранированных плазмонов и в силу своего бесщелевого спектра не проявлялась ранее в численных расчетах отклика подобных систем на внешнее излучение. Магнитное поле, перпендикулярное 2D плоскости, стандартным образом изменяет спектр найденных плазмонов.

В докладе представлено обобщение подхода [2] на случай затвора, конечного в двух направлениях. Построена аналитическая теория магнитоплазмонов в 2D системе с металлическим затвором в форме диска, размер которого мал по сравнению с областью, занятой 2D электронами. Задача сведена к решению точно решаемого уравнения для амплитуды плотности плазмонного заряда. Решения, как обычно, описываются двумя дискретными квантовыми числами, равными количеству узлов плотности заряда, осциллирующего в радиальном и азимутальном направлениях. Показано, что заряд всех мод локализован, в основном, под затвором. Особое внимание уделено осесимметричным (чисто радиальным) модам. В силу симметрии они не возбуждаются плоской электромагнитной волной и в этом смысле являются «тёмными». Помимо мод, имеющих аналоги для затвора в форме полосы, возникает новая («циклотронная») мода, плотность заряда которой не имеет узлов ни по азимуту, ни по радиусу. Именно она является фундаментальной модой. Хотя её частота в простой модели равна циклотронной частоте, она имеет коллективный характер. Эти свойства согласуются с опытом [1].

Работа поддержана грантом РФФИ № 17-02-01226.

[1] I.V. Andreev, V.M. Muravev, V.N. Belyanin, I.V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **96**, 161405 (2017)

[2] A.A. Zabolotnykh and V.A. Volkov, *Phys. Rev. B*, *accepted* (2019); *arXiv:1812.10693* (2018).

Фотоиндуцированный транспорт в конденсате Бозе-ЭйнштейнаКовалев В.М.^{1,2}, Боев М.В.¹, Савенко И.Г.^{1,2}¹ *Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*² *Center for Theoretical Physics of Complex Systems, Institute for Basic Science, Daejeon 34126, Korea*³ *Новосибирский государственный технический университет, 630072, Новосибирск, пр. Карла Маркса, 20*

DOI 10.34077/Semicond2019-351

Построена теория эффекта фотонного увлечения двумерного газа дипольных экситонов. Эффект изучен как в нормальной фазе экситонного газа, так и в режиме бозе-эйнштейновского конденсата. Показано, что в нормальной фазе плотность потока экситонов, увлекаемых светом, может иметь резонансное поведение как функция частоты света в случае, если частота фотона близка к энергии перехода между уровнями дискретного спектра экситона. Теория эффекта увлечения экситонного конденсата строится на основе модели Боголюбова для слабонеидеального бозе-газа. Анализ отклика бозе-конденсата на воздействие света показывает, что возможны два типа процессов возбуждения бозе-частиц из конденсата в состояние с ненулевым направлением значения импульса центра масс. Первый процесс обусловлен прямым поглощением фотона с переходом экситона из конденсата в надконденсатное состояние с ненулевым импульсом (с возбуждением внутренней степени свободы). Такие процессы на энергетической диаграмме практически вертикальны и дают резонансное поведение потока экситонов как функции частоты, аналогично случаю нормальной фазы экситонного газа. Вторые процессы являются непрямыми на энергетической диаграмме и сопровождаются испусканием боголюбовского возбуждения, при переходе индивидуального экситона в надконденсатное состояние. Испускание боголюбовской квазичастицы является прямым требованием законов сохранения: квант колебаний плотности конденсата уносит импульс, необходимый для осуществления непрямого перехода с участием фотона. Таким образом, коллективные возбуждения конденсата играют роль «третьего тела» для не прямых переходов. При этом оба перехода – прямой и не прямой – описываются одним – *первым* – порядком теории возмущений. Расчет показывает, что не прямые переходы приводят к квантованию (ступенчатому поведению) потока экситонов как функции частоты света, при этом каждая «ступенька» соответствует возбуждению внутренней степени свободы экситона. При частоте света, превосходящей потенциал ионизации индивидуального экситона, в системе индуцируется электрический ток, обусловленный распадом экситона на электрон и дырку. Показано, что по частотному поведению фотоиндуцированного электрического тока возможно детектировать фазовое состояние экситонного газа, в том числе, определять наличие в системе экситонного конденсата.

Работа выполнена при поддержке РФФИ №17-12-01039.

[1] М.В. Боев, В.М. Ковалев, И.Г. Савенко. Эффект резонансного фотонного увлечения дипольных экситонов. Письма в ЖЭТФ т.107, №12, с. 763 – 767, 2018

[2] V.M. Kovalev, A.E. Miroshnichenko, and I. G. Savenko. Photon drag of a Bose-Einstein condensate. Phys. Rev. B v.98, p. 165405 (2018)

[3] V.M. Kovalev and I.G. Savenko. Photoinduced electric currents in Bose-Einstein condensates. Phys. Rev. B v.98, p.201405(R) (2018)

Резонансное детектирование терагерцового излучения в графеновых полевых транзисторах

Свинцов Д.¹, Бандурин Д.², Гайдученко И.³, Федоров Г.¹, Гейм А.²

¹ Московский физико - технический институт, Долгопрудный 141700, Институтский пер. 7

² Университет Манчестера, Манчестер M13 9PL, Великобритания

³ Московский государственный педагогический университет, Москва 119435, Мал. Пироговская 1

DOI 10.34077/Semicond2019-352

Полевые транзисторы с двумерным электронным каналом поддерживают плазменные колебания в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот и могут использоваться для селективного детектирования излучения. Простейшей схемой резонансного детектора является полевой НЕМТ-транзистор, исток и затвор которого выведены на антенну, а постоянный фототок измеряется между стоком и истоком [1]. Несмотря на кажущуюся простоту идеи, до сих пор было представлено немного свидетельств резонансного детектирования в структурах на основе полупроводников $A_{III}B_V$ [2,3]. Значительные надежды на достижение резонансного отклика связывались с графеном благодаря высокой подвижности его носителей ($\sim 2 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В с}$ при гелиевой температуре). Однако в проведенных до сих пор экспериментах по ТГц детектированию в графене наблюдался лишь нерезонансный отклик [4,5].

В данном докладе будут представлены первые свидетельства плазмонно-резонансного детектирования ТГц (0.4 – 2.0 ТГц) излучения в транзисторах на основе двухслойного графена, инкапсулированного в нитрид бора [6]. Использование именно двухслойного графена и его инкапсуляция имеют принципиальное значение; оба фактора приводят к повышению времени релаксации электронного импульса и добротности плазмонного резонанса по сравнению с однослойным графеном. Резонансы в зависимости фоточувствительности от концентрации носителей заряда «выживают» до 77 К при частоте 2 ТГц, и остаются выраженными до частоты в 0.4 ТГц при $T=4$ К. Сравнение положений резонансов с теорией плазмонов в гейтированных двумерных системах дает хорошее согласие без подгоночных параметров. В образцах двухслойного графена, ориентированного на нитриде бора и образующего «муаровый узор», удастся наблюдать дополнительные резонансы, связанные с колебаниями электронов вблизи вторичных конусов Дирака в зонной структуре.

Анализ добротности, измеренной из экспериментальных спектров фоточувствительности, говорит о наличии дополнительных механизмов затухания плазмонов, помимо релаксации электронного импульса. Нами были оценены вклады в затухание плазмонов, связанные с электронной вязкостью [7], межзонным поглощением, утечкой носителей в металлические контакты и радиационным сопротивлением антенны. Последние два механизма соответствуют экспериментально наблюдаемому уширению резонансов при увеличении электронной плотности. Количественные оценки показывают, что именно радиационное сопротивление антенны дает основной вклад в ширину резонанса. Это приводит к компромиссу в задаче детектирования: увеличение радиационного сопротивления антенны приводит к пропорциональному увеличению фототока, но уменьшает добротность резонанса. Наличие оптимума в этом компромиссе и пути его преодоления будут обсуждаться в докладе.

Работа поддержана грантом РФФИ 18-37-20058.

[1] M. Dyakonov, M. Shur, *IEEE Trans. Electron Devices* **43**, 380 (1996)

[2] W.Knap, Y.Deng, S.Rumyantsev, M. Shur, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 4637–4639 (2002)

[3] V. Muravev, I. Kukushkin, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 082102 (2012)

[4] L. Vicarelli et.al. *Nat. Mater.* **11**, 865 (2012)

[5] D. Bandurin et.al. *Appl. Phys. Lett.* **112**, 141101 (2018)

[6] D. Bandurin, D. Svintsov, I. Gayduchenko, S. G. Xu, A. Principi, M. Moskotin, I. Tretyakov, D. Yagodkin, S. Zhukov, T. Taniguchi, K. Watanabe, I. Grigorieva, M. Polini, G. Goltsman, A. Geim, G. Fedorov, *Nat. Commun.* **9**, 5392 (2018)

[7] D. Svintsov *Phys. Rev. B* **97**, 121405(R) (2018).

Когерентная микроволновая и терагерцовая магнитооптика полупроводниковых систем

Шуваев А.М.

Institute of Solid State Physics, Vienna University of Technology, 1040 Vienna, Austria

DOI 10.34077/Semicond2019-353

Магнитооптические исследования позволяют определять важнейшие динамические параметры полупроводников. Наибольшая чувствительность к электронному отклику достигается при этом на частотах сопоставимых с обратным транспортным временем релаксации носителей заряда. Для многих полупроводниковых систем при низких температурах эти частоты лежат в микроволновом или терагерцовом диапазонах. Данная работа посвящена изложению результатов по экспериментальному исследованию наиболее интересных из указанных систем, полученных на разработанном в Венском технологическом университете уникальном интерферометре на лампах обратной волны (ЛОВ), работающем в диапазоне частот 50-1000 ГГц в квазиоптическом режиме.

Напряжённые эпитаксиальные пленки теллурида ртути (HgTe)

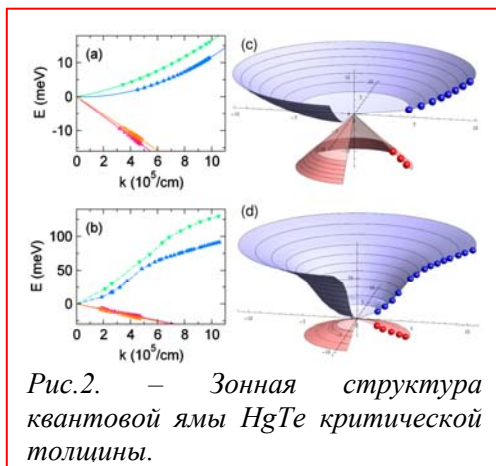


Рис.2. – Зонная структура квантовой ямы HgTe критической толщины.

толщиной 60нм - 80нм являются представителями трёхмерных топологических изоляторов. На них было напрямую зафиксировано значение квантованного угла Фарадея равное постоянной тонкой структуры $\alpha \approx 1/137$ [1]. Наблюдение других квантовых особенностей в угле вращения Фарадея с определённой последовательностью в обратном поле говорит в пользу того, что этот эффект идёт от поверхностных состояний.

Измерение

параметров циклотронного резонанса при разном положении уровня Ферми в образцах с полупрозрачным затвором позволило получить наиболее полную информацию о зонной структуре квантовых ям на основе HgTe [2].

Наблюдение квантовых осцилляций Шубникова-де Гааза в малых магнитных полях и квантованных ступенек в угле вращения поляризации в больших полях на гетеропереходах GaAs/AlGaAs дало возможность изучить высокочастотные свойства квантового эффекта Холла [3].

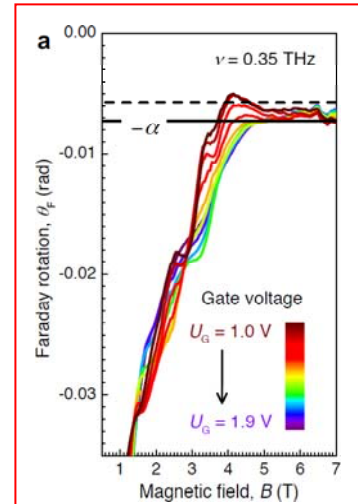


Рис.1. – Наблюдение квантованного угла Фарадея равное постоянной тонкой структуры α .

толщиной 60нм - 80нм являются представителями трёхмерных топологических изоляторов. На них было напрямую зафиксировано значение квантованного угла Фарадея равное постоянной тонкой структуры $\alpha \approx 1/137$ [1]. Наблюдение других квантовых особенностей в угле вращения Фарадея с определённой последовательностью в обратном поле говорит в пользу того, что этот эффект идёт от поверхностных состояний.

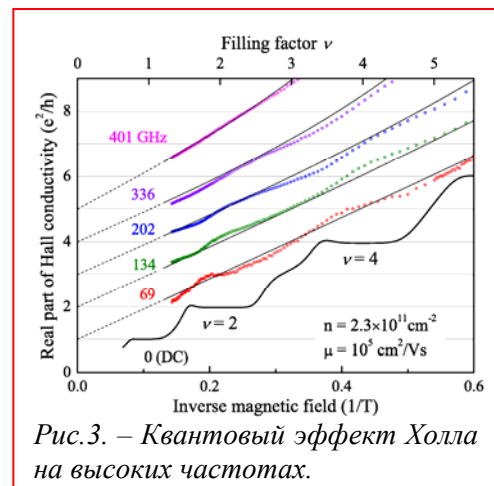


Рис.3. – Квантовый эффект Холла на высоких частотах.

- [1] V. Dziom, A. Shuvaev et. al., *Nat. Commun.*, **8**, 15197, (2017)
- [2] A. M. Shuvaev, V. Dziom et. al., *Phys. Rev. B*, **96**, 155434, (2017).
- [3] V. Dziom, A. Shuvaev, et. al., *Phys. Rev. B* **99**, 045305, (2019).

Индукцированные микроволновым излучением осцилляции сопротивления в двумерном электронном газе с одномерной периодической модуляцией

Быков А.А.^{1,2}, Сtryгин И.С.^{1,2}, Горан А.В.¹, Калагин А.К.¹, Родякина Е.Е.^{1,2},
Латышев А.В.^{1,2}

¹ Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

DOI 10.34077/Semicond2019-354

Изучено влияние микроволнового излучения на низкотемпературный магнетотранспорт двумерных электронов в одномерных латеральных сверхрешетках, изготовленных на основе селективно-легированных гетероструктур GaAs/AlAs [1-3]. Одномерная потенциальная модуляция двумерного электронного газа осуществлялась при помощи серии металлических полосок, сформированных на поверхности мостиков Холла и проявлялась в магнитном поле в виде соизмеримых осцилляций сопротивления [4-7]. Обнаружено, что под действием микроволнового излучения сопротивление двумерного электронного газа в исследуемых сверхрешетках изменяется в минимумах соизмеримых осцилляций более существенно, чем в максимумах. Полученные экспериментальные данные демонстрируют «интерференцию» соизмеримых осцилляций магнетосопротивления и осцилляций, индуцированных микроволновым излучением [8, 9]. Показано, что состояния с нулевым сопротивлением возникают в двумерном электронном газе с одномерной периодической модуляцией в минимумах соизмеримых осцилляций сопротивления [10]. Полученные экспериментальные результаты качественно объясняются ролью зон Ландау в микроволновой фотопроводимости двумерного электронного газа с одномерной периодической модуляцией при больших факторах заполнения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 18-02-00603.

[1] K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, and K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4616 (1996).

[2] A.A. Bykov, A.K. Bakarov, D.R. Islamov, and A.I. Toropov, *JETP Lett.* **84**, 391 (2006).

[3] D.V. Dmitriev, I.S. Strygin, A.A. Bykov, S. Dietrich, and S.A. Vitkalov, *JETP Lett.* **95**, 420 (2012).

[4] D. Weiss, K. v. Klitzing, K. Ploog, and G. Weimann, *Europhys. Lett.* **8**, 179 (1989).

[5] R.R. Gerhardts, D. Weiss, and K. v. Klitzing, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1173 (1989).

[6] R.W. Winkler, J.P. Kotthaus, and K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1177 (1989).

[7] C.W.J. Beenakker, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2020 (1989).

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

[9] A.A. Bykov, I.S. Strygin, E.E. Rodyakina, W. Mayer, and S.A. Vitkalov, *JETP Lett.* **101**, 703 (2015).

[10] A.A. Bykov, I.S. Strygin, A.V. Goran, A.K. Kalagin, E.E. Rodyakina, and A.V. Latyshev, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 012103 (2016).

Динамика спонтанного электрического поля в индуцированном микроволновым излучением “zero-resistance state”

Дорожкин С.И.¹, Капустин А.А.¹, Дмитриев И.А.², Umansky V.³, Smet J.H.⁴

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

² *Terahertz Center, University of Regensburg, 93040 Regensburg, Germany*

³ *Department of Physics, Weizmann Institute of Science, 76100 Rehovot, Israel*

⁴ *Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Heisenbergstr.1, D-70569 Stuttgart, Germany*

DOI 10.34077/Semicond2019-355

Установлен механизм, приводящий к квазипериодическим переворотам спонтанного электрического поля [1] в доменной структуре, реализующей индуцированное микроволновым излучением состояние с малой диссипацией на постоянном токе, широко известное как “zero-resistance state”. Механизм состоит [2] в динамическом экранировании спонтанного электрического поля доменов подвижными зарядами слоя селективного легирования, обеспечивающего возникновение высокоподвижной электронной системы в квантовой яме GaAs. Процесс состоит из следующих стадий. (1) Быстрое возникновение доменной структуры спонтанного электрического поля, геометрия которой определяется геометрией образца и, вероятно, распределением высокочастотного электрического поля в образце. При наличии центра инверсии в этих конфигурациях первоначальное спонтанное поле может иметь одно из двух противоположных направлений. (2) Более медленное смещение зарядов слоя легирования в спонтанном поле приводит к возникновению экранирующего поля, направленного противоположно спонтанному. (3) При некотором значении экранирующего поля более устойчивой становится ориентация спонтанного поля, противоположная первоначальной, и в двумерной электронной системе происходит перераспределение заряда, сопровождающееся изменением направления спонтанного электрического поля. В дальнейшем процессы (2) и (3) повторяются, приводя к автоколебаниям спонтанного электрического поля. Сигнал микроволновой фото-ЭДС при этом представляет собой серию почти прямоугольных импульсов, короткие фронты которых соответствуют смещению зарядов в высокоподвижной двумерной системе, а вершины – медленному динамическому экранированию возникшей конфигурации спонтанного электрического поля. В результате частота переключений оказывается пропорциональной проводимости слоя легирования. В данной работе установлено, что (1) динамическая доменная структура возникает только в образцах с проводящим слоем легирования и (2) температурные зависимости проводимости слоя легирования и частоты переключений спонтанного электрического поля описываются термоактивационными законами с близкими значениями энергий активации (см. рис.), что согласуется с теоретическим ожиданием. Измерения средней частоты переключений осуществлялись из анализа сигналов микроволновой фото-ЭДС, записанных на многоканальный цифровой осциллограф. Величина проводимости слоя легирования определялась из частотной зависимости импеданса трехэлектродного полевого транзистора, включающего в себя двумерную электронную систему, проводящий слой легирования и металлический затвор на поверхности гетероструктуры.

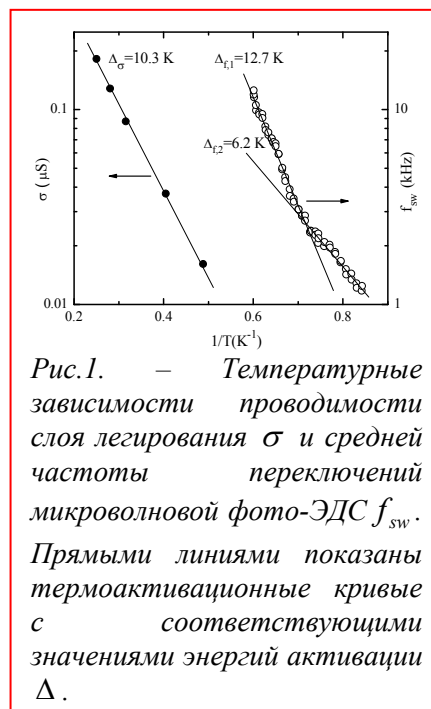


Рис. 1. – Температурные зависимости проводимости слоя легирования σ и средней частоты переключений микроволновой фото-ЭДС f_{sw} . Прямыми линиями показаны термоактивационные кривые с соответствующими значениями энергий активации Δ .

[1] S.I. Dorozhkin et al., *Nat. Phys.* 7, 336 (2011), *Phys.Rev.Lett.* 114, 176808 (2015).

[2] I.A. Dmitriev, *Int. Workshop 'Recent Developments in 2D Systems'*, Okinawa, Japan (2016).

Терагерцевые плазмонные фототоки в графеновых наноструктурах

Попов В.В.¹, Фатеев Д.В.^{1,2}¹ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Саратовский филиал, 410019, Саратов, ул. Зеленая, 38² Саратовский государственный университет, 410012, Саратов, ул. Астраханская, 83

DOI 10.34077/Semicond2019-356

В последние годы проводятся интенсивные исследования детектирования терагерцевого (ТГц) излучения в графеновых микроструктурах. Теория плазмонного детектирования ТГц излучения в графеновой микроструктуре была развита в работе [1], где был предсказан новый эффект плазмонного электрон-дырочного хrapовика, возникающий в графеновой структуре, содержащей участки с электронной и дырочной проводимостью. Исследование влияния взаимодействия различных плазмонных мод на детектирование ТГц излучения в графеновой структуре выполнено в работе [2].

В данной работе развита теория плазмонного детектирования ТГц излучения в периодической структуре с пространственно-неоднородным графеном вблизи дираковской точки. Рассматривается структура, в которой графен расположен на поверхности диэлектрического слоя (SiO_2) толщиной 300 нм. Диэлектрический слой расположен на идеально проводящей подложке. Графен отделен от двойного решеточного металлического затвора (ДРЗ) изолирующим слоем (Al_2O_3) толщиной 26 нм. Две различные подрешетки ДРЗ сдвинуты относительно друг друга в направлении периодичности структуры для создания асимметрии элементарной ячейки периодической структуры. Концентрация носителей заряда в различных областях графена может изменяться за счет подачи электрических потенциалов на ДРЗ и проводящую подложку. При этом различные области графена могут иметь как электронную, так и дырочную проводимость.

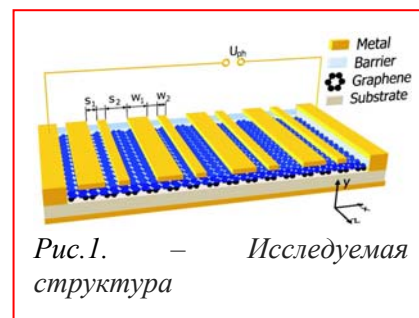


Рис.1. – Исследуемая структура

С использованием подхода теории возмущений [1] получено выражение для вычисления выпрямленного тока в графене:

$$j_0 = -\frac{|e^3|v_F^2}{2\hbar^2\pi\omega\gamma(\omega^2 + \gamma^2)} \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} \text{sgn}(e(x)) \text{Re} \left[\left(\omega - i\frac{\gamma}{2} \right) E_{x,\omega} \frac{\partial E_{x,\omega}^*}{\partial x} \right] dx, \quad (1)$$

где e – элементарный заряд ($e > 0$ для дырок и $e < 0$ для электронов), $v_F = 10^6$ м/с – скорость Ферми, γ – скорость рассеяния импульса носителей заряда, L – пространственный период структуры, $E_{x,\omega}(x)$ – комплексная амплитуда тангенциального электрического поля $E_x(x,t) = E_{x,\omega}(x)\exp(-i\omega t)$ в графене. Выражение (1) описывает два различных механизма плазмонного выпрямления в графене: дифференциальное плазмонное увлечение и плазмонный электрон-дырочный хrapовик [1].

Показано, что выпрямленный ток значительно возрастает при сильном обеднении одной из подзатворных областей графена (вблизи дираковской точки). Это происходит за счет накопления зарядов на границах обедненной подзатворной области, что приводит к росту электрического поля в графене и к росту его неоднородности.

[1] D.V. Fateev, K.V. Mashinsky, V.V. Popov, *Applied Physics Letters*, **110**, 061106 (2017).

[2] Д.В. Фатеев и др., *Физика и техника полупроводников*, **51**, 1552 (2017).

Фотонные реплики нижней ступени кондактанса квантового точечного контакта в терагерцовом диапазоне

Ткаченко О.А.¹, Бакшеев Д.Г.², Ткаченко В.А.^{1,2,3}, Квон З.Д.^{1,2}¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2³ Новосибирский государственный технический университет, 630072, Новосибирск,

DOI 10.34077/Semicond2019-357

Недавно найдена гигантская терагерцовая фотопроводимость туннельного точечного контакта (ТТК) в двумерном электронном газе (ДЭГ). Монотонное поведение кондактанса ТТК (без особенностей по затворному напряжению V_g) было объяснено в рамках теории фотон-ассистированного прохождения электрона через барьер $[V+A\cdot\cos(\omega t)]/ch^2(x/W)$ с подобранными значениями V, A, W и начальной энергии электрона E [1]. Однако были возможны и другие объяснения внешне простого отклика ТТК на облучение образца микроволнами [2]. Расчетом для тех же V, A, W и частот f от 0.7 до 1.7 ТГц мы обнаружили, что на расширенном интервале по V_g , т.е. по $V-E$ появляются фотонные реплики основной ступени коэффициента прохождения $D(E)$, отвечающей пределу $A=0$ [3] (рис.1). Положение фотонных реплик дается формулой $|E-V|=n\hbar\omega$ ($n=1,2,3$) и не зависит от конкретных значений A (рис.1a). На зависимости dD/dE реплики видны как горбы, отошедшие вниз и вверх по E от основного пика (рис.1b). Появление фотонных реплик объяснено квазиклассическим торможением электрона с исходной энергией E при его переходе в канал с энергией, близкой к вершине барьера V . Переход сопровождается поглощением/испусканием квантов $\hbar\omega$ при $\omega > 1/\tau$, где $\tau = \pi W(m^*/2V)^{1/2}$ – время туннелирования в приближении ВКБ. Видно, что при $\hbar\omega=1$ мэВ $\approx \hbar/\tau$ фотонные ступени исчезают: вместо эквидистантных горбов на зависимости dD/dE присутствует лишь широкий максимум (рис.1b). Если кондактанс ТТК описывается формулой Ландауэра $G=D\cdot 2e^2/h$ [1,2], то экспериментальное наблюдение предсказанных в [3] реплик поможет установить механизм терагерцовой фотопроводимости.

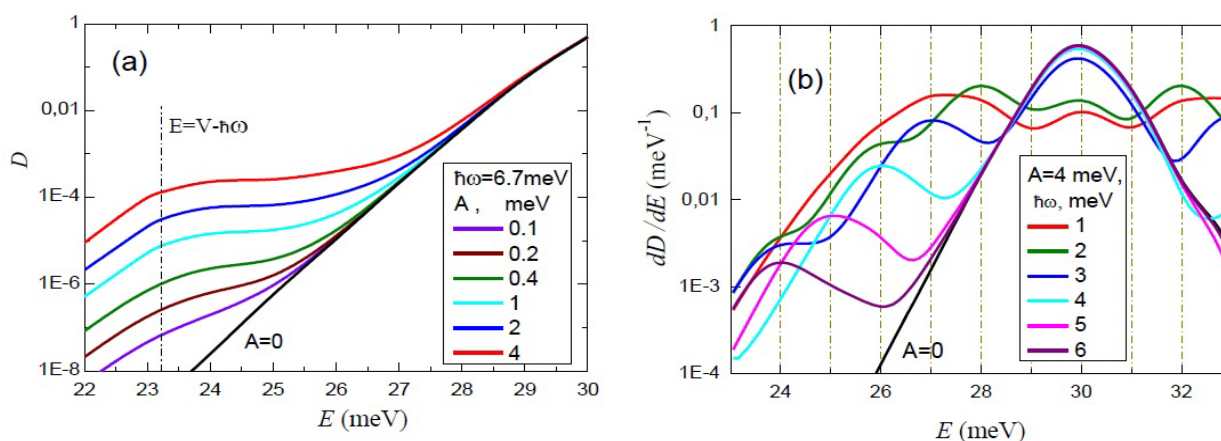


Рис.1.– Фотонные реплики основной ступени коэффициента прохождения при $E=V=30$ мэВ: $D(E)$ при $W=115$ нм, $\hbar\omega = 6.7$ мэВ и разных A (a), $D'(E)$ при $W=100$ нм, $A=4$ мэВ и разных $\hbar\omega$ (b). Положение реплик показано вертикальным пунктиром.

[1] M. Otteneder, Z. D. Kwon, O. A. Tkachenko et al., *Phys. Rev. Applied*, **10**, 014015 (2018).[2] О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, З. Д. Квон, *Письма в ЖЭТФ*, **102**, 417 (2015).[3] О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, Д. Г. Бакшеев, З. Д. Квон, *Письма в ЖЭТФ*, **108**, 422 (2018).

Терагерцовый ближнепольный отклик слоёв графена и структур на его основе

Трухин В.Н.¹, Мустафин И.А.¹, Лебедев С.П.¹, Baldycheva A.², Bandurin D.A.³

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

² College of Engineering, Mathematics and Physical Sciences, University of Exeter, Exeter, EX4 4QF, United Kingdom

³ School of Physics and Astronomy, University of Manchester, Manchester M13 9PL, United Kingdom

DOI 10.34077/Semicond2019-358

На протяжении последних лет пристальное внимание уделяется исследованию взаимодействия терагерцового излучения со структурами на основе углеродных нанотрубок и графена [1-3]. В первую очередь это связано с активным поиском новых материалов для создания дешевых, быстрых и высокочувствительных детекторов терагерцового (ТГц) излучения, функционирующих при комнатной температуре. Недавние исследования графена продемонстрировали перспективность этого материала как основы для создания элемента оптоэлектронных устройств [4] ТГц диапазона. Как известно, графен обладает сильным плазмонным откликом на ТГц частотах, что обусловлено как высокой плотностью, так и малой коллективной эффективной массой свободных носителей заряда [5]. Поэтому весьма актуальным является исследование взаимодействия электромагнитного излучения в ТГц спектральном диапазоне с зондом АСМ вблизи графена. Настоящая работа посвящена исследованию взаимодействия ближнепольной компоненты терагерцового электромагнитного поля с монослойным и многослойным графеном с использованием терагерцового ближнепольного микроскопа.

Для получения пленок графена использовался метод термического разложения поверхности SiC [6]. Многослойный графен синтезировался на металлической подложке методом химического газофазного осаждения (CVD) с последующим переносом на подложку кремния, поверхность которой была окислена. В качестве микроструктуры на основе монослоя графена исследовалась транзисторная структура, представляющая собой полосу графена шириной несколько микрон [7]. Терагерцовый безапертурный ближнепольный микроскоп, используемый в данной работе, представлял собой когерентный ТГц спектрометр с временным разрешением с интегрированным в него атомно-силовым микроскопом на базе сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) NanoEducator. Зонды изготавливались методом электрохимического травления провода вольфрама и были охарактеризованы в растровом электронном микроскопе.

Были исследованы волновые формы терагерцового импульса, возникающего в результате рассеяния терагерцового излучения зондом, ближнее поле которого модифицируется в результате взаимодействия с образцом. Экспериментально было показано, что сила взаимодействия ближнепольной компоненты терагерцового электромагнитного поля с многослойным графеном имеет по порядку ту же величину, как и в случае взаимодействия с поверхностью металла Au. Оказалось, что сила взаимодействия ближнепольной компоненты терагерцового электромагнитного поля с монослойным графеном на SiC значительно ниже. Было обнаружено, что в спектре ТГц излучения, рассеянного на системе «зонд + монослой графена на SiC», существуют особенности, которые отсутствуют в спектре исходного ТГц излучения. В области 1.2-1.6 ТГц присутствуют как усиленные, так и новые пики. Для транзисторной структуры на основе монослоя графена ТГц ближнепольный отклик становился больше, а в спектре появились резонансные линии, которых не было ни в спектрах ближнепольного терагерцового отклика для Au, ни в спектрах для не структурированных слоев графена. Возможно это обусловлено, как уже отмечалось ранее, сильным плазмонным откликом на терагерцовых частотах и проявлением интерференции плазмонов в графеновой полоске.

[1] T. Fuse et al., *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 013119 (2007)

[2] X. He, N. Fujimura et al., *Nano Letters* **14**, 3953 (2014)

[3] Vicarelli, L. et al., *Nature Mater.* **11**, 865–871 (2012)

[4] A. N. Grigorenko et al., *Nature Photonics* **6**, 749–758 (2012)

[5] T. Osuji et al., *J. Phys. D* **47**, 094006 (2014).

[6] В.Ю. Давыдов и др., *ФТП*, **51**, 1116 (2017)

[7.] D. A. Bandurin et al., *Appl.Phys.Lett.*, **112**, 141101 (2018)

Эффекты синхронизации волны зарядовой плотности СВЧ полем вблизи пайерлсовского перехода

Зыбцев С.Г., Никонов С.А., Покровский В.Я.

ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11 корп. 7

DOI 10.34077/Semicond2019-359

В квазиодномерных проводниках при приложении напряжения выше порогового волна зарядовой плотности (ВЗП) может двигаться, внося вклад в нелинейную проводимость. При воздействии на ВЗП СВЧ поля наблюдаются интерференционные явления – ступеньки Шапиро (СШ), являющиеся мощным инструментом для исследования ВЗП: по степени синхронизации ВЗП можно судить о её когерентности. Кроме того, ток ВЗП ($I_{ВЗП}$) первой СШ дает информацию о плотности заряда ВЗП n_c .

Данный доклад посвящён исследованию свойств ВЗП в области пайерлсовского перехода, природа которого до сих пор дискутируется. В качестве объекта исследований выбрано соединение NbS_3 -II, одна из ВЗП в котором образуется при $T_p \approx 360$ К и отличается высокой когерентностью [1]. Нам удалось наблюдать СШ вплоть до $T = T_p$ и даже выше. При стандартном определении $I_{ВЗП} = I - V\sigma(0)$, где $\sigma(0)$ – линейная проводимость, n_c падает при $T \rightarrow T_p$. Оказалось, что $n_c \propto 1 - \exp(-\Delta(T)/T)$, где $\Delta(T)$ изменяется согласно теории БКШ. Однако можно предположить, что ВЗП вблизи T_p вносит флуктуационный вклад в $\sigma(0)$ [2].

Тогда $I_{ВЗП} = I - V\sigma_\Delta$, где σ_Δ можно найти, экстраполируя $\sigma(0)$ из области низких температур: $\sigma_\Delta \propto \exp(-\Delta/T)$, $\Delta = 2000$ К. В этом случае получаем $n_c = \text{const}$ вплоть до $T = T_p$. На рис.1 пунктирными прямыми отмечено положение первых СШ. Видно, что при первом способе определения $I_{ВЗП}$ уменьшается с ростом T , а при втором – не изменяется.

Вклад ВЗП в $\sigma(0)$ может быть связан с термоактивированным крипом ВЗП [3], либо со спонтанным проскальзыванием фазы (СПФ) ВЗП. В результате СПФ вблизи T_p может возникать смесь нормальной и пайерлсовской фаз; при этом СПФ не даёт вклад в нелинейную проводимость. Помимо этого, СПФ может стимулировать локальный крип ВЗП, давая вклад как в $\sigma(0)$, так и в нелинейную проводимость [2].

Исследование ВАХ образцов сечением менее или порядка 10^{-3} мкм^2 показало, что в них вблизи T_p происходит размытие порогового поля. При этом $n_c(T)$ нельзя описать, используя формулу БКШ. Очевидно, в таких образцах СПФ происходит во всём сечении, приводя к крипу ВЗП. В более толстых образцах СПФ происходит как крип дислокаций и вносит только омический вклад в проводимость. Во всех случаях полученный вторым способом результат $n_c = \text{const}$ демонстрирует сохранение общего числа электронов в свободном и коллективном состояниях.

Работа проводилась при поддержке РФФИ (17-02-01343) и РНФ (17-12-01519).

[1] S.G. Zybtev et al., *Phys. Rev. B* **95**, 035110 (2017).

[2] V.Ya. Pokrovskii and S.V. Zaitsev-Zotov, *Phys. Rev. B* **61**, 13261 (2000).

[3] J. McCarten et al., *Phys. Rev. B* **46**, 4456 (1992).

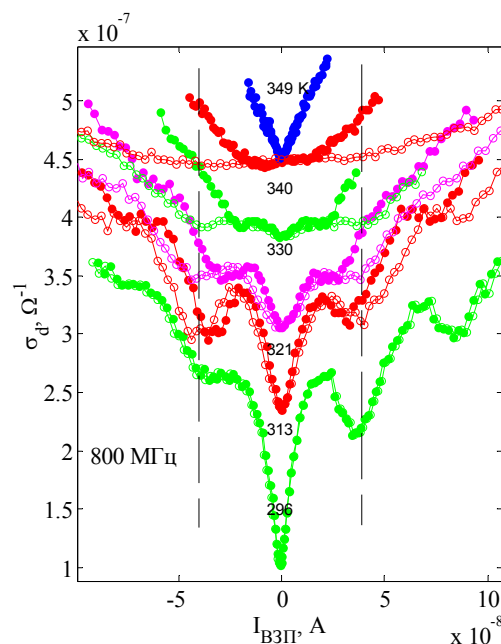


Рис.1. Зависимости дифференциальной проводимости от $I_{ВЗП}$ при СВЧ облучении. Образец $3.5 \text{ мкм} \times 3 \cdot 10^{-4} \text{ мкм}^2$. Из-за размерного эффекта $T_p = 330$ К.

Микроволновой фотоотклик в ёмкости полевых транзисторов на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs

Капустин А.А.¹, Дорожкин С.И.¹, Umansky V.², Smet J.H.³

¹ Институт Физики Твёрдого Тела РАН, 142432, Черноголовка, ул. Ак. Осипьяна, 2

² Department of Physics, Weizmann Institute of Science, 76100 Rehovot, Israel

³ Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Heisenbergstr.1, D-70569 Stuttgart, Germany

DOI 10.34077/Semicond2019-360

Исследовано влияние микроволнового облучения миллиметрового диапазона на ёмкость полевых транзисторов на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с высокоподвижным двумерным электронным газом (2ДЭГ). Для образцов трех различных архитектур обнаружены разные типы фотоотклика. (1) В полевом транзисторе с затвором, перекрывающим весь 2ДЭГ, при заполнении двух подзон размерного квантования облучение приводит к возникновению магнетоосцилляций с периодами по

обратному полю $\Delta_1 = e/hc(n_{s1} - n_{s2})$ и $\Delta_2 = e/2\pi f m^* c$, интерферирующих между собой [1].

Здесь n_{s1}, n_{s2} - плотности электронов в первой и второй подзонах, m^* - эффективная масса электронов и f - частота излучения. (2) В тех же образцах при заполнении одной подзоны размерного квантования влияние излучения сводится к подавлению амплитуды квантовых осцилляций емкости. (3) В полевых транзисторах с затвором, покрывающим только часть 2ДЭГ, излучение приводит к интерференции квантовых осцилляций емкости и осцилляций с

периодом Δ_2 , соответствующим индуцированным излучением магнетоосцилляциям сопротивления. В результате интерференции наблюдается усиление амплитуды квантовых осцилляций под облучением, см. рис.1(a). Наблюдаемые эффекты удается описать в рамках единой модели, учитывающей перераспределение электронов по энергии под облучением. В результате, при заполнении двух

подзон размерного квантования облучение приводит к перераспределению электронов между подзонами. В образцах с затвором, перекрывающим только часть 2ДЭГ, изменение длины экранирования под облучением приводит к изменению загиба зон около края затвора, осциллирующему с периодом Δ_2 и влияющему на величину квантовой емкости. Результаты расчета соответствующего эффекта представлены на рис.1(b).

Результаты расчета соответствующего эффекта представлены на рис.1(b).

Результаты расчета соответствующего эффекта представлены на рис.1(b).

Результаты расчета соответствующего эффекта представлены на рис.1(b).

Результаты расчета соответствующего эффекта представлены на рис.1(b).

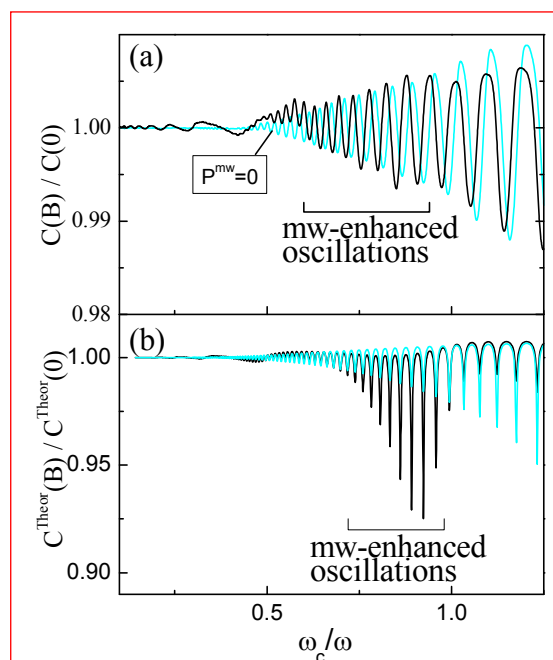


Рис.1. – (a) Нормированная магнетоёмкость, измеренная на образце с затвором, перекрывающим лишь часть площади 2ДЭГ, под облучением частоты 165 ГГц (темная кривая), и без облучения (светлая кривая), $T=0.5K$. (b) Результат теоретического расчета магнетоёмкости при таких же значениях параметров, которые были заданы в эксперименте.

[1] S.I. Dorozhkin et al., Phys. Rev. Lett., **117**, 176801 (2016).

Исследование эффектов объемной неустойчивости в одиночных GaN ННК в сильных электрических полях

Можаров А.М.^{1,2}, Шугуров К.Ю.¹, Федоров В.В.^{1,2}, Большаков А.Д.^{1,2}, Мухин И.С.^{1,2}

¹ СПбАУ РАН, Академический университет, 194021, Санкт-Петербург, улица Хлопина, дом 8, корпус 3, литер А

² Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49

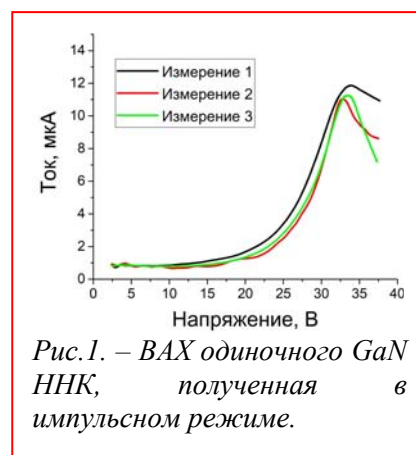
DOI 10.34077/Semicond2019-361

Электромагнитные волны терагерцового диапазона представляют большой интерес в современной науке и технике. В частности, сложные молекулы, такие как белки, ДНК и пр имеют резонансные пики в ТГц области спектра [1, 2]. Наравне с рентгеновскими методами исследования, исследование положений резонансов можно делать выводы о строении молекул, а также о поведении молекул в сильных ТГц полях.

На текущий момент имеется широкий набор приборов для обработки ТГц излучения, но вопрос создания компактных маломощных источников до сих пор остается открытым. В качестве примера источников можно привести полупроводниковые квантово-каскадные лазеры, тонкие пленки низкотемпературного арсенида галлия, создающие ТГц излучение при облучении фемтосекундным лазерным импульсом, а так же диоды Ганна [3]. Диоды Ганна, в самом простом случае, не требуют создания сложных квантовых полупроводниковых структур для своей работы, но электромагнитный диапазон их работы ограничен выбором материала и размерами активной области. Так, диоды Ганна, созданные на арсениде галлия, способны работать в ТГц области [4], в то время, как диоды на нитриде галлия (GaN) способны уходить в ТГц область спектра.

Рост нитрида галлия в виде нитевидных нанокристаллов (ННК) позволяет уменьшить количество дефектов в кристалле и существенно повысить качество материала, что сказывается граничной частоте работы диода Ганна.

В данной работе будут изложены результаты моделирования работы диода Ганна, реализованного на основе одиночного GaN ННК, а также экспериментальные результаты измерений в импульсном режиме вольт-амперных характеристик (ВАХ) от одиночного ННК в сильных электрических полях, обладающие участком отрицательной дифференциальной проводимости (рис.1).



Работа выполнена при финансовой поддержке гос. задания № 16.2593.2017/4.6, стипендии Президента № СП-2324.2018.1 и Фонда содействия инновациям (договор 11722ГУ/2017).

[1] T. R. Globus et al., *Journal of biological physics*, **29**(2-3), 89 (2003).

[2] N. Laman et al., *Biophysical journal*, **94**(3), 1010 (2008).

[3] M. Tonouchi, *Nature photonics*, **1**(2), 97 (2007).

[4] R. Miles, P. Harrison, D. Lippens, *Terahertz sources and systems*, Springer Science & Business Media (2001).

Осцилляции порогового поля и ступенек Шапиро в зависимости от мощности СВЧ облучения в соединении NbS_3 с волной зарядовой плотности

Никонов С.А., Зыбцев С.Г., Покровский В.Я.

ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11 корп. 7

DOI 10.34077/Semicond2019-362

Одним из свойств квазиодномерных проводников, роднящих их со сверхпроводниками, является эффект синхронизации скольжения волны зарядовой плотности (ВЗП) в СВЧ поле – возникновения ступенек Шапиро на ВАХ. Как и в сверхпроводниках, ширина ступенек, а также величина порогового поля, осциллирует в зависимости от напряжения СВЧ.

Типичным соединением с ВЗП является моноклинная фаза NbS_3 , на которой наблюдаются три пайерлсовских перехода: при 460 К (ВЗП-0), 360 К (ВЗП-1) и 150 К (ВЗП-2). ВЗП-1, скольжение которой можно наблюдать при комнатной температуре, обладает высокой когерентностью, и на ней удобно исследовать особенности ступенек Шапиро [1]. Нами было обнаружено [2], что пороговое поле, а также ширина ступенек Шапиро, осциллируют в зависимости от амплитуды СВЧ.

Скольжение ВЗП можно описать моделью вязкого трения, и её инерцией можно пренебречь. Таким образом, значение тока ВЗП в каждый момент времени мы можем вычислить из вольтамперной характеристики $I_{nl}(V)$, измеренной без облучения. Допустим, на образец подается СВЧ меандр с амплитудой V_{rf} и постоянное напряжение V_{dc} : $V = V_{dc} \pm V_{rf}$. Тогда I_{nl} также имеет вид меандров $I_{nl}(V_{dc} \pm V_{rf})$. Перемещение ВЗП за полупериод СВЧ $\delta x = \lambda_{nl}/2I_1$, где I_1 – ток первой гармоники, λ – период ВЗП. Расчёт δx показал, что первый минимум порогового поля (рис.1) соответствует $\delta x = \lambda$ за первые полупериода, и $\delta x = -\lambda$ – за вторые, второй минимум $\delta x = \pm 2\lambda$ и т.д. Первый минимум первой ступеньки Шапиро соответствует перемещению ВЗП на 2λ за первый полупериод СВЧ, и $-\lambda$ – за второй полупериод, второй минимум – на 3λ и -2λ . Аналогично для второй ступеньки первый минимум соответствует 3λ и $-\lambda$, второй минимум – 4λ и -2λ . Для третьей ступеньки первый минимум – 4λ и $-\lambda$, второй минимум – 5λ и -2λ и т.д..

Ранее подобные осцилляции рассматривали как функцию V_{rf} и приближали функцией Бесселя, которая не является строго периодической. В данной работе нами экспериментально показано, что в единицах перемещения ВЗП осцилляции порогового поля и гармоник строго периодичны, причём период колебаний равен λ . Осцилляции ширины ступенек Шапиро и порогового поля могут быть качественно описаны простой моделью вынужденных колебаний частицы в периодическом потенциале произвольной формы.

Работа проводилась при поддержке РФФИ (17-02-01343) и РНФ (17-12-01519).

[1] S.G. Zybtssev et al., *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 152112 (2009).

[2] S.G. Zybtssev et al., *Phys Rev. B*, **95**, 035110 (2017).

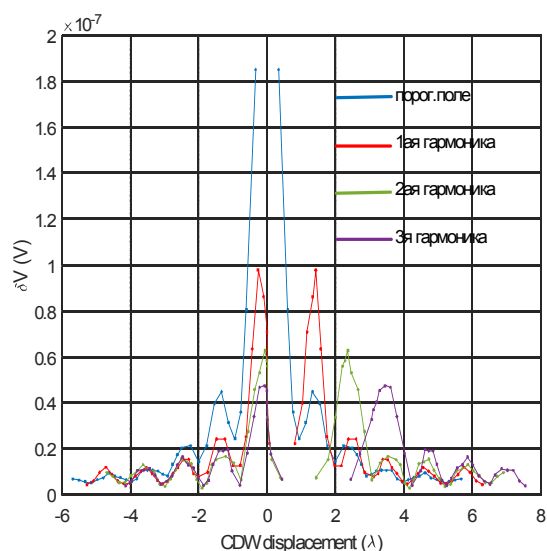


Рис.1. – Зависимость амплитуды ступеньки Шапиро и порогового поля от перемещения ВЗП за один период переменного напряжения (80 МГц)

Неуниверсальность частотной зависимости проводимости неупорядоченных гранулированных систем

Ормонт М.А., Звягин И.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, 119991, Москва, Ленинские горы, д.1, кор.2

DOI 10.34077/Semicond2019-363

Для многих неупорядоченных материалов (аморфные и легированные полупроводники, полупроводниковые стекла, проводящие полимеры, гранулированные материалы и т.п.) частотная зависимость проводимости в широком интервале частот может быть описана степенной зависимостью $\sigma(\omega) \sim \omega^s$, где s – постоянная ($0.7 < s < 1$) [1]. Универсальность степенной зависимости проводимости затрудняет получение информации о конкретных особенностях механизма переноса. По этой причине исследования отклонений от универсальности и нахождение их связи со структурными особенностями материала и с особенностями переноса играют важную роль. Степенную частотную зависимость вещественной части проводимости $\sigma_1(\omega)$ с показателем степени $s \approx 1$ обычно принято связывать с прыжковой проводимостью с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям с участием фононов (релаксационная проводимость) [1]. Частотная зависимость $\sigma_1(\omega)$, близкая к линейной, получается при не слишком высоких частотах и в теории низкотемпературной бесфононной (резонансной) прыжковой проводимости при учете кулоновских корреляций [2]. Имеющаяся теория бесфононной проводимости неупорядоченных полупроводников с мелкими примесными уровнями не учитывает неточности центров локализации носителей заряда; в тоже время на практике часто приходится иметь дело с неупорядоченными системами, включающими в себя центры локализации конечных размеров (наногранулы, квантовые точки, проводящие области в легированных компенсированных полупроводниках). В [3] было показано, что учет размеров гранул существенно влияет на результат при вычислении высокочастотной релаксационной прыжковой проводимости массива плотно упакованных гранул в режиме постоянной не зависящей от частоты длины прыжка (переходы между ближайшими соседями). В области высоких частот бесфононная составляющая проводимости σ_1^{res} преобладает над релаксационной σ_1^{rel} ; при этом $\sigma_1(\omega) \approx \sigma_1^{res}(\omega)$. Для неупорядоченного массива плотно упакованных сферических наногранул проведен расчет вещественной части высокочастотной бесфононной проводимости в парном приближении. Обобщение теории бесфононной проводимости систем с точечными примесными центрами на системы с областями локализации конечных размеров (массивы наногранул или квантовых точек) показало, что на высокочастотную проводимость $\sigma(\omega)$ влияет функция распределения расстояний между поверхностями гранул $P(w)$; это может приводить к отклонениям от линейной частотной зависимости вещественной части проводимости $\sigma_1(\omega)$ [4]. В окрестности частоты $\omega \sim \omega_c = 2I_0 / \hbar$ (I_0 – предэкспоненциальный множитель резонансного интеграла) для неупорядоченных гранулированных систем следует ожидать отклонений от универсальности $\sigma_1(\omega) \sim \omega^s$ ($s \approx 1$), связанных с ослаблением частотной зависимости проводимости $\sigma_1(\omega)$, и ее немонотонности. С увеличением размера гранул немонотонность $\sigma_1(\omega)$ должна проявляться при меньших частотах; это связано с уменьшением I_0 с увеличением размера гранул.

[1] I.P. Zvyagin, In: *Charge Transport in Disordered Solids with Applications in Electronics* / Ed. S. Baranovski. John Wiley & Sons, Chichester (2006). P. 339.

[2] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос, *ЖЭТФ*, **81**, 406 (1981).

[3] I.P. Zvyagin, In: *Abstracts to 14 Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology"*, St.Petersburg, Russia, June 26 – 30, 2006. P. 226.

[4] М.А. Ормонт, И.П. Звягин, *ФТТ*, **60**, вып.12, 2331 (2018).

Влияние СВЧ поля на туннельный точечный контакт в двумерном электронном газе

Ярошевич А.С.¹, Квон З.Д.^{1,2}, Ткаченко О.А.¹, Ткаченко В.А.^{1,2,3},
Родякина Е.Е.^{1,2}, Латышев А.В.^{1,2}

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

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

³ Новосибирский государственный технический университет, 630072, Новосибирск,

DOI 10.34077/Semicond2019-364

Вслед за работами [1,2], в которых была обнаружена гигантская микроволновая и терагерцовая фотопроводимость туннельного точечного контакта (ТТК) в двумерном электронном газе (ДЭГ), мы на тех же образцах при 4.2 К нашли гигантскую фотопроводимость для гораздо меньших частот $f \sim 1$ ГГц. СВЧ поле подводилось к образцу по центральной жиле коаксиального кабеля, экран которого был заземлен вместе с одним из токовых контактов к ДЭГ. Измеренные затворные характеристики ТТК показали сильный рост его кондактанса G по мере уменьшения коэффициента ослабления подаваемой СВЧ мощности P в децибелах (рис.1).

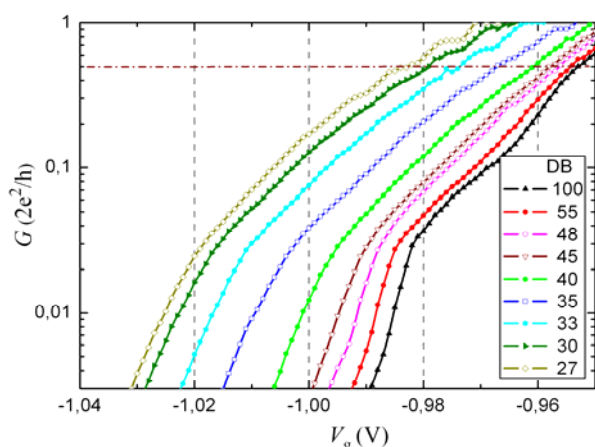


Рис.1. $G(V_g, P)$ при $f=2.44$ ГГц для ТТК.

Отчасти рост G вызван сдвигом кривых $G(V_g)$ с увеличением P , что наблюдалось и при $f \sim 150$ ГГц [1]. Возможной причиной сдвига является выпрямление СВЧ напряжения, которое понижает высоту барьера в ТТК, но обнаруженное поведение сложнее, чем для статического барьера $V(P)/ch^2(x/W)$ [3]. Так, на зависимостях $G(V_g)$ обнаружен необычный излом при $G \approx 0.03 \cdot 2e^2/h$, который размывается с ростом P . Вероятно, реальный барьер имеет широкое основание и узкую макушку. При высоких P видны частые ступеньки выше и ниже $G=e^2/h$. Заметим, что

теория фотон-ассистированного прохождения электрона через барьер $[V+A \cdot \cos(\omega t)]/ch^2(x/W)$ и формула Ландауэра $G=D \cdot 2e^2/h$, где D – коэффициент прохождения, были использованы для моделирования микроволновой и терагерцовой фотопроводимости таких ТТК в ДЭГ с энергией

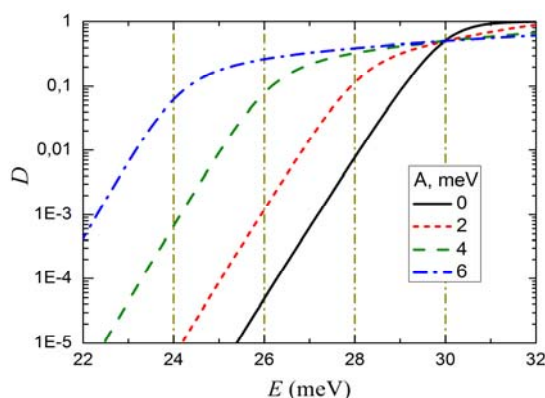


Рис.2. $D(E, A)$ для барьера при $\omega\tau \ll 1$.

Ферми $E_F \approx 27$ мэВ [2,3]. При этом найдены параметры барьера $V \approx 30$ мэВ, $W \approx 100$ нм, $A < 6$ мэВ. Если $f < 24$ ГГц, то такой барьер не успевает измениться за время тунnelирования электрона $\tau = \pi W(m^*/2V)^{1/2}$, но зависимость коэффициента прохождения D от энергии необходимо усреднить по периоду колебаний. Это дает гигантское увеличение D с ростом A и появляются ступени на зависимости $D(E)$, отвечающие условию $V-E \approx A$ (рис.2) [4]. В контрасте с рис.1, все расчетные кривые $D(E)$ проходят через общую точку $D=0.5$, поскольку в модели фиксирована средняя

высота барьера $V=30$ мэВ, по аналогии с [2].

[1] A. D. Levin, G.M. Gusev, Z. D.Kvon, A. K. Bakarov et al., *Appl. Phys. Lett.* **107**, 072112 (2015).

[2] M. Otteneder, Z. D. Kvon, O. A. Tkachenko et al., *Phys. Rev. Applied.* **10**, 014015 (2018).

[3] О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, З. Д. Квон, *Письма в ЖЭТФ*, **102**, 417 (2015).

[4] О.А. Ткаченко et al., *Сибирский физический журнал.* **13**, № 4, 74–90 (2018).

Секция 9. Углеродные и
графеноподобные наноматериалы,
дихалькогениды переходных металлов,
перовскиты, органические
полупроводники, молекулярные
СИСТЕМЫ

Электромагнитный дрессинг наноструктур

Кибис О.В.

Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск,
пр. К. Маркса, 20

DOI 10.34077/Semicond2019-366

Одним из активно развивающихся научных направлений в современной физике является исследование перенормировки (ренормализации) электронных свойств различных систем, обусловленной нерезонансным взаимодействием электронов с сильным высокочастотным электромагнитным полем. Поскольку частоты нерезонансного поля лежат далеко от характерных частот электронной системы, то это поле не поглощается электронами и, следуя общепринятой терминологии нелинейной оптики, называется «одевающим полем» (dressing field). Соответственно, ренормализация электронных свойств одевающим полем называется «электромагнитным одеванием» или «электромагнитным дрессингом» (electromagnetic dressing). Традиционно, электромагнитный дрессинг относится к юрисдикции нелинейной оптики и долгое время исследовался лишь применительно к атомарным и молекулярным системам в сильных лазерных полях. Однако успехи в технологии изготовления наноструктур привели к тому, что область приложения методологии электромагнитного дрессинга существенно расширилась: благодаря разнообразию наноструктур появилась возможность наблюдения новых фундаментальных эффектов на стыке нелинейной оптики и физики низкоразмерных электронных систем. Как следствие, в последние годы сформировался междисциплинарный тренд, основной задачей которого является исследование электромагнитного дрессинга различных наноструктур с учетом многообразия их электронных свойств. Проводя работы в рамках данного научного направления, мы теоретически исследовали электромагнитный дрессинг электронов в различных наноструктурах, включая квантовые кольца [1,2], дихалькогениды переходных металлов [3], графен [4,5] и спиновые транзисторы [6]. Из полученных нами результатов следует, что электромагнитный дрессинг существенным образом ренормализует стационарные электронные и спиновые характеристики наноструктур, приводя к появлению качественно новых светоиндуцированных явлений. В частности, одевающее поле индуцирует анизотропию электронных и спиновых свойств, приводит к появлению осциллирующей зависимости электронных транспортных характеристик как функции интенсивности одевающего поля, качественно меняет структуру уровней Ландау в магнитном поле и др. Предлагаемый доклад посвящен обсуждению этих новых физических эффектов.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 17-02-00053.

[1] V. K. Kozin, I. V. Iorsh, O. V. Kibis, I. A. Shelykh, *Physical Review B*, **97**, 155434 (2018).

[2] V. K. Kozin, I. V. Iorsh, O. V. Kibis, I. A. Shelykh, *Physical Review B*, **97**, 155434 (2018).

[3] O. V. Kibis, K. Dini, I. V. Iorsh, I. A. Shelykh, *Physical Review B*, **95**, 125401 (2017).

[4] I. V. Iorsh, K. Dini, O. V. Kibis, I. A. Shelykh, *Physical Review B*, **96**, 155432 (2017).

[5] O. V. Kibis, S. Morina, K. Dini, I. A. Shelykh, *Physical Review B*, **93**, 115420 (2016).

[6] A. S. Sheremet, O. V. Kibis, A. V. Kavokin, I. A. Shelykh, *Physical Review B*, **93**, 165307 (2016).

Перенос энергии в гибридных светоизлучающих структурах между нанокристаллами перовскитов и полимерной матрицей при оптическом и электрическом возбуждении

Алешин А.Н., Чикалова-Лузина О.П., Щербаков И.П., Овезов М.К.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-367

В последнее время нанокристаллы (НК) перовскитов вызывают большой интерес из-за их уникальных оптических свойств, таких как узкий спектр и перестраиваемая длина волны излучения, высокая квантовая эффективность фотolumинесценции (ФЛ) и др., что делает их перспективным классом материалов для солнечных элементов, светодиодов и светоизлучающих полевых транзисторов (СИ-ПТ) [1]. Введение неорганических перовскитных НК в матрицу светоизлучающих полупроводниковых полимеров улучшает технологичность и стабильность таких гибридных пленок и приборов. В данной работе нами на основе теории Фёрстера рассмотрен перенос энергии безызлучательного возбуждения от перовскитных НК CsPbBr_3 к светоизлучающей матрице полупроводникового полимера МЕН-PPV, а также были экспериментально исследованы оптические и электрические свойства гибридных пленок МЕН-PPV: CsPbBr_3 (НК). Была исследована зависимость интенсивности ФЛ матрицы МЕН-PPV как функция концентрации НК CsPbBr_3 при 300 К. Как теоретически, так и экспериментально было обнаружено снижение интенсивности ФЛ с увеличением концентрации НК CsPbBr_3 , при этом затухание ФЛ, измеренное экспериментально, оказалось более сильным по сравнению с теоретическим [2]. Были разработаны СИ-ПТ с активными слоями на основе МЕН-PPV: CsPbBr_3 (НК) и исследованы их электрические и оптические свойства. Обнаружено, что СИ-ПТ на основе пленок МЕН-PPV: CsPbBr_3 (НК) демонстрируют при 290-100 К вольт-амперные характеристики характерные для дырочного транспорта, а температурная зависимость подвижности $\mu(T)$ свидетельствует о прыжковом механизме проводимости. Установлено, что зависимости интенсивностей ФЛ и электролюминесценции (ЭЛ) композитных пленок МЕН-PPV: CsPbBr_3 (НК) и СИ-ПТ на их основе от величин оптической и электрической мощности возбуждения являются сублинейными и суперлинейными соответственно. При этом интенсивность ЭЛ при 300 К МЕН-PPV: CsPbBr_3 (НК) СИ-ПТ в 100 раз выше, чем у ранее исследованных СИ-ПТ на основе PFO: CsPbI_3 (НК) и PFO: CsPbBr_3 (НК) [3,4]. Рассмотрены механизмы излучательной рекомбинации и переноса энергии в таких структурах при оптическом и электрическом возбуждении. Обсуждаются причины количественных различий между экспериментальными и теоретическими результатами для зависимостей интенсивности ФЛ от концентрации НК в пленках МЕН-PPV: CsPbBr_3 (НК). Более высокая интенсивность ЭЛ наблюдаемая в СИ-ПТ на основе пленок МЕН-PPV: CsPbBr_3 (НК) по сравнению с СИ-ПТ на основе PFO: CsPbI_3 (НК), PFO: CsPbBr_3 (НК) может быть связана с эффективным переносом энергии в МЕН-PPV: CsPbBr_3 (НК) гибридных светоизлучающих структурах между НК перовскитов и полимерной матрицей при оптическом [2] и электрическом возбуждении.

[1] H.-C. Wang et al., *Small* **14**, 1702433 (2018).

[2] O.P. Chikalova-Luzina, A.N. Aleshin et al., *Synth. Metals* **246**, 230 (2018).

[3] A.N. Aleshin et al., *Organic Electronics* **50**, 213 (2017).

[4] A.N. Aleshin et al., *Phys. Sol. St.*, **61**, 256 (2019).

Неупругое рассеяние света с переворотом спина в перовските CsPbBr₃

Калитуха И.В.¹, Сапега В.Ф.¹, Яковлев Д.Р.^{1,2}, Димитриев Г.С.¹, Canneson D.², Родина А.В.¹,
Ивченко Е.Л.¹, Lhuillier E.³, Bayer M.^{1,2}

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

²Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, 44227, Dortmund, Germany

³Sorbonne Universités, UPMC Univ Paris 06, CNRS-UMR 7588, Institut des NanoSciences de Paris, 75005 Paris, France

DOI 10.34077/Semicond2019-368

Перовскит CsPbBr₃ исследуется методом неупругого рассеяния света с переворотом спина (РСПС). Данный метод позволяет измерять g-факторы носителей заряда – электронов и дырок – и экситонных комплексов, изучать механизм переворота спина. Эксперимент проводится в магнитном поле до 10 Тесла при низких температурах. Результаты представлены для трех систем: объемный кристалл, коллоидные нанокристаллы, поликристаллическая пленка.

В спектрах РСПС объемного кристалла перовскита в магнитном поле обнаружены линии, соответствующие перевороту спина электрона, дырки и экситона. По рамановскому сдвигу этих линий в магнитном поле определены g-факторы электрона $g_e = 2.06$, дырки $g_h = 0.65$ и экситона $g_x = 2.72$. Измерена угловая зависимость g-факторов и тонкая структура экситона. Также в спектрах комбинационного рассеяния наблюдается линия РСПС с энергетическим сдвигом $\Delta = 2g_e \mu B$, соответствующая двойному перевороту спина электрона ($g_{2e} = 4.10$). Эту линию РСПС можно объяснить процессом, в котором фотовозбужденный экситон инициирует переворот спина у двух электронов, локализованных в пределах его боровского радиуса.

В спектрах комбинационного рассеяния коллоидных нанокристаллов также присутствуют линии РСПС электрона, дырки и экситона с g-факторами $g_e = 1.93$, $g_h = 0.78$ и $g_x = 2.65$, соответственно. Эти значения согласуются с данными, полученными методом поляризационной спектроскопии фотолюминесценции [1]. В больших магнитных полях линия, соответствующая перевороту спина электрона, расщепляется на 2 линии. Такое поведение демонстрирует анизотропию g-фактора электрона. Две линии, соответствующие перевороту спина электрона, можно объяснить переворотом спина в двух типах нанокристаллов: ось с одних нанокристаллов лежит в плоскости подложки, в то время как у других она перпендикулярна ей.

В поликристаллической пленке ориентация всех нанокристаллов на подложке одинаковая вследствие отжига. В спектре такого образца есть линии переворота спина электрона, дырки, экситона и двойной переворот спина электрона с соответствующими g-факторами: $g_e = 2.07$, $g_h = 0.76$, $g_x = 2.68$ и $g_{2e} = 4.15$.

Проанализированы механизмы переворота спина носителей и экситона и его особенности в объемном материале, коллоидных нанокристаллах и поликристаллической пленке.

Мы благодарим за поддержку Российский фонд фундаментальных исследований, проект № 19-52-12064 ННИО-а.

[1] D. Canneson, E.V. Shornikova, D.R. Yakovlev, T. Rogge, A.A. Mitioglu, M.V. Ballottin, P.C.M. Christianen, E. Lhuillier, M. Bayer, L. Biadala, *Nano Lett.*, **17**, 6177-6183 (2017).

Квантовый точечный контакт в двухслойном графене

Крайнов И.В.¹, Дмитриев А.П.¹, Горный И.В.^{1,2,3}, Kraft R.², Gall V.^{2,3}, Krupke R.^{2,4}, Danneau R.²

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

² Institute of Nanotechnology, Karlsruhe Institute of Technology, D-76021 Karlsruhe, Germany

³ Institute for Condensed Matter Theory, Karlsruhe Institute of Technology, D-76128 Karlsruhe, Germany

⁴ Department of Materials and Earth Sciences, Technical University Darmstadt, 64287 Darmstadt, Germany

DOI 10.34077/Semicond2019-369

В настоящий момент ведутся активные работы по изучению управления физическими свойствами графена и его производных как перспективного материала для создания новой приборной базы. Носители заряда в графене обладают не только спином, но и долинной степенью свободы, в связи с чем, встает вопрос о манипуляции данным параметром в системе и генерации долинной поляризации, что находится в естественном русле развития валлейтроники. Для этой цели нами был исследован квантовый точечный контакт (КТК) в двуслойном графене. Данная система интересна и с фундаментальной точки зрения, так как спустя 30 лет после открытия квантования проводимости в результате формирования одномерных подзон в баллистическом сужении, этот эффект остается одним наиболее ярких в мезоскопической физике. Благодаря быстрому развитию нанотехнологий, геометрия квантового точечного контакта, используемая в этих экспериментах стала основным инструментом для изучения физики одномерного транспорта и проектирование сложных устройств и схем. В то время как подавляющее большинство 1D баллистических систем показывают квантование проводимости в единицах $2e^2/h$, где коэффициент два связан с вырождением по спину, структуры с однослойным и двухслойным графеном за счет спинового и долинного вырождения должны давать квантование в $4e^2/h$. Эксперименты по измерению баллистической проводимости, выполненные группой под руководством R. Danneau, продемонстрировали полное снятие долинного вырождения одномерных подзон в КТК электростатически созданным в двуслойном графене при приложении внешнего магнитного поля [1]. В слабых магнитных полях, наблюдается квантование проводимости КТК в единицах $4e^2/h$, однако с увеличением магнитного поля она квантуется на величину $2e^2/h$, что свидетельствует о снятии долинного вырождения. В сильных магнитных полях кондуктанс меняется по-прежнему на $4e^2/h$. Была построена теория описывающая долинное расщепление во внешнем магнитном поле электронных состояний в КТК из двуслойного графена [1]. Наша модель, основанная на эффективном гамильтониане нижних зон биграфена хорошо согласуется с расщеплением уровней Ландау, а также с наблюдаемым экспериментально экзотическим слиянием состояний К и К' долин из 1D подзон с номерами (N; N + 2) в нулевом магнитном поле.

[1] R. Kraft, I. V. Krainov, V. Gall, et al., *Phys. Rev. Lett.* **121**, 257703 (2018).

Рассеяние электронов на коллективных возбуждениях конденсата в Бозе-Ферми системах

Villegas K.H.A.¹, Sun M.¹, Ковалёв В.М.^{2,3}, Савенко И.Г.^{1,2}

¹ Institute for Basic Science, Daejeon 34126, South Korea

² ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

³ Новосибирский государственный технический университет, 630072, Новосибирск, пр. Карла Маркса, 20

DOI 10.34077/Semicond2019-370

Изучается новый механизм рассеяния электронов в гибридных Бозе-Ферми системах, состоящих из двумерного электронного газа и Бозе-конденсата не прямых (дипольных) экситонов (Рис. 1). Мы показываем, что рассеяние электронов с участием пары боголонов (возбуждений конденсата) является в некотором диапазоне температур определяющим механизмом, поскольку оно вносит преобладающий вклад в проводимость электронов, по сравнению с одно-боголонными, фоновыми процессами и процессами рассеяния на примесях, даже при учёте эффектов экранировки [1].

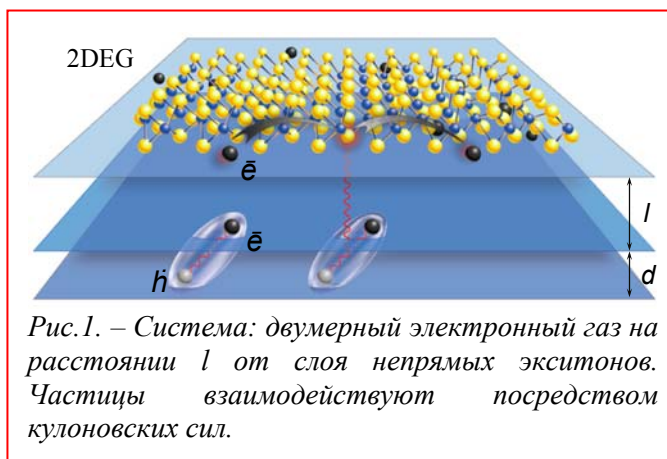


Рис.1. – Система: двумерный электронный газ на расстоянии l от слоя не прямых экситонов. Частицы взаимодействуют посредством кулоновских сил.

Основываясь на теоретической модели Блоха-Грюнаизена, мы разработали микроскопическую теорию эффекта двухболонного рассеяния электронов, рассматривая графен [2], GaAs и MoS₂ материалы, и определили температурную зависимость сопротивления, которая отличается от традиционной, обусловленной рассеянием электронов на колебаниях решётки (Рис. 2). Отличия особенно явно просматриваются в пределе низких и высоких температур.

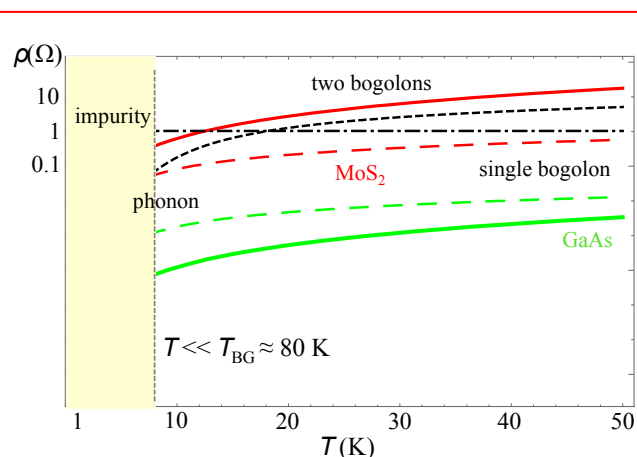


Рис.2. – Сопротивление электронного газа как функция температуры для GaAs и MoS₂ для концентрации конденсата 10^9 см^{-2} и концентрации электронов 10^{13} см^{-2} . Чёрные штриховая и штрихпунктирная линии показывают вклады фононов и примесей в сопротивление.

Исследовано влияние различных параметров, таких как плотность конденсатных частиц, концентрация электронов и расстояние между слоями, на температурное поведение сопротивления электронной подсистемы. Показано, что при увеличении плотности конденсата сопротивление, обусловленное взаимодействием электронов с боголонами, уменьшается. При определенных значениях параметров системы, в частности, концентрации электронов, сопротивление электронного газа определяется, в основном, лишь процессами электрон-2-х-болонного рассеяния (Рис. 2).

В работе [1] также обсуждается возможность куперовского спаривания электронов за счет процессов обмена боголюбковскими возбуждениями между ними.

[1] K. H. A. Villegas et al., arXiv:1902.01214 (2019).

[2] M. Sun et al., Phys. Rev. B **99**, 115408 (2019).

Генерация второй гармоники оптического излучения из графена при комбинированном воздействии оптического и ТГц полей

Бодров С.Б., Корытин А.И., Оладышкин И.В., Сергеев Ю.А., Степанов А.Н., Токман М.Д.
ИПФ РАН, 603950, г. Нижний Новгород. БОКС - 120, ул. Ульянова, 46.

DOI 10.34077/Semicond2019-371

В последнее десятилетие важным направлением физики конденсированных сред является исследование нелинейно-оптических и квантово-оптических эффектов в графене в оптическом, инфракрасном и терагерцовом диапазонах [1]. Благодаря бесщелевой дисперсии фермионов, нулевой эффективной массе носителей (вплоть до энергий порядка 1.5eV) и высокой скорости Ферми монослои графена обладают уникально высокими нелинейными восприимчивостями. С точки зрения физики взаимодействия излучения с графеном особый интерес представляют эффекты, обусловленные квадратичной нелинейностью, в частности – генерация второй гармоники. В настоящей работе исследуются генерации второй гармоники оптического излучения при одновременном воздействии сильным ТГц полем [2]. Поскольку графен обладает симметрией относительно преобразования инверсии в плоскости монослоя, квадратично-нелинейный отклик запрещен в рамках дипольного приближения. Приложение ТГц поля величиной 250 кВ/см задействует механизм кубичной нелинейности. Это непертурбативный режим взаимодействия световещество, такие поля заведомо сильно возмущают исходное распределение фермионов: электроны и дырки ускоряются до энергий порядка 0.2 eV, а количество носителей заряда увеличивается за время действия ТГц импульса в несколько раз за счет рождения электронно-дырочных пар.

Для исследования была использована титан-сапфировая лазерная система Spitfire, генерирующая фемтосекундные импульсы с энергией 0.7 мДж, центральной длиной волны 795 нм и длительностью 70 фс с частотой повторения 700 Гц. Интенсивные ТГц импульсы генерировались с использованием техники наклонного фронта интенсивности.

Регистрация второй гармоники осуществлялась в зеркальном направлении с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) Hamamatsu R4220, перед которым стояли интерференционные и узкополосные фильтры, отсекающие постороннее излучение. В качестве образца использовался однослойный CVD графен на боросиликатном стекле.

В ходе эксперимента была исследована генерация ВГ при различных сочетаниях поляризаций оптического и ТГц излучений. Также были изучены зависимости интенсивности ВГ от задержки между оптическими и ТГц импульсом, от энергии оптического и ТГц полей. На рис. 2 приведен пример временной зависимости сигнала второй гармоники. Была развита теоретическая модель генерации второй гармоники излучения на основе решения уравнения для матрицы плотности.

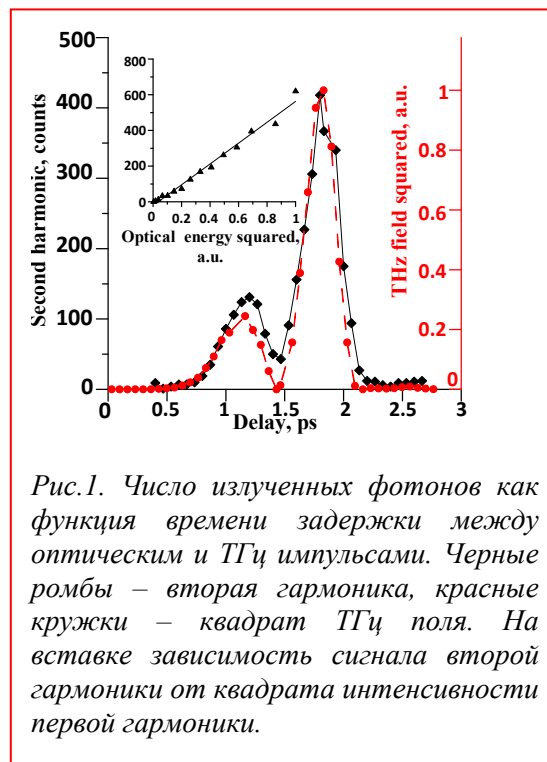


Рис.1. Число излученных фотонов как функция времени задержки между оптическим и ТГц импульсами. Черные ромбы – вторая гармоника, красные кружки – квадрат ТГц поля. На вставке зависимость сигнала второй гармоники от квадрата интенсивности первой гармоники.

[1] F. Bonaccorso, Z. Sun, T. Hasan, A.C. Ferrari, *Nat. Photon.*, **4**, 611 (2010).

[2] M. Tokman et al., *Phys. Rev. B* **99**, 155411 (2019).

Сорбционные свойства наноструктурированной углеродной "шубы" на поверхности микрогранул окиси алюминия

Вайнер Б.Г.^{1,2}, Володин А.М.³, Шепелин А.В.²

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

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

³ ИК СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 5

DOI 10.34077/Semicond2019-372

Твердотельные материалы со структурой ядро-оболочка типа Oxide@C, представляющие собой оксидное ядро диаметром около 20-100 нм с нанесенным углеродным покрытием (графен или нанослой другого типа) – это достаточно широкий класс функциональных материалов, используемых в разных областях химического материаловедения, в медицине (гемо- и энтеросорбенты) и др. Одним из практически важных свойств таких углеродных покрытий является стабилизация размера оксидных ядер при высоких температурах за счет устранения прямого контакта между ними. Так для Al_2O_3 и алюмината кальция структуры майенита ($12CaO \cdot 7Al_2O_3$, обозначается обычно как C12A7) удается сохранить исходный размер ядра вплоть до температур 1400-1500 °С, что позволяет изучать размерные эффекты в высокотемпературных фазовых и химических превращениях таких материалов [1,2]. В системе C12A7@C оболочка препятствует укрупнению наночастиц оксидных ядер даже при температурах выше их температуры плавления [1].

Для лучшего понимания физико-химических свойств поверхности подобных структур актуальным является изучение их гидрофильных и гидрофобных свойств, в том числе, сорбционных свойств при взаимодействии с парами воды. Это важно также с практической точки зрения, поскольку присутствие молекул воды, как правило, всегда сопутствует применению данных наночастиц. В настоящей работе исследование сорбционных свойств поверхности структур типа Oxide@C с ядром из Al_2O_3 и из алюмината кальция, спрессованных в микрогранулы, проводилось тепловизионным методом с применением оригинальной автоматизированной установки, созданной в ИФП СО РАН. Развитый экспериментальный подход обладает высокой информативностью, позволяя выявлять особенности скрытых процессов при взаимодействии молекул газа с твердыми телами [3].

На рис. 1 показана измеренная матричным тепловизором ТКВр-ИФП/СВИТ температурная динамика вышеописанных структур в режиме адсорбции при резкой подаче к образцам насыщенного пара H_2O ($T = 25^\circ C$) и в режиме десорбции при вакуумировании. Хорошо видно, что сорбционные свойства наночастиц с ядрами разной природы кардинально различаются. При этом частицы, покрытые углеродом, проявляют иные свойства гидрофильности, чем частицы без покрытия.

Работа поддержана грантом РФФИ № 18-08-00956.

[1] A.M.Volodin et al., *Mater. Lett.*, **189**, 210 (2017).

[2] I.V.Yakovlev et al., *Ceram. Int.*, **44**, 4801 (2018).

[3] B.G.Vainer, In: *RCCT-2017 (26-30.06.2017, Novosibirsk)*, Novosibirsk: NIIC SB RAS, **56** (2017).

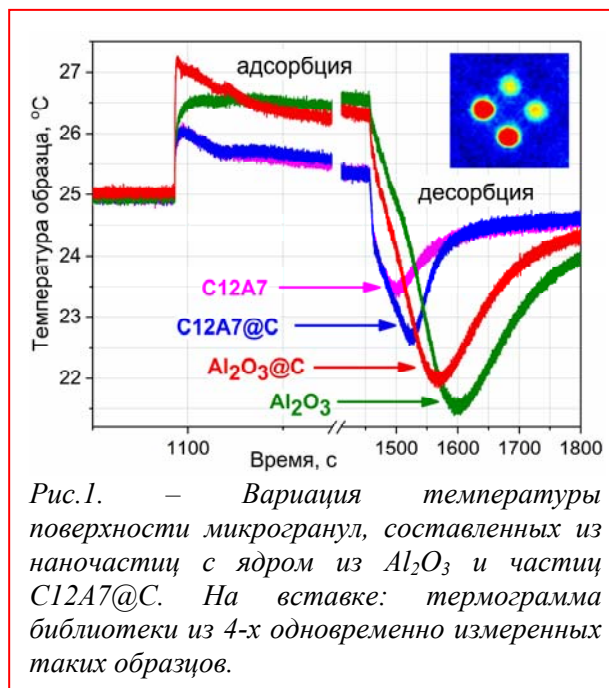


Рис.1. – Вариация температуры поверхности микрогранул, составленных из наночастиц с ядром из Al_2O_3 и частиц C12A7@C. На вставке: термограмма библиотеки из 4-х одновременно измеренных таких образцов.

Диагностика многослойных структур на основе органических полупроводников при помощи методов спектроскопии адмиттанса и переходной электролюминесценции

Войцеховский А.В.¹, Несмелов С.Н.¹, Дзядух С.М.¹, Коханенко А.П.¹, Копылова Т.Н.^{1,2}, Дегтяренко К.М.¹

¹ Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

² Сибирский физико-технический институт ТГУ, 634050, Томск, пл. Новособорная, 12

DOI 10.34077/Semicond2019-373

Исследования электрофизических свойств многослойных органических и органо-неорганических систем актуальны из-за возможностей разработки новых приборов (например, органических светодиодов (ОСИД), солнечных элементов, тонкопленочных транзисторов) с расширенными функциональными возможностями и относительно недорогой технологией [1].

Важным методом получения информации о процессах в органических и органо-неорганических структурах является измерение адмиттанса (или импеданса) при различных условиях [2–4]. В работе обобщаются результаты экспериментальных исследований частотных, температурных и полевых зависимостей адмиттанса органо-неорганических структур на основе пентацена с диэлектриками SiO_2 и $\text{SiO}_2/\text{Ga}_2\text{O}_3$ (в конфигурации МДП), а также ОСИД-структур с эмиссионным слоем из вещества ЯК-203 – (2-N,2-N,8-N-тетракис(4-метоксифенил)-дибензотиофен-5,5-диоксид)-2,8-диамин).

При изучении МДП-структур на основе пентацена показано, что при температурах, близких к комнатной, минимальные значения емкости на вольт-фарадных характеристиках (ВФХ) структур определяются образованием инверсионного слоя. Кинетика образования инверсионного слоя определяется температурой и типом подложки ($\text{SiO}_2/\text{Ga}_2\text{O}_3$ или SiO_2). Концентрация дырок в пентаcene определена по формуле Мотта-Шоттки при разных частотах и температурах. На температурной зависимости приведенной проводимости наблюдаются максимумы (Рис.1), которые вызваны перезарядкой ловушек в объеме пентацена. Свойства ОСИД-структур изучались при помощи методов вольтамперных характеристик, адмиттанса и переходной электролюминесценции. Обсуждаются частотные и температурные зависимости адмиттанса при различных напряжениях смещения. Подвижность носителей заряда определялась из результатов измерения частотных зависимостей мнимой части импеданса структур [4]. Подвижность носителей заряда возрастает при увеличении напряженности электрического поля в образце, но уменьшается при охлаждении структуры. Значения подвижности, найденные из измерений импеданса, почти на порядок меньше значений, определенных методом переходной электролюминесценции.

Исследования проведены при финансовой поддержке РФФИ и Администрации Томской области в рамках научного проекта р_а № 18–43–700005.

[1] S.S. Sun, L.R. Dalton, *Introduction to organic electronic and optoelectronic materials and devices*, Taylor & Francis, Boca Raton (2016).

[2] M. Estrada et al., *IEEE Trans. Electron Dev.*, **60**, 2057 (2013).

[3] H. Hirwa et al., *Org. Electron.*, **24**, 303 (2015).

[4] D.C. Tripathi et al., *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 14 (2011).

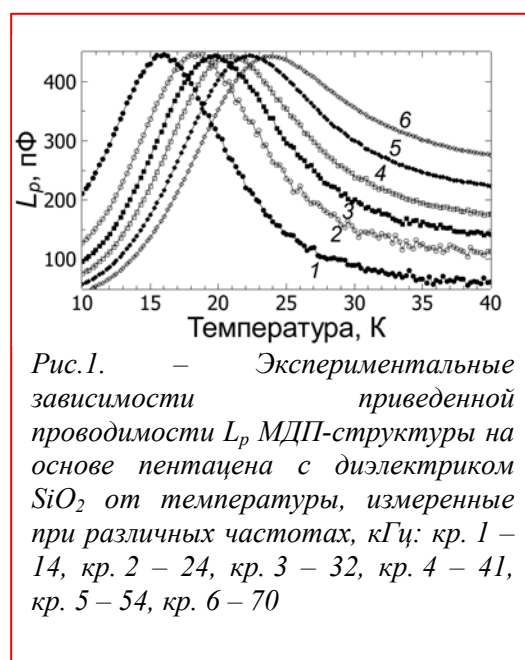


Рис.1. – Экспериментальные зависимости приведенной проводимости L_p МДП-структуры на основе пентацена с диэлектриком SiO_2 от температуры, измеренные при различных частотах, кГц: кр. 1 – 14, кр. 2 – 24, кр. 3 – 32, кр. 4 – 41, кр. 5 – 54, кр. 6 – 70

Экситон-фононное взаимодействие в атомарно тонких дихалькогенидах переходных металлов

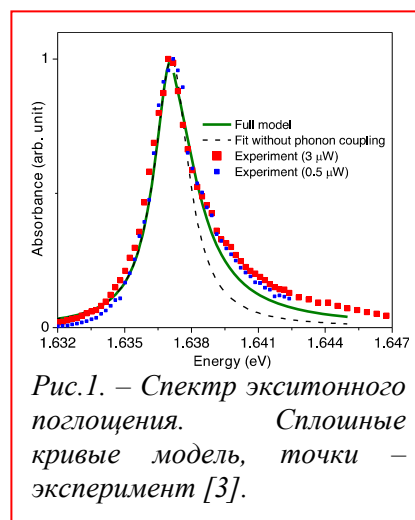
Глазов М.М., Семина М.А.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-374

Оптические свойства атомарно тонких полупроводников на основе монослоев дихалькогенидов переходных металлов обусловлены, главным образом, экситонами, энергия связи которых достигает сотен мэВ, а время радиационного затухания – менее пикосекунд [1,2]. Цель данной работы – теоретическое исследование эффектов взаимодействия электронов и экситонов с колебаниями решетки двумерных полупроводников.

Показано, что взаимодействие экситонов в монослоях дихалькогенидов переходных металлов с продольными акустическими фононами монослоя параметрически сильнее аналогичного взаимодействия в классических полупроводниковых структурах с квантовыми ямами. Это связано с различием в плотности состояний двумерных и трехмерных акустических фононов. В рамках самосогласованного борновского приближения рассчитан спектр поглощения света монослоем вблизи экситонного резонанса с учетом как бесфононных процессов, так и процессов экситон-фононного взаимодействия. Спектр резко асимметричен (см. рисунок) с крылом, простирающимся на несколько мэВ выше экситонного резонанса. Результаты расчетов хорошо согласуются с данными экспериментов [3]. Обсуждается вклад экситон-фононного взаимодействия в коэффициент диффузии экситонов в монослоях дихалькогенидов переходных металлов [4], а также энергетическая релаксация нейтральных и экситонов на акустических и оптических фононах.



Важной особенностью зонной структуры монослоев дихалькогенидов переходных металлов является наличие двух неэквивалентных долин K и K' , каждая из которых активна только в одной циркулярной поляризации. В докладе также развивается теория междолинного смешивания электронных и экситонных состояний за счет фононов. Проведен симметричный анализ фононных мод, обеспечивающих междолинное рассеяние электронов и дырок. Даны оценки для скоростей междолинных переходов с сохранением и с переворотом спинов носителей заряда. Также обсуждается эффект междолинного полярона. Рассчитаны перенормировки эффективных масс носителей заряда и спин-орбитального расщепления зоны проводимости за счет междолинного полярона.

[1] М.В. Дурнев, М.М. Глазов, УФН **188**, 913 (2018).

[2] Gang Wang, Alexey Chernikov, Mikhail M. Glazov, Tony F. Heinz, Xavier Marie, Thierry Amand, and Bernhard Urbaszek, Rev. Mod. Phys. **90**, 021001 (2018).

[3] S. Shree, M. Semina, C. Robert, B. Han, T. Amand, A. Balocchi, M. Manca, E. Courtade, X. Marie, T. Taniguchi, K. Watanabe, M. M. Glazov, and B. Urbaszek, Phys. Rev. B **98**, 035302 (2018).

[4] Marvin Kulig, Jonas Zipfel, Philipp Nagler, Sofia Blanter, Christian Schueller, Tobias Korn, Nicola Paradiso, Mikhail M. Glazov, and Alexey Chernikov, Phys. Rev. Lett. **120**, 207401 (2018).

Модификация полупроводниковых пленок углеродных нанотрубок оптико-электрическим воздействием

Ефимов В.М., Закиров Е.Р.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-375

Для разработки наноприборов на основе одностенных углеродных нанотрубок требуется материал полупроводникового типа (п-ОУНТ) очень высокой чистоты. Обычно, исходная смесь нанотрубок содержит, кроме п-ОУНТ, нанотрубки с металлическим типом проводимости (м-ОУНТ), которые значительно ухудшают электрофизические параметры наноприборов [1]. Например, в УНТ-транзисторах на порядки уменьшается соотношение токов в открытом и закрытом состоянии, в УНТ-сенсорах деградирует чувствительность элементов. При этом, особенно критичным является появление появления м-ОУНТ закороток, соединяющих рабочие электроды наноприбора. В отдельных случаях избавиться от таких закороток можно пропуская через слой нанотрубок электрический ток достаточно большой величины, при котором происходит выгорание закороток [2]. Для того, чтобы, при этом, сохранялись

полупроводниковые нанотрубки на подложку прикладывается обедняющие п-ОУНТ потенциал. Однако такой способ не всегда применим (например, для изолирующих подложек).

В данной работе предлагается новый способ модификации пленок УНТ выжиганием металлических закороток разрядом конденсатора через слой нанотрубок предварительно засвеченный фиолетовым излучением. Для засветки нами использовался лазер с длиной волны 405 нм и мощностью 10 мВт. Ранее было показано, что при засветке УФ-излучением проводимость УНТ слоев резко уменьшается, что свидетельствует об обеднении полупроводниковых нанотрубок (напр. [3]). На Рис.1а) схематично показан процесс разряда конденсатора через пленку УНТ, расположенную между двумя золотыми электродами. Уменьшение тока через пленку в процессе засветки лазерным излучением показано на Рис.1 b) и вольт-амперная характеристика (ВАХ) структуры изменяется, как показано стрелкой 1 на Рис.1 c). После подачи разряда через засвеченную структуру ВАХ переходит в 2.

С применением описанной методики нами проводилась модификация пленок одностенных углеродных нанотрубок фирмы OCSiAl (Новосибирск). УНТ-пленки формировались капельным способом нанесением раствора нанотрубок в N-метил-2-пирролидоне. Исследовалась проводимость пленок на постоянном сигнале до и после модификации на структурах, изготовленных на кремниевой подложке стандартными методами напыления и фотолитографии. Расстояние между золотыми электродами в тестовых структурах составляло 30 мкм. В экспериментах мы наблюдали уменьшение проводимости пленок, после модификации, на значительную величину (до трех порядков), что свидетельствует о ликвидации металлических закороток в структуре. Таким образом предлагаемым способом можно получать УНТ-пленки с рабочим полупроводниковым слоем, что обеспечивает высокие электрофизические параметры наноприборов.

[1] A.E. Islam et al., *Adv.Mater.*, **27**, 7908 (2015).

[2] G.-Ho Buh et al., *IEEE Trans.on Nanotechnol.*, **7**, 624 (2008).

[3] S.Tchernatinsky et al., *J. Appl. Phys.*, **99**, 034306, (2006).

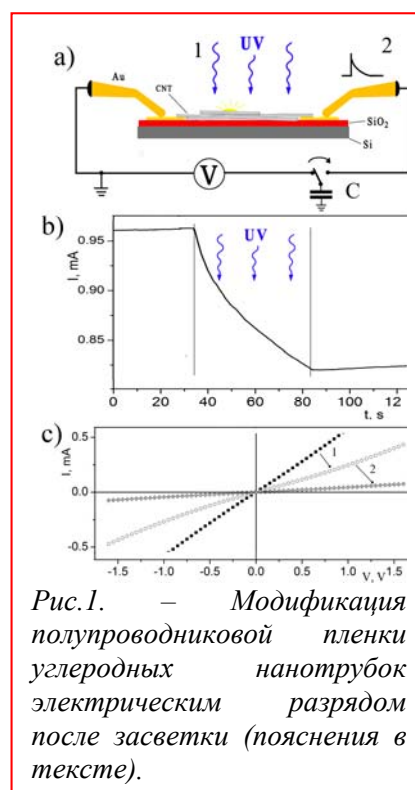


Рис.1. – Модификация полупроводниковой пленки углеродных нанотрубок электрическим разрядом после засветки (пояснения в тексте).

Характеристики углеродных нанотрубок металлического типа, выделенных из смеси УНТ с различным типом проводимости

Ефимов В.М., Есаев Д. Г., Закиров Е.Р.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-376

С самого начала масштабных исследований углеродных нанотрубок (УНТ), одной из важнейших стала задача разделения смеси одностенных УНТ, содержащей нанотрубки металлического и полупроводникового типов проводимости на отдельные компоненты (напр. обзор [1]). Известно, что содержание этих компонент в исходной смеси нанотрубок, получаемых разными способами, обычно соотносится как 1:2. При этом для решения разных задач нанoeлектроники желательно иметь чистые компоненты только одного типа. К настоящему времени задача разделения не слишком затратным способом, указанных двух типов нанотрубок, до конца так и не решена.

В данной работе описан простой метод выделения чистой компоненты УНТ металлического типа из исходной смеси углеродных нанотрубок, полученных CVD-методом в фирме OCSiAl (Новосибирск). Исходная смесь одностенных нанотрубок имела небольшую чистоту, по отношению к углеродной составляющей - 85%. Нами было обнаружено, что в парах растворителя, в котором растворена сложная смесь УНТ, можно, при комнатной температуре на определенный тип подложек, осуществить осаждение нанотрубок с очень высокой чистотой по типу проводимости. На Рис.1-а показана часть Рамановского спектра (Р-спектра) в диапазоне частот $150-250\text{ см}^{-1}$, который связывается, обычно, с радиальными модами колебаний атомов углерода в УНТ металлического типа (м-ОУНТ) для образца, полученного нашим методом (пунктирная линия) и исходной смеси (сплошная линия). Наблюдаемые пики в спектре однозначно связываются с м-ОУНТ [2]. Важно отметить, что при этом основной пик для выделенных м-ОУНТ на частоте 1600 см^{-1} (на рисунке не показан) на два порядка превышает соответствующий сигнал для исходной смеси.

На структурах со встречно-штыревыми Au электродами, с расстоянием между ними 20 мкм , снимались вольт-амперные характеристики сверхтонких слоев полученных м-ОУНТ. Пример ВАХ характерной для МДМ-структур, приведен на рис.1-б. Таким образом из смеси нанотрубок выделены ОУНТ очень высокой чистоты обладающие металлическими свойствами.

Авторы благодарят д.ф.-м.н Володина В. А. за проведение измерений по Рамановской спектроскопии.

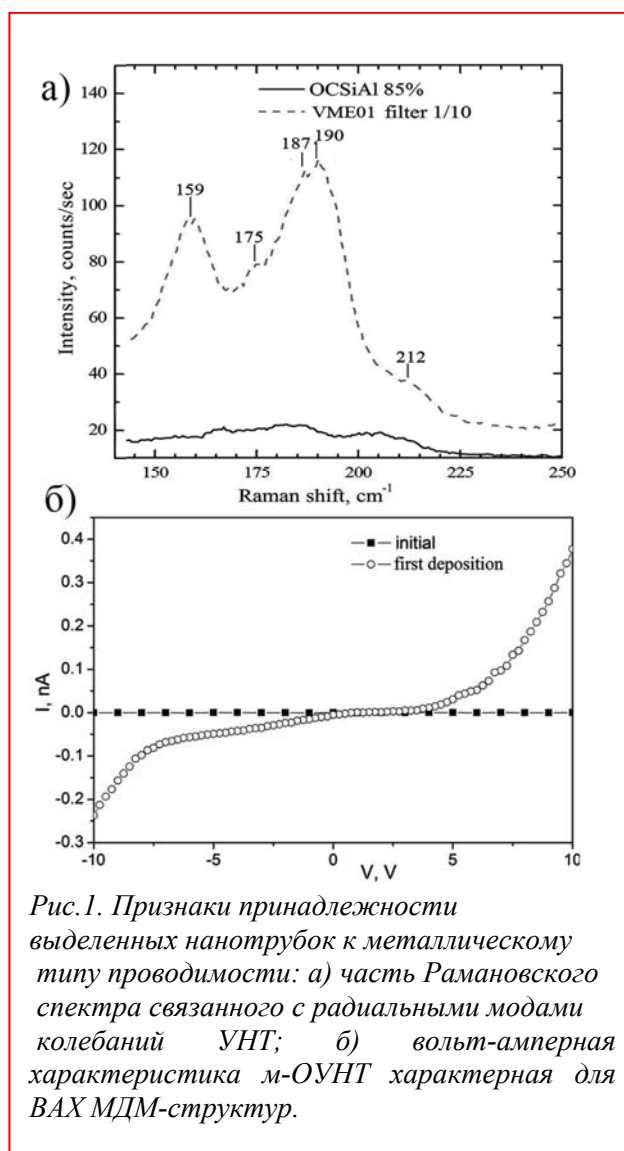


Рис.1. Признаки принадлежности выделенных нанотрубок к металлическому типу проводимости: а) часть Рамановского спектра связанного с радиальными модами колебаний УНТ; б) вольт-амперная характеристика м-ОУНТ характерная для ВАХ МДМ-структур.

[1] A.E. Islam et al., *Adv.Mater.*, 27, 7908 (2015).

[2] J. Maultzsch et al., *Phys.Rev. B*, 72, 205438 (2005).

Механизмы проводимости макроразмерных пленок на основе неупорядоченных однослойных нанотрубок

Могорычная А.В.¹, Жуков С.С.¹, Жукова Е.С.¹, Цапенко А.П.², Красников Д.В.²,
Насибулин А.Г.², Горшунов Б.П.¹

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), 141701, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

²Сколковский институт науки и технологий, 121205, г. Москва, Большой бульвар д.30, стр.1

DOI 10.34077/Semicond2019-377

С применением методов терагерцовой (ТГц) и инфракрасной (ИК) спектроскопии, выполнено систематическое исследование электродинамических свойств свободновисящих макроразмерных пленок на основе высококачественных углеродных однослойных нанотрубок (УНТ) [1] различной длины. С помощью импульсного ТГц спектрометра с временным разрешением и ИК Фурье-спектрометра получены спектры комплексных проводимости $\sigma^*(\nu)$ и диэлектрической проницаемости $\epsilon^*(\nu)$ пленок со средними длинами УНТ 0.3, 1, 6, 13 и 40 мкм, в диапазоне частот от 5 до 15000 см⁻¹ и в интервале температур от 4 до 300 К. Полученные данные пересчитывались в спектры комплексного кондактанса – произведения проводимостей и толщин пленок, $\sigma(\nu)*d$. Эффективная толщина d пленок определялась по коэффициенту поглощения на длине волны 550 нм [1]. Для пленок с УНТ с длиной от 0.3 до 13 мкм толщина составила 300-400 нм, для пленок с УНТ с длиной 40 мкм – 40 нм.

Получены следующие результаты. 1. На частотах выше 80 см⁻¹ спектр пропускания пленок УНТ слабо изменяется с температурой. 2. Кондактанс пленок УНТ с длинами 0.3 и 1 мкм монотонно уменьшается с понижением температуры; в температурных зависимостях кондактанса пленок УНТ с длинами 13 мкм и 40 мкм обнаружен локальный максимум. 3. В частотных зависимостях кондактанса всех исследованных пленок в ТГц области наблюдается пик, частотное положение которого сдвигается в сторону высоких частот как с уменьшением длины УНТ, так и с понижением температуры. 4. С уменьшением частоты излучения характер температурной зависимости кондактанса пленок эволюционирует от металлического к полупроводниковому. 5. Для пленок с длинами УНТ 1.0, 6.0 и 13.0 мкм определенные длины свободного пробега электронов совпадают и составляют 3.5±0.4 мкм, в то время как для пленок с длинами УНТ 0.3 и 1.0 мкм длины свободного пробега электронов превышают среднюю длину УНТ.

Можно считать, что в толстых пленках среднее расстояние между точками пересечений (контактов) трубок меньше, чем в тонких. В таком случае полученные результаты свидетельствуют в пользу модели фононно-стимулированных прыжков (phonon-assisted hopping) электронов через потенциальные барьеры в точках контактов трубок [2-4]. С понижением температуры вероятность прыжков уменьшается, а различие в расстояниях между трубками в точках их пересечения приводит к постепенному «закрыванию» данных точек для «легкого перескока» электронов. Данные предположения позволяют объяснить сдвиг пика в ТГц спектрах кондактанса в область высоких частот, а также изменение характера температурной зависимости проводимости пленок УНТ с металлического на полупроводниковый при переходе от низких частот к высоким.

Работа была выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-32-00246.

[1] A. Kaskela, et al., *Nano Lett.* 2010, **10**, 4349–4355.

[2] E.S.Zhukova et al., *Nanotechnology* 2017, **V.28,N.44**

[3] B.P.Gorshunov et al., *Carbon* 2018, **V.126, PP. 544-551**

[4] E.S.Zhukova et al., *Journal of Physics: Conference Series*, 1092, art. no. 012178 (2018)

Формирование 2D структур Si на виртуальных подложках CaF₂

Кацюба А.В.¹, Камаев Г.Н.^{1,2}, Володин В.А.^{1,2}, Двуреченский А.В.^{1,2}

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

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

DOI 10.34077/Semicond2019-378

Силицен представляет собой двумерную (2D) сотовую решетку атомов кремния. Во многом его свойства напоминают свойства графена; например, у силицена аналогично высокая подвижность носителей заряда и структура низкоэнергетических зон в форме конуса Дирака в углах зоны Бриллюэна. Однако, экспериментальные данные указывают, что силицен существенно отличается от графена по атомной структуре, электронным свойствам, стабильности. [1]. Силицен обычно выращивается путем осаждения атомов Si на поверхность металлических подложек, например Ag (111). В данной работе исследовалась возможность получения силицена на поверхности CaF₂, эпитаксиально выращенного на подложке Si(111).

Фторид кальция является монокристаллическим веществом с решеткой типа флюорита. Это кубическая гранецентрированная решетка, имеющая пространственную группу Fm3m, с постоянной решеткой 5,462 [2]. Интерес к гетеросистеме CaF₂/Si объясняется, прежде всего, тем, что в этой системе достаточно малое различие в параметрах кристаллических решеток.

Для получения 2D структур, на подложку Si(111), после стандартной обработки, осаждалось 10 нм CaF₂ при температуре 550 °С и скорости осаждения 0.2 А/с. Далее, в одном случае подложка остужалась до комнатной температуры и осаждался один монослой Si (N2), после этого образец отжигался при температуре 600 °С. В другом случае Si осаждался при температуре 550°С(N3). Для защиты Si от окисления осаждался тонкий капсулирующий слой CaF₂ толщиной 3 нм. После этого образцы исследовались методом комбинационного рассеяние света(КРС).

На Рис.1 показан спектр КРС исходной подложки Si, спектр образцов с тонким слоем Si (N2,N3) и спектр образца с эпитаксиальным слоем CaF₂ без кремния. Как видно из Рис.1, на спектре образцов N2 и N3 наблюдается пик в области 445 см⁻¹, характерный для 2D-состояний кремния. На спектре исходной подложки Si и образце с CaF₂ этот пик отсутствует. Так как на спектре образца N3 пик сдвинут, можно говорить, что положение пика зависит от условий формирования слоя Si.

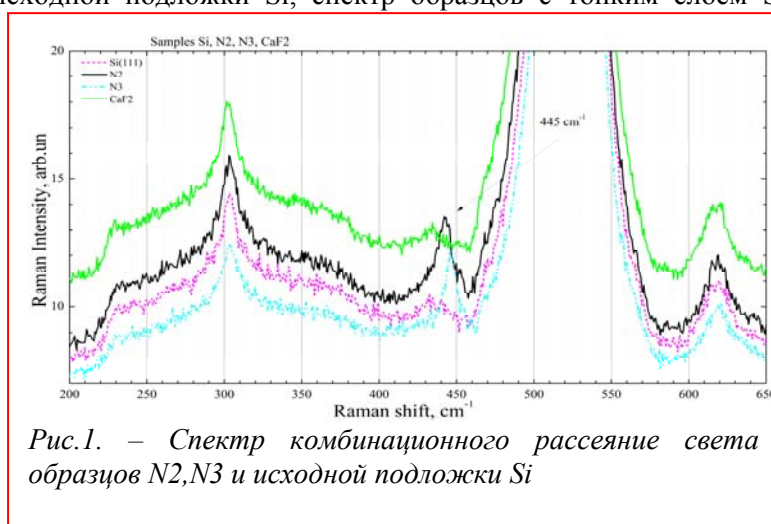


Рис.1. – Спектр комбинационного рассеяние света образцов N2,N3 и исходной подложки Si

[1] S.S. Cahangirov, M. Topsakal, E. Aktürk, H. Sahin, and S. Ciraci, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 236804 (2009).

[2] R.W. Fathauer, L.J. Schowalter. *Surface morphology of epitaxial CaF₂ films on Si substrates Appl. Phys. Lett.* Vol. **45**, №. 5. – P. 519–521(1984). .

Акустоэлектронный транспорт в двумерных нецентросимметричных материалах

Каламейцев А.В.¹, Савенко И.Г.^{1,2}, Ковалев В.М.^{1,3}

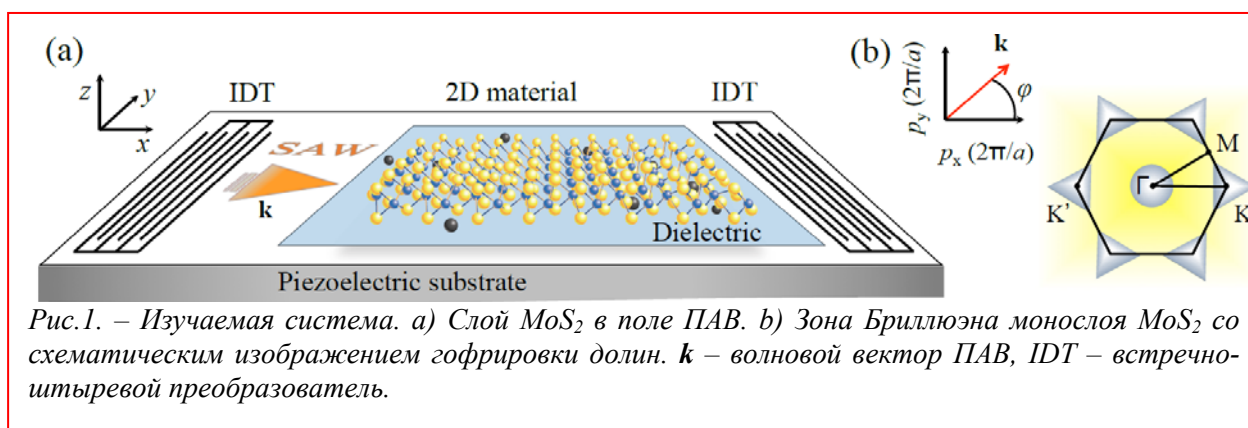
¹ *Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*

² *Center for Theoretical Physics of Complex Systems, Institute for Basic Science, Daejeon 34126, Korea*

³ *Новосибирский государственный технический университет, 630072, Новосибирск, пр. Карла Маркса, 20*

DOI 10.34077/Semicond2019-379

В работе построена теория акустоэлектрического (АЭ) эффекта – возникновение стационарного электрического тока под действием бегущей поверхностной звуковой волны – в двумерных материалах, в которых отсутствует центр инверсии. Для определенности рассматривается структура, состоящая из подложки, обладающей сильным пьезоэффектом, и двумерного мономолекулярного слоя дисульфида молибдена (MoS_2). Предполагается, что вдоль поверхности подложки распространяется поверхностная акустическая волна (ПАВ) типа Гуляева-Блюштейна, см. Рис.1.



Эффект увлечения электронов обусловлен воздействием на носители заряда в монослое MoS_2 пьезоэлектрического поля ПАВ. Возникновение стационарного тока увлечения электронов ПАВ описывается откликом второго порядка на пьезоэлектрическое поле звуковой волны. Показано, что кроме стандартного вклада в ток увлечения, обусловленного звуковым давлением (\mathbf{j}), акустоэлектрический ток содержит еще два специфических долинных вклада, происхождение которых обусловлено гофрировкой долин монослоя (\mathbf{j}^W) и вкладом фазы Берри в групповую скорость электронов (\mathbf{j}^B). Расчет показывает, что в типичном для эксперимента длинноволновом приближении, структура вкладов в АЭ эффект имеет вид $\mathbf{j} = \mathbf{n}_k (\sigma_* E)^2 / ens$, где $\mathbf{n}_k = \mathbf{k} / k$, \mathbf{k} – волновой вектор ПАВ, $\sigma_* = 4\pi s / (\varepsilon + 1)$ – характерная проводимость системы, определяемая скоростью звука s ; n, E, e – концентрация электронов, амплитуда напряженности пьезоэлектрического поля ПАВ и заряд электрона, соответственно. Ток, обусловленный вкладом фазы Берри пропорционален $\mathbf{j}^B \propto [\mathbf{j} \times \boldsymbol{\Omega}]$, в то время как вклад от гофрировки энергетических поверхностей $\mathbf{j}^W \propto \nabla_k C(\mathbf{k})$, где функция $C(\mathbf{k}) \propto k_x^3 - 3k_x k_y^2$ отражает гофрированность спектра носителей в долинах монослоя. Как видно из этих выражений, основной вклад в АЭ ток, как и поправка от фазы Берри, являются нечетными функциями \mathbf{k} . В то же время вклад, обусловленный гофрировкой энергетического спектра долин, является четной функцией \mathbf{k} . Эти особенности могут быть использованы для экспериментального обнаружения обсуждаемых эффектов.

Работа поддержана проектом РФФИ №19-42-540011.

Формирование нанокompозитов полианилин/многостенные углеродные нанотрубки с варьируемой проводимостью для сенсорных и электрохимических приложений

Лобов И.А.¹, Давлеткильдеев Н.А.^{1,2}, Соколов Д.В.¹

¹ Омский научный центр СО РАН, 644024, Омск, пр. Карла Маркса, 15

² Омский государственный университет, 644077, Омск, пр. Мира, 55а

DOI 10.34077/Semicond2019-380

Полианилин (ПАНИ) относится к классу органических полупроводников. Область применения полимера широкая: газовые сенсоры, суперконденсаторы, топливные элементные и др. Для разных приложений ключевыми параметрами ПАНИ управляют посредством создания композитов полимера с наноразмерными объектами (оксиды металлов, углеродные наноматериалы и пр.). В данной работе для создания композитов с ПАНИ использовались многостенные углеродные нанотрубки, легированные азотом (N-МУНТ) до и после облучения ионами Ar^+ (5 кэВ, 10^{16} см^{-2}).

Для синтеза композитов ПАНИ/N-МУНТ и ПАНИ/ Ar^+ _N-МУНТ применялась in-situ химическая окислительная полимеризация анилина в присутствии нанотрубок. Композиты осаждались в виде плёнок на подложки SiO_2/Si . Измерение удельной проводимости индивидуальных МУНТ выполнялось по методике, описанной в [1], а композитов - четырёхзондовым методом.

Таблица 1 – Удельная электрическая проводимость, См/см		
	N-МУНТ	Ar^+ N-МУНТ
Индивидуальные МУНТ [1]	$6.9 \cdot 10^3 \pm 2.1 \cdot 10^3$	$2.8 \cdot 10^3 \pm 0.3 \cdot 10^3$
Композит ПАНИ/МУНТ	2.5 ± 0.6	40.3 ± 12

Удельная проводимость индивидуальных N-МУНТ уменьшается после облучения. Проводимость ПАНИ/ Ar^+ _N-МУНТ более чем на порядок превышает проводимость слоев ПАНИ/N-МУНТ (Таблица 1). ПАНИ и МУНТ являются проводящими материалами, и оба обеспечивают проводимость композита. Рост проводимости композита ПАНИ/ Ar^+ _N-МУНТ противоречит снижению проводимости Ar^+ _N-МУНТ. Такое поведение может быть связано с изменением вклада нанотрубок в суммарную проводимость композита. Действительно, при облучении N-МУНТ ионами Ar^+ их работа выхода, измеренная по методике [2], возрастает с 4,5 до 5,1 эВ. Это приводит к формированию омического перехода на межфазной границе ПАНИ/ Ar^+ _N-МУНТ, который обеспечивает протекание тока между компонентами (Рис.1). В случае композита ПАНИ/N-МУНТ на межфазной границе возникает барьер для носителей заряда и протекание тока между ПАНИ и N-МУНТ затруднено.

Применение ПАНИ/ Ar^+ _N-МУНТ в качестве чувствительного слоя газового сенсора не желательно, так как резистивный отклик слоя ПАНИ будет шунтироваться МУНТ. Однако использование его в качестве электрода суперконденсатора является выгодным, так как это обеспечивает не только высокие удельную площадь поверхности и емкость, но и существенную проводимость электродов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-48-550009 p_a).

[1] D.V. Sokolov et al., *IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.*, **443**, 012034 (2018).

[2] N.A. Davletkildееv et al., *Mater. Lett.*, **161**, 534 (2015).

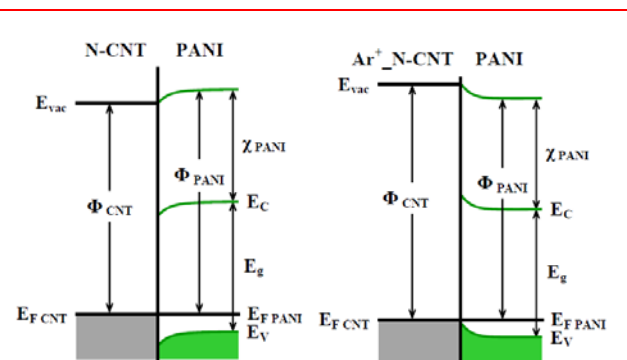


Рис.1. – Зонные диаграммы межфазных переходов в композитах ПАНИ/N-МУНТ и ПАНИ/ Ar^+ N-МУНТ.

Морфологические исследования графеноподобного слоя Si_3N_3 на поверхности $\text{Si}(111)$

Мансуров В.Г.¹, Галицын Ю.Г.¹, Малин Т.В.¹, Милахин Д.С.¹, Тийс С.А.¹, Журавлев К.С.^{1,2}

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

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

DOI 10.34077/Semicond2019-381

На начальных этапах нитридации чистой поверхности $\text{Si}(111)$ возникает структура (8×8) . Ранее нами была детально исследована кинетика образования структуры (8×8) методом RHEED, проведены HRTEM исследования, а также методом СТМ/СТС мы исследовали атомное и электронное строение структуры (8×8) [1-3]. Хотя господствующей моделью структуры (8×8) является реконструированная поверхность тонкого кристалла $\beta\text{-Si}_3\text{N}_4$ с адсорбированным азотом, нами было показано, что структура (8×8) является графеноподобным слоем $g\text{-Si}_3\text{N}_3$. В предложенной нами модели $g\text{-Si}_3\text{N}_3$ состоит из сотовой структуры и упорядоченной адсорбционной фазы кремния на ней. В данной работе мы исследовали механизм образования островков $g\text{-Si}_3\text{N}_3$ методами RHEED и СТМ/СТС.

В ранее предложенных моделях предполагалась ключевая роль термической диффузии компонентов к центрам кристаллообразования нитрида кремния $\beta\text{-Si}_3\text{N}_4$ [4]. При таком механизме зародышеобразования должна была бы проявляться существенная температурная зависимость скорости образования островков из-за необходимости преодолевать диффузионный барьер, а также активационный барьер при встраивании компонентов в узлы $\beta\text{-Si}_3\text{N}_4$. Однако наши экспериментальные данные показывают отсутствие температурной зависимости скорости образования структуры (8×8) . Кроме того, в той же работе [4] считается, что островки нитрида кремния образуются в областях поверхности $\text{Si}(111)$, которые растравлены активным азотом. Такая интерпретация возникла, поскольку островки нитрида кремния в изображениях СТМ, проявляются как более темные области. Однако, по нашему мнению, островки нитрида кремния образуются наверху поверхности кремния, а темный контраст возникает из-за влияния на туннельный ток низкой проводимости нитрида кремния (это хороший изолятор).

Мы рассматриваем образование островков $g\text{-Si}_3\text{N}_3$ как фазовый переход в рамках модели решеточного газа на поверхности $\text{Si}(111)$. В этой модели, важную роль играет, так называемая, критическая концентрация заполненных ячеек решеточного газа, образующимися структурными единицами Si-N , при образовании островков $g\text{-Si}_3\text{N}_3$. Другими словами, критическая концентрация - это концентрация, при которой происходит переход газовой ветви в ветвь конденсированного состояния. Как мы показали, концентрация Si-N определяется концентрацией подвижных адатомов кремния при данной температуре поверхности $\text{Si}(111)$. Концентрация подвижных адатомов кремния повышается с ростом температуры, теплота образования подвижных адатомов 1.7 эВ [1-3]. При относительно низких температурах ($<800^\circ\text{C}$), то есть при низких концентрациях подвижных адатомов кремния, критическая концентрация Si-N возникает в областях малых размеров из-за флуктуаций концентрации подвижного кремния. Поэтому возникают островки $g\text{-Si}_3\text{N}_3$ малых размеров. При высоких температурах, т.е. при большой концентрации подвижных адатомов кремния, такой фазовый переход захватывает большие области поверхности, и возникают двумерные островки $g\text{-Si}_3\text{N}_3$ больших размеров.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (гранты 17-02-00947, 18-52-00008)

[1] V.G.Mansurov, T.V.Malin, Yu.G.Galitsyn, et. al., *J. Cryst. Growth*, **441**, 12 (2016).

[2] В.Г.Мансуров, Ю. Г.Галицын, Т.В.Малин, и др., *ФТП*, **52**, 1407 (2018).

[3] V.G.Mansurov, Yu.G.Galitsyn, T.V.Malin, et. al., in *2D Materials, IntechOpen, London* (2018).

[4] S.Gangopadhyay, T. Schmidt, J. Falta, e-J. Surf. Sci. Nanotech., **4**, 84 (2006).

Свойства оксида графена, обработанного в плазме метана и азота

Неустроев Е.П., Попов В.И., Тимофеев В.Б., Уйгуров Д.М.

Северо-Восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова, 677000, Якутск, ул. Белинского, 58

DOI 10.34077/Semicond2019-382

Плазменная обработка является одним из эффективных методов функционализации углеродных наноматериалов [1]. Метановая плазма может быть, во-первых, источником атомов водорода для удаления кислорода в оксиде графена (ОГ), во-вторых, восстанавливать структуру решетки за счет встраивания атомов углерода [2]. Обработка ОГ в плазме азота также может способствовать удалению кислорода и оказывать влияние на электропроводность [3]. В данной работе исследуются свойства оксида графена, полученного модифицированным методом Хаммерса [4]. Плазменные обработки проведены в индуктивно-связанной плазме метана и азота мощностью до 200 Вт и длительностью до 15 мин. После этого образцы ОГ были восстановлены при температурах до 750° С длительностью до 2 ч. Для исследований были привлечены методы атомно-силовой, электронной и оптической микроскопии, спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС), эффекта Холла, ИК- и УФ-спектроскопии.

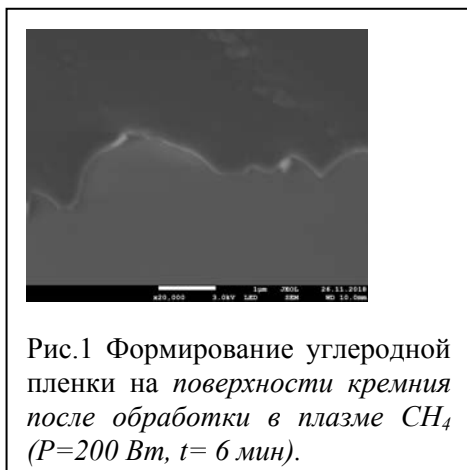


Рис.1 Формирование углеродной пленки на поверхности кремния после обработки в плазме CH_4 ($P=200$ Вт, $t=6$ мин).

Измерения методами электронной микроскопии и КРС показали, что после плазменной обработки в метане на поверхности образцов осаждается аморфная углеродная пленка, толщина которой зависит от длительности обработки и мощности плазмы. На рис. 1 показано осажденная аморфная углеродная пленка на поверхности кремния после обработки в плазме метана при мощности 200 Вт и длительностью 6 мин. Характерной особенностью образования аморфной пленки было формирование широкой полосы фотолюминесценции, наблюдаемая в спектрах КРС (рис.2). После восстановления ОГ в аргоне в спектрах КРС интенсивность этой полосы ослабевает и интенсивность пиков D и G-пики в окрестности 1350 cm^{-1} и 1600 cm^{-1} . При этом сопротивление образцов резко падает от нескольких ГОм до десятков кОм. После обработки в плазме метана и азота наблюдались аналогичные эффекты. Длительные обработки в плазме с добавлением азота приводят к изменению типа проводимости с исходного р-типа на n-тип. Для более подробного изучения механизма влияния плазменной обработки на электрические и оптические свойства ОГ проведены исследования зависимости вольт-амперных характеристик от температуры, УФ- и ИК-спектров и фототока при освещении в видимом диапазоне.

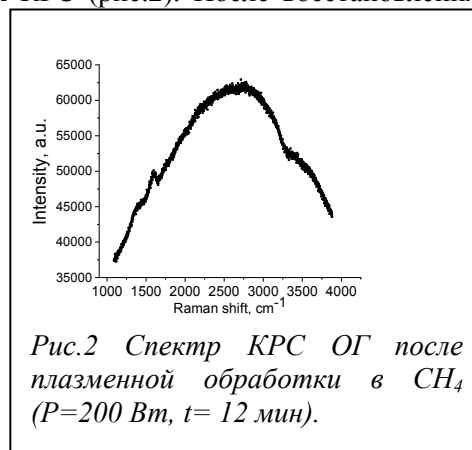


Рис.2 Спектр КРС ОГ после плазменной обработки в CH_4 ($P=200$ Вт, $t=12$ мин).

[1] S. G. Walton et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **50**, 354001 (2017).

[2] M. Baraket et al., *Carbon*, **48**, 3382, (2010).

[3] N.K. Kumar et al., *J. Mater. Chem. A*, **1**, 4431, (2013).

[4] Е. П. Неустроев и др., *Вестник СВФУ*, **50**, 87 (2015).

[5] E. P. Neustroev et al., *Nanotechnology*, **29**, 144002 (2018).

Низкотемпературная люминесценция бислоев WSe_2

Николаев С. Н.¹, Чернопицкий М.А.¹, Савин К. А.^{1,2}, Кривобок В. С.¹, Онищенко Е.Е.¹, Багаев В. С.¹

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

² МГУ им. М.В.Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1

DOI 10.34077/Semicond2019-383

Слоистые полупроводники, в особенности дихалькогениды переходных металлов (ДХПМ), являются объектом интенсивных исследований. Интерес к этим материалам определяется возможностью получения истинно двумерных полупроводниковых систем, а также их необычным свойствам. Так, зонная структура большинства ДХПМ претерпевает существенные изменения при уменьшении толщины до 1 монослоя (МС). При этом энергия связи экситонов в таких материалах составляет сотни мэВ, что позволяет исследовать экситонный эффект в них при комнатной температуре. С другой стороны, при низкой температуре, кроме экситонных линий излучения, в спектры ФЛ пленок ДХПМ могут наблюдаться полосы излучения трионов, биекситонов и локализованных состояний. Данная работа посвящена исследованию этих многочастичных состояний

в пленках WSe_2 толщиной 2-3 МС.

Образцы были получены top-down технологией от объемного WSe_2 , чешуйки наносились на поверхность подложки Si/SiO₂, что позволило предварительно оценить толщину пленок по их изображению в оптический микроскоп

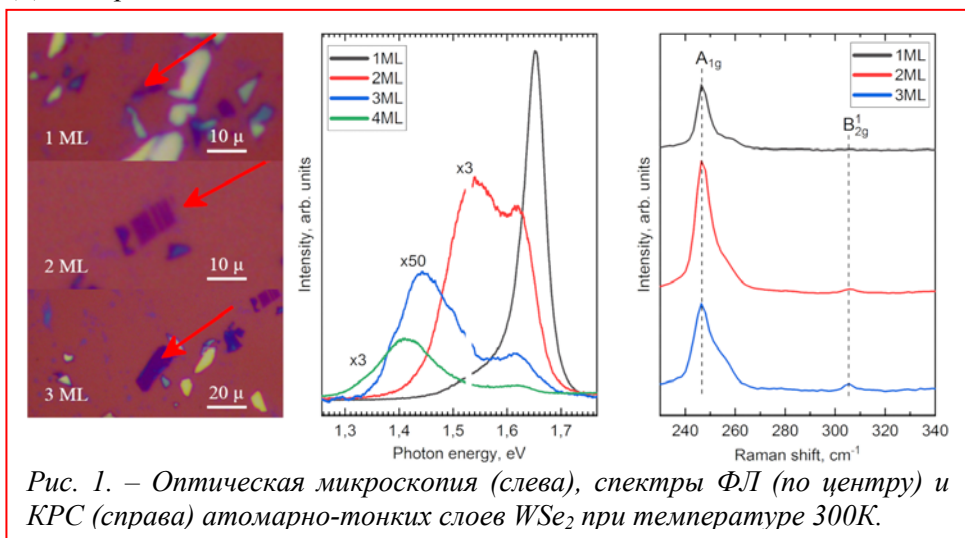


Рис. 1. – Оптическая микроскопия (слева), спектры ФЛ (по центру) и КРС (справа) атомарно-тонких слоев WSe_2 при температуре 300К.

[1]. Для чешуек толщиной 1, 2, 3 и 4 МС были измерены спектры фотолюминесценции (ФЛ) и комбинационного рассеяния света (КРС) (см. рис. 1). Положение линии А-экситона (1.65 эВ) и непрямого перехода I (1.4-1.55 эВ) хорошо согласуется с результатами [2]. Существенным отличием спектров КРС пленок толщиной в 1 МС является отсутствие в них линии B_{2g}^1 , которая является рамановски неактивной (см., например, [3]).

Снижение температуры до 5 К (см. рис. 2) позволило разрешить несколько линий прямого края (А-экситон, трион, биекситон) в области 1.65–1.8 эВ.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 18-72-00235 (подготовка образцов, их предварительная характеристика) и РФФИ а 18-02-01129 (низкотемпературная фотолюминесценция).

[1] H. Li, J. Wu, X. Huang et al. *ACS Nano*, 7(11), 10344 (2013).

[2] W. Zhao, R. M. Ribeiro, M. Toh, A. Carvalho, Ch. Kloc, A. H. Castro Neto, and G. Eda, *Nano Letters*, 13(11), 5627-5634 (2013).

[3] P. Tonndorf, R. Schmidt, P. Böttger, et. al., *Opt. Express* 21, 4908-4916 (2013).

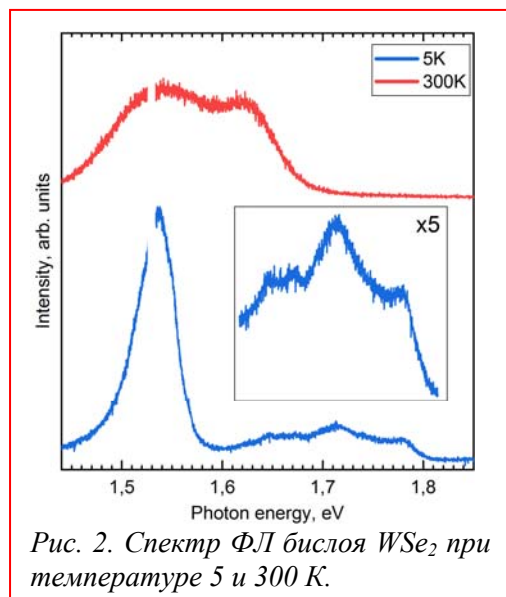


Рис. 2. Спектр ФЛ бислоя WSe_2 при температуре 5 и 300 К.

Рекомбинация носителей заряда в аморфных органических полупроводниках: можно ли преодолеть ланжевенский предел?

Новиков С.В.^{1,2}, Тамеев А.Р.^{1,2}

¹ Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, 119071, Москва, Ленинский просп. 31

² Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», 101000, Москва, Мясницкая ул. 20

DOI 10.34077/Semicond2019-384

Рекомбинация носителей заряда есть один из общих процессов, сопровождающих транспорт носителей в аморфных органических полупроводниках.

Таким материалам внутренне присуща сильная пространственная корреляция энергий уровней транспортных центров. В нашей недавней работе [1] построена теория бимолекулярной рекомбинации в аморфных органических полупроводниках, где основной вклад в случайный энергетический ландшафт вносят диполи или квадруполь. Оказалось, что сам по себе энергетический беспорядок не ведет к отклонению константы скорости рекомбинации γ от ланжевенского значения $\gamma_L = 4\pi e(\mu_p + \mu_n)/\varepsilon$ (здесь μ_p и μ_n - подвижности дырок и электронов, ε - диэлектрическая постоянная среды), а вот пространственная корреляция неизбежно приводит к уменьшению γ .

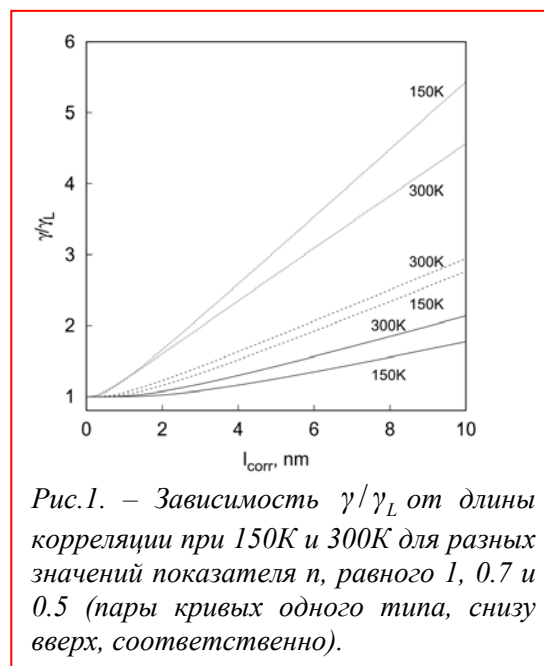


Рис.1. – Зависимость γ/γ_L от длины корреляции при 150K и 300K для разных значений показателя n , равного 1, 0.7 и 0.5 (пары кривых одного типа, снизу вверх, соответственно).

Уменьшение γ есть следствие электростатической природы беспорядка (т.е. беспорядка в пространственном распределении электростатического потенциала, генерируемого случайно расположенными и ориентированными диполями и квадрупольями), когда локальное понижение энергии дырки одновременно ведет к повышению таковой для электрона. Это ведет к возникновению в коррелированной среде дополнительного отталкивания между электроном и дыркой и, следовательно, к замедлению рекомбинации. Коррелированный энергетический беспорядок с противоположным свойством (симбатное изменение случайных энергий электрона и дырки) приведет к дополнительному притяжению носителей и увеличению γ . Такая ситуация реализуется в материалах с конформационным беспорядком [2], где можно ожидать увеличения γ по сравнению с ланжевенским пределом, а значит и роста эффективности органических светодиодов на их основе.

На Рис. 1 показаны результаты расчета для конформационного беспорядка с корреляционной функцией случайной энергии вида $C(r) \propto \exp(-(r/l_{corr})^n)$. Для ожидаемых значений $l_{corr} \approx 1 - 2$ нм возможно увеличение γ на 20% - 50% по сравнению с γ_L .

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ 16-29-06423_офи-м и Программы фундаментальных исследований НИУ ВШЭ.

[1] S.V. Novikov, *J. Phys. Chem. C*, **122**, 22856 (2018).

[2] A. Massé et al., *Phys. Rev. B*, **95**, 115204 (2017).

Рекомбинация носителей заряда в аморфных органических полупроводниках: эффекты пространственной корреляции энергетического ландшафта

Новиков С.В.^{1,2}, Тамеев А.Р.^{1,2}

¹ Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, 119071, Москва, Ленинский просп. 31

² Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», 101000, Москва, Мясницкая ул. 20

DOI 10.34077/Semicond2019-385

Характерной чертой аморфных органических полупроводников является сильная пространственная корреляция случайного энергетического ландшафта $U(\vec{r})$, оказывающая существенное влияние на прыжковый транспорт носителей заряда в этих материалах, в том числе и на процесс рекомбинации носителей.

Между тем рекомбинация носителей заряда в коррелированном случайном ландшафте практически не исследовалась. В докладе представлена теория такой рекомбинации [1], наиболее подробно рассмотрен случай полярного аморфного материала (дипольного стекла), в котором энергия носителя определяется взаимодействием со случайно расположенными и ориентированными диполями и соответствующая корреляционная функция убывает очень медленно $C(\vec{r}) = \langle U(\vec{r})U(0) \rangle \propto 1/r$.

Рекомбинация может быть описана как происходящая между частицами, эффективный заряд которых зависит от глубины ямы, в которой они захвачены. Величина заряда уменьшается с ростом глубины ямы, ослабляя притяжение между электроном и дыркой. Последующее усреднение по плотности занятых состояний дает

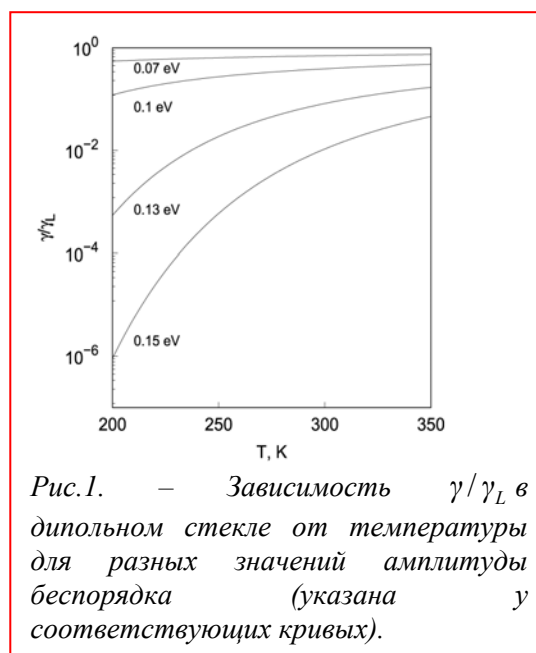
возможность вычислить полную константу скорости рекомбинации γ . Аналогичное вычисление возможно и для других типов корреляционной функции, например описывающей неполярный материал с доминирующим вкладом молекулярных квадрупольей, хотя качественная картина рекомбинации эффективных зарядов будет неприменима.

Основной результат заключается в том, что коррелированный электростатический беспорядок неизбежно ведет к уменьшению γ по сравнению с ланжевеновским значением $\gamma_L = 4\pi e(\mu_p + \mu_n)/\varepsilon$ (Рис. 1), и чем сильнее пространственные корреляции, тем меньше значение γ (здесь μ_p и μ_n - подвижности дырок и электронов, ε - диэлектрическая постоянная среды). Это именно эффект корреляций, поскольку сам по себе энергетический беспорядок, вне зависимости от его амплитуды, не ведет к отличию γ от γ_L . Этот вывод хорошо согласуется с результатами компьютерного моделирования рекомбинации в средах без корреляции [2].

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ 16-29-06423_офи-м и Программы фундаментальных исследований НИУ ВШЭ.

[1] S.V. Novikov, *J. Phys. Chem. C*, **122**, 22856 (2018).

[2] C. Groves, N.C. Greenham, *Phys. Rev. B*, **78**, 155205 (2008).



Механизм транспорта заряда в аморфном нитриде бора

Новиков Ю.Н.¹, Гриценко В.А.^{1,2,3}

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

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

³ Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск, пр. Маркса, 20

DOI 10.34077/Semicond2019-386

Нитрид бора (BN)— бинарное соединение бора и азота, гексагональная модификация решетки которого наиболее близка к решетке графена. Аморфный BN- это универсальный по структуре и стехиометрии материал [1], который хорошо согласуется (технологически) с аморфным SiO₂, Al₂O₃, 2D материалами (MoS₂, графен), металлами. В настоящей работе, в широком диапазоне электрических полей и температур (экспериментально и теоретически), рассмотрен транспорт заряда в аморфных плёнках BN толщиной $d=100$ нм. Проводимость BN экспоненциально зависит от электрического поля и температуры. Предполагается, что перенос заряда в BN

происходит по ловушкам. Для описания ионизации ловушек были рассмотрены многофононный механизм и эффект Френкеля. Многофононный механизм ионизации удовлетворительно описывает эксперимент во всём диапазоне электрических полей и температур (рис. 1). Для расчета ВАХ использовались следующие уравнения [2]:

$$J = eN^{2/3}P, \quad P = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \exp\left[\frac{nW_{ph}}{2kT} - S \coth \frac{W_{ph}}{2kT}\right] I_n \left(\frac{S}{\sinh(W_{ph}/2kT)} \right) P_i(W_t + nW_{ph}), \quad (1)$$

$$P_i(W) = \frac{eE}{2\sqrt{2m^*W}} \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m^*}}{3\hbar eF} W^{3/2}\right), \quad S = \frac{W_{opt} - W_t}{W_t},$$

где P- вероятность ионизации ловушки, W_t и W_{opt} – термическая и оптическая энергии ионизации ловушки, соответственно, W_{ph} – энергия фонона, m^* -эффективная масса, N- концентрация ловушек, k-постоянная Больцмана, e- заряд электрона, $E=V/d$ – среднее электрическое поле в образце, V- напряжение, прикладываемое к образцу.

Эффект Френкеля описывает эксперимент только при температурах $T=520-460$ К. При этом, полученная величина частотного фактора нефизично мала.

[1] N.R. Glavin et al., *Advanced Functional Materials*, **26**,2640 (2016).

[2] S.S. Makram-Ebeid, M. Lannoo, *Phys. Rev. B*, **25**, 2406 (1982).

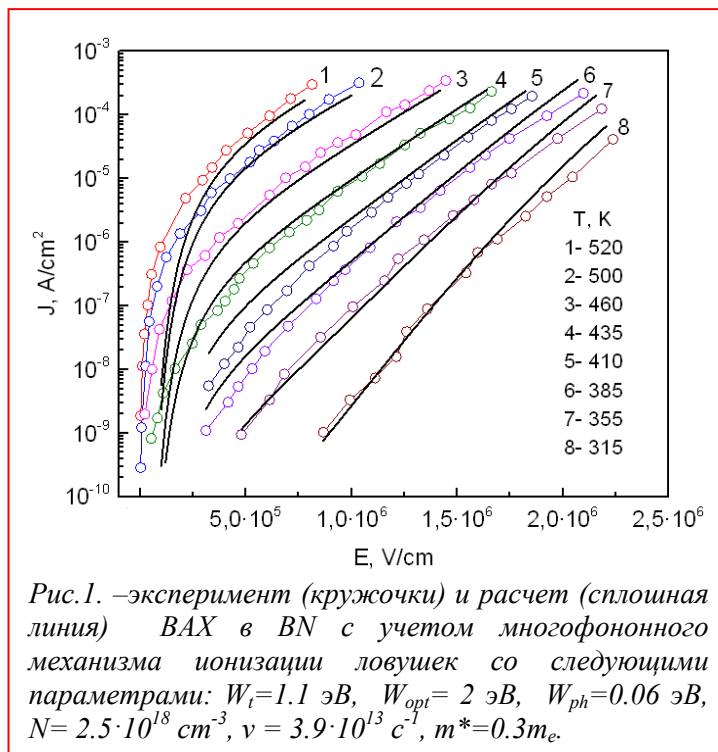


Рис.1. –эксперимент (кружочки) и расчет (сплошная линия) ВАХ в BN с учетом многофононного механизма ионизации ловушек со следующими параметрами: $W_t=1.1$ эВ, $W_{opt}= 2$ эВ, $W_{ph}=0.06$ эВ, $N= 2.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $v = 3.9 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $m^*=0.3m_e$.

Фазовые переходы в графите и графене при холодном сжатии

Тихомирова Г.В., Петросян Т.К., Суханова Г.В., Тебеньков А.В.

Уральский федеральный университет, 620000, Екатеринбург, пр. Ленина, 51

DOI 10.34077/Semicond2019-387

В данной работе представлены результаты исследований барических зависимостей проводимости и термоэлектродвижущей силы (ТЭДС) трёх типов графита (порошкообразный графит малозольный особо чистый (ГМЗ ОСЧ), высокоориентированный пиролитический графит (ВОПГ) и природный графит (ПГ) из приангарского месторождения) и двух марок графена при комнатной температуре. Измерения проводились в камере высокого давления с алмазными наковальнями из синтетических алмазов «карбонадо». Методика позволяет проводить исследование одного и того же образца несколькими циклами увеличения – снижения давления на образец.

На зависимостях $R(P)$ всех образцов графита обнаружен ряд особенностей. Причем если для образцов ГМЗ ОСЧ и ПГ область обнаруженных особенностей несколько размыта и составляет 20-35 ГПа, то для ВОПГ особенности наблюдаются в двух областях давлений - 20-27 и 30-35 ГПа. Наблюдавшиеся особенности связываются с фазовыми переходами в графите при этих давлениях [1].

Зависимости ТЭДС(P) образца ВОПГ для циклов, измеренных до 16 и до 19 ГПа, почти не отличаются, гистерезис практически отсутствует. Для циклов при давлениях до 29 и до 35 ГПа характерно наличие большого гистерезиса, что указывает на формирование новой фазы. И, наконец, для цикла, измеренного до 47 ГПа видно, что гистерезис становится незначительным, т.е. новое состояние уже сформировалось. Для образца ГМЗ ОСЧ ситуация отличается. Не обнаружено третьего этапа (полного формирования нового состояния). Для образцов природного графита характерно наличие большого гистерезиса для зависимостей 29-39 ГПа, однако зависимости ТЭДС(P) при измерениях до 47 ГПа хотя и имеют меньший гистерезис, чем для ГМЗ ОСЧ, но гистерезис присутствует. Кроме того, в отличие от ВОПГ и ГМЗ ОСЧ для природного графита наблюдается рост ТЭДС в зависимости от цикла нагружения, что требует дополнительных исследований.

Таким образом, на зависимостях $R(P)$ образцов ГМЗ ОСЧ и ПГ обнаружен ряд особенностей, которые в большинстве своём обратимы при снятии нагрузки. Возможно, для этих образцов требуются либо большие давления, либо предварительная обработка. На барических зависимостях сопротивления для ВОПГ особенности выражены сильнее, что, по-видимому, связано с высокой ориентацией плоскостей в этом образце. Так как исследование ТЭДС является более структурно чувствительным методом, особенности на графиках ТЭДС(P) более ярко выражены, чем для зависимостей $R(P)$. Однако области давлений, в которых обнаружены особенности, совпадают для обеих методик. Из результатов исследования барической зависимости ТЭДС для ВОПГ можно сделать вывод, что возможно получение относительно стабильной углеродной фазы высокого давления. Для ГМЗ ОСЧ и природного графита данного диапазона давлений и времени обработки давлением недостаточно для окончательного формирования новой фазы. Т.е. фазовый переход в графите при высоком давлении зависит от вида исходного образца.

Зависимости $R(P)$ для графена имеют вид, аналогичный графиту, но величины сопротивления графена почти на порядок выше. 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.

[1] T. K. Petrosyan, G. V. Tikhomirova, D. K. Kuznetsov *J. Phys.: Conf. Ser.* **653** 012096 (2015)

Секция 10. Фотонные кристаллы,
микрорезонаторы и метаматериалы.
Нанофотоника

Химерные состояния в системе экситонных поляритоновГаврилов С.С.^{1,2}¹ Институт физики твердого тела РАН, 142432, Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 2² НИУ Высшая школа экономики, 101000, Москва, ул. Мясницкая, 20

DOI 10.34077/Semicond2019-390

Химерные состояния (chimera states) – сравнительно новая концепция нелинейной динамики. В случае непрерывных систем они проявляются как пространственные структуры, спонтанно возникающие в совершенно однородной среде и сочетающие в себе регулярную и хаотическую подсистемы. В докладе обсуждается возможность появления химерных состояний в системе локально взаимодействующих короткоживущих бозе-частиц [1]. Рассматривается неравновесный конденсат экситонных поляритонов, который возникает в плоском микрорезонаторе под действием когерентной световой волны с частотой вблизи поляритонного резонанса. Поскольку собственное время жизни поляритонов очень мало, долгое время считали, что такой конденсат должен быть адиабатически подчинен внешнему полю по аналогии с простым вынужденным осциллятором. Оказалось, однако, что вследствие определенного петлевого процесса рассеяния [2] в системе с линейной связью спиновых компонент могут оказаться запрещенными все пространственно однородные состояния, естественным образом отвечающие как однородному внешнему полю, так и латерально однородному резонатору. В таком случае симметрия нарушается и происходит спонтанное внутреннее упорядочение системы, в частности, в квазиодномерных поляритонных нитях возникает цепочка чередующихся между собой областей с правой и левой круговой поляризацией. Поскольку волновое число конденсата не определено, эти “спиновые диполи” похожи на простейший электрический диполь, атом водорода, который существует благодаря неопределенности электронного импульса. Часть спиновых звеньев, доля которых постоянна во времени, может быть рассинхронизирована с упорядоченной подсистемой и эволюционировать хаотически. В результате несколько парадоксальным образом оказывается, что нарушение симметрии приводит и к динамическому хаосу [3], и к возможности формирования дальнего порядка.

Упорядоченная спиновая цепочка напоминает твердое тело: дипольный кристалл. Подобные структуры могли бы возникнуть в периодическом внешнем поле, формирующем связанную решетку атомных конденсатов. Говоря о таких системах, в литературе всё чаще используют термин *supersolid*. Раньше его понимали (и переводили) как *сверхтекучее твердое тело*, имея в виду распространение вакансий, возникающих в настоящем кристалле от нулевых колебаний и движущихся без диссипации [4]. Убедительных доказательств этому еще не получено, но зато активно исследуется похожий перенос возбуждений в конденсатах в “наведенных” решетках [5]. В поляритонной системе, где, как выяснилось, уже сама решетка спонтанно образуется из однородной среды, также могут идти процессы переноса, не сводящиеся к реакции на внешнее возмущение. В частности, в ней могут возникать светлые и темные солитоны, распространяющиеся бездиссипативным образом, а в двумерной системе – квантованные вихри, поведение которых заметно отличается от вихрей в обычных равновесных бозе-конденсатах.

[1] S. S. Gavrilov, *Phys. Rev. Lett.*, **120**, 033901 (2018)[2] С. С. Гаврилов, *Письма в ЖЭТФ*, **105**(3), 187 (2017)[3] S. S. Gavrilov, *Phys. Rev. B*, **94**, 195310 (2016)[4] M. Boninsegni and N. V. Prokof'ev, *Rev. Mod. Phys.*, **84**, 759 (2012)[5] J. Léonard et al., *Nature*, **543**, 87 (2017)

Сильная связь экситонов в микрорезонаторах GaN гексагональной формы

Белонковский А.В.¹, Позина Г.⁴, Левитский Я.В.^{2,3}, Морозов К.М.^{1,2}, Митрофанов М.И.^{2,3}, Гиршова Е.И.^{1,2,3}, Иванов К.А.², Родин С.Н.³, Евтихийев В.Р.³, Калитеевский М.А.^{1,2,3}

¹ Санкт-Петербургский Академический Университет, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8к3

² Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

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

⁴ Linköping University, SE-58183, Linköping, Sweden

DOI 10.34077/Semicond2019-391

Методом селективной газофазной эпитаксии были выращены плоские гексагональные микрорезонаторы одиночные (рис. 1а.) и двойные. Проводилось измерение спектров методом низкотемпературной катодолуминесценции на сканирующем электронном микроскопе. На полученных спектрах видно огромное расщепление Раби (порядка 100 мэВ) (рис. 1б). При высокой

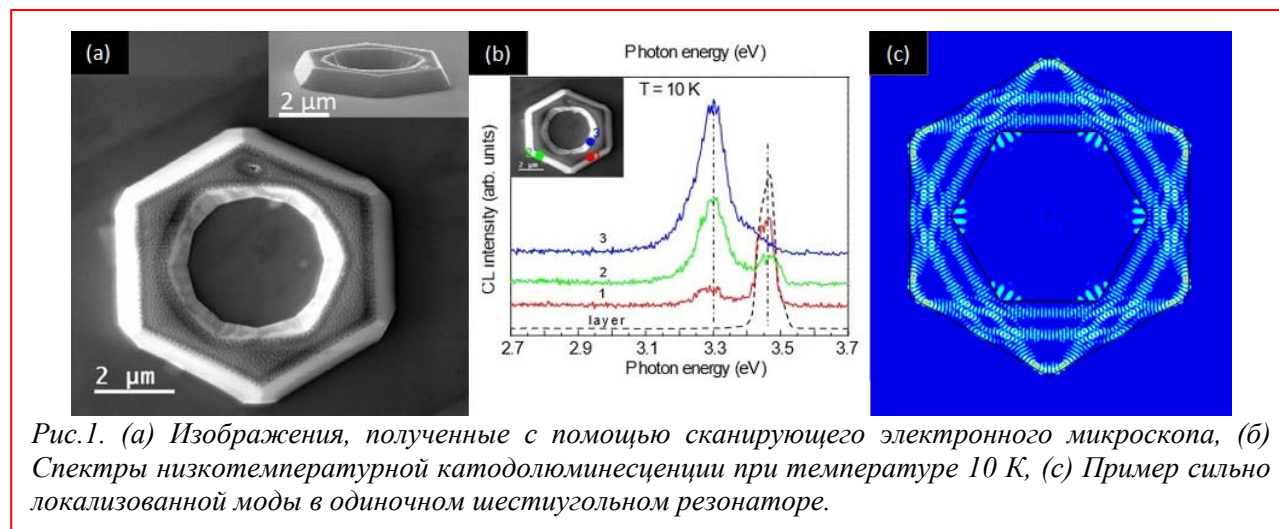


Рис.1. (а) Изображения, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа, (б) Спектры низкотемпературной катодолуминесценции при температуре 10 К, (с) Пример сильно локализованной моды в одиночном шестиугольном резонаторе.

температуре два пика (изображенные на рис. 1б) сливаются в один пик. Показано численное моделирование распределения интенсивности мод резонатора гексагональной формы. Некоторые моды могут иметь сильную пространственную локализацию (рис. 1с.), приводящую к сильному взаимодействию с экситоном и огромному расщеплению Раби. Теоретически мы рассчитали долю экситонов в поляритонных модах, которая коррелирует с интенсивностью экситонного излучения, связанного с этими модами, для нескольких микрорезонаторов гексагональной формы. Таким образом, мы получили вид зависимости вероятности излучения от собственных частот структуры. В качестве упрощенной модели, которая могла бы объяснить наблюдаемое поведение люминесценции от структурных микрополостей, мы провели анализ структуры поляритонной моды, используя следующее предположение. Гамильтониан в приближении вращающейся волны выглядит следующим образом:

$$H = \hbar\omega_0\hat{x}^+\hat{x} + \sum_k \hbar\omega_k\hat{c}_k^+\hat{c}_k + \sum_k \hbar(g_k\hat{c}_k\hat{x}^+ + g_k^*\hat{c}_k^+\hat{x}) \quad (1)$$

Здесь ω_0 - частота экситона, ω_k - частоты мод резонатора, g_k - константы, описывающие экситон-фотонные взаимодействия, а \hat{x}^+ , \hat{c}_k^+ (\hat{x} , \hat{c}_k) - операторы рождения (уничтожения) экситонов и фотонов соответственно. После диагонализации гамильтониана получаем вероятность излучения экситонной моды для каждой частоты.

[1] G. Pozina, K. Ivanov, M. I. Mitrofanov, M. Kaliteevski, K. Morozov et al., *Phys. Status Solidi (b)*, 180063, (2019)

Нанотрубчатые резонаторы на основе ван-дер-ваальсовых монослоев MoS₂

Казанов Д.Р., Пошакинский А.В., Шубина Т.В.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-392

Оптические резонаторы, усиливающие взаимодействие вещества со светом, являются ключевым элементом для реализации квантовых эффектов в нанопотонике. Среди возможных модификаций микрорезонаторов, использующих моды шепчущих галереи, трубчатые резонаторы отличаются сильной локализацией оптических полей в малой площади сечения стенок и высокой добротностью. В данной работе мы представляем результаты исследования трубчатых резонаторов на основе синтезированных нанотрубок, многослойные стенки которых состоят из связанных слабыми ван-дер-ваальсовыми силами атомно-тонких монослоев дихалькогенидов переходных металлов, которые характеризуются сильными экситонными резонансами с большой силой осциллятора.

Экспериментально изучено излучение нанотрубок MoS₂ методом спектроскопии микрофотолюминесценции [1]. Показано, что ярко выраженные пики в спектрах фотолюминесценции, поляризованные вдоль оси трубки, связаны с формированием мод шепчущей галереи, возбуждаемых внутри стенки трубки по ее окружности. Данные моды обладают конечным радиационным временем жизни, определяемым радиусом трубки. Разработана теория, описывающая зависимость положения пиков от диаметра трубки и толщины ее стенок. Установлено, что ширина пиков обусловлена флуктуациями числа монослоев, формирующих стенку трубки, а также конечной угловой апертурой объектива [2]. Описанные эффекты могут быть применены для создания высокоэффективных наноразмерных оптических поляризаторов.

Особый интерес представляет возможность реализации режима сильной связи между оптическими модами шепчущей галереи и А-экситоном в материале трубки, приводящего к формированию экситонных поляритонов, распространяющихся внутри стенки трубки. Подстройка энергии оптических мод к энергии экситона может быть осуществлена путем варьирования угла наклонного падения возбуждающего излучения. На рис. 1 пунктирными кривыми представлен расчет дисперсии экситон-поляритонных мод, соответствующих различным азимутальным квантовым числам. Величина расщепления Раби между верхними и нижними модами для MoS₂ нанотрубок высокого структурного качества может достигать 100 мэВ. Цветом показана рассчитанная интенсивность фотолюминесценции. В случае, когда расщепление Раби превышает ширину экситонного резонанса, спектры фотолюминесценции демонстрируют пики на частотах собственных поляритонных мод структуры.

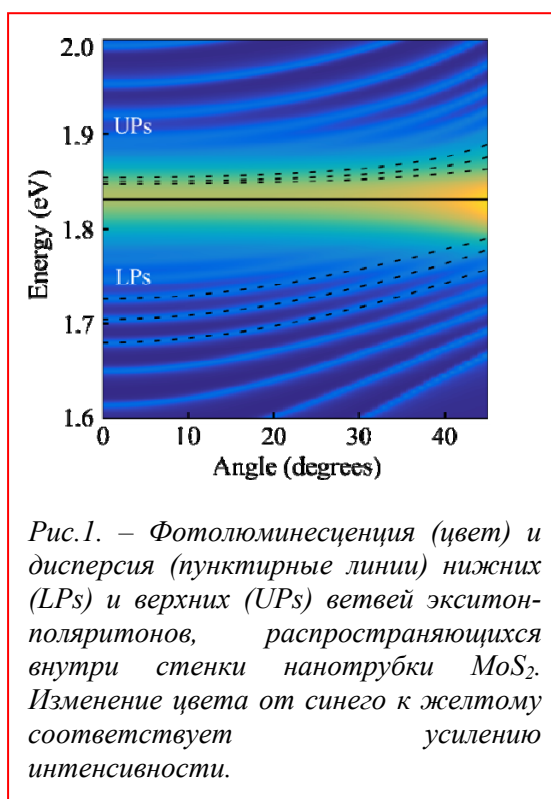


Рис.1. – Фотолюминесценция (цвет) и дисперсия (пунктирные линии) нижних (LPs) и верхних (UPs) ветвей экситон-поляритонов, распространяющихся внутри стенки нанотрубки MoS₂. Изменение цвета от синего к желтому соответствует усилению интенсивности.

[1] T.V. Shubina et al., *Annalen der Physik*, 1800415 (2019).

[2] D.R. Kazanov et al., *Appl. Phys. Lett.*, 113, 101106 (2018).

Флуктуации времени возникновения и динамика спонтанной поляризации поляритонного бозе-конденсата

Кочиев М. В., Белых В. В., Сибельдин Н. Н.

ФИАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53

DOI 10.34077/Semicond2019-393

Как правило, в экспериментах по исследованию бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) экситонных поляритонов в микрорезонаторах (МР) и свойств конденсата методами фотолюминесценции (ФЛ) при импульсном возбуждении используется накопление сигнала, то есть, получаемая информация оказывается усредненной по многим импульсам излучения МР. При таком способе регистрации теряется информация о стохастических свойствах БЭК, которые могут проявляться при исследовании отдельных импульсов излучения конденсата. В последнее время появилось несколько работ, посвященных этой проблеме. Экспериментально [1,2] и теоретически [3] было показано, что отдельные импульсы излучения бозе-конденсата имеют значительную степень поляризации — как линейной, так и круговой. В то же время, при накоплении сигнала люминесценции от большого числа импульсов, как правило, наблюдается линейная поляризация излучения, направление которой привязано к одной из кристаллографических осей. Посредством измерения корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}$ было продемонстрировано изменение на пикосекундных масштабах времени знака диагональной линейной поляризации излучения микростолбика, вытравленного из МР [4]. Также было обнаружено, что пространственное распределение интенсивности излучения БЭК случайным образом изменяется от импульса к импульсу при больших отрицательных расстройках между фотонной и экситонной модами МР [5]. В докладе будут кратко изложены результаты этих работ.

В настоящей работе при помощи измерения корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}$ для чисел фотонов обнаружены флуктуации времени возникновения БЭК в планарном МР на основе GaAs [6]. Задержка времени возгорания излучения конденсата относительно лазерного импульса изменялась от импульса к импульсу (джиттер). Джиттер максимален (~ 10 пс) вблизи порога конденсации и уменьшается с ростом мощности накачки. Джиттер приводит к увеличению измеряемых значений $g^{(2)}$ на фронте и спаде импульса излучения БЭК, что необходимо учитывать при корреляционных измерениях. При измерениях с накоплением сигнала от большого числа импульсов джиттер приводит к увеличению измеряемой длительности импульса. Теоретический анализ показал, что среднее значение джиттера по порядку величины равно времени нарастания люминесценции БЭК.

Также исследована динамика степени спонтанной круговой и линейной поляризации отдельных импульсов излучения МР. Отдельные импульсы излучения МР при превышении порога бозе-конденсации имеют значительную круговую и линейную поляризацию, случайным образом изменяющуюся от импульса к импульсу. Спонтанная поляризация возникает на фронте импульса излучения; круговая поляризация быстро затухает и, как правило, изменяет знак через несколько десятков пикосекунд. Линейная поляризация затухает примерно на 50 пс позже круговой. Работа поддержана РФФИ (проект 18-02-01143).

[1] J. J. Baumberg et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 136409 (2008).

[2] H. Ohadi et al., *Phys. Rev. Lett.* **109**, 016404 (2012).

[3] D. Read, T. C. H. Liew, Yuri G. Rubo, and A. V. Kavokin, *Phys. Rev. B* **80**, 195309 (2009).

[4] V. G. Sala et al., *Phys. Rev. B* **93**, 115313 (2016).

[5] E. Estrecho et al., *Nat. Commun.* **9**, 2944 (2018).

[6] M. V. Kochiev et al., *Phys. Rev. B* **99**, 035310 (2019).

Формирование экситон-поляритонного конденсата в полупроводниковых микрорезонаторах в отсутствие экситонного резервуара

Деменев А.А., Кулаковский В.Д.

ИФТТ РАН, 142432 Черноголовка Московская область, Россия

DOI 10.34077/Semicond2019-394

Одной из наиболее важных характеристик бозе-эйнштейновского конденсата является пространственная когерентность - свойство системы иметь одну и ту же волновую функцию в разных точках, разделенных расстоянием, превышающим тепловую длину волны де Бройля. Для понимания процессов, управляющих конденсацией Бозе-Эйнштейна, важно знать, как быстро устанавливается когерентность во всей системе во время образования конденсата. В теоретических работах [1,2] было показано, что процесс конденсации частиц имеет три стадии: релаксация частиц низкоэнергетическую или так называемую когерентную область, где кинетическая энергия частицы имеет порядок ее энергии взаимодействия с другими частицами, формирование “квазиконденсата” (сглаживание колебаний плотности) и “истинного конденсата” (установление в системе частиц дальнего порядка). Экспериментально динамика формирования пространственной когерентности впервые была исследована для газа ультрахолодных атомов в работе, [3] где было обнаружено, что когерентная область расширяется с постоянной скоростью около 0,1 мм/с.

В исследованиях системы экситонных поляритонов (ЭП) в GaAs микрорезонаторах (МР) при межзонном возбуждении, когда ЭП конденсат формируется благодаря стимулированному рассеянию экситонов из фотовозбужденного экситонного резервуара на дно ЭП ветки, было найдено, что пространственная когерентность формирующегося конденсата распространяется со скоростью около $5 \cdot 10^7$ см/с. При этом взаимодействие конденсата с экситонным резервуаром ведет к частичной декогерентности конденсата, максимальная длина когерентности находится при плотностях возбуждения, превышающих пороговую не более, чем в 1.5-2 раза и лежит в пределах 20 мкм.

В этой работе исследовано формирование пространственной когерентности в ЭП системе при резонансном возбуждении ЭП некогерентными пс импульсами в широкой области квазиимпульсов без возбуждения экситонного резервуара. Исследована ЭП система в 2λ GaAs/AlGaAs МР с 4 наборами из 3 $\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$ квантовых ям толщиной 10 нм. Добротность МР $Q > 10^4$, расщепление Раби – 7.5 мэВ. ЭП возбуждались сходящимся лазерным лучом с большой апертурой ($\sim 26^\circ$) выше дна ЭП ветки E_{LP} на 0.7 мэВ. Пространственная корреляционная функция 1-го порядка $g^{(1)}(\Delta x, \Delta t=0)$ находилась из анализа интерференции излучения ЭП из разных точек на образце.

Найдено, что при $T=2$ К нарастание когерентности в ЭП системе в отсутствие экситонного резервуара происходит крайне медленно: даже на временах ~ 250 пс: величина $g^{(1)}(\Delta x) < 0.2$ уже при $\Delta x=2,5$ мкм. При повышении T выше 30 К происходит существенное ускорение установления когерентности: длина когерентности 5 мкм достигается на временах ~ 100 пс. Ускорение релаксации ЭП в когерентную область с ростом температуры ускорением установления теплового равновесия в системе ЭП благодаря включению механизма некогерентного рассеяния ЭП на фононах.

Работа выполнена в рамках госзадания ИФТТ РАН с финансовой поддержкой Программы Президиума РАН «Актуальные проблемы физики низких температур»

[1] Yu.M. Kagan, B.V. Svistunov, and G.V. Shlyapnikov, *Sov. Phys. JETP*, **75**, 387 (1992).

[2] Yu. Kagan and B.V. Svistunov, *Sov. Phys. JETP*, **78**, 187 (1994).

[3] S. Ritter, et al, *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 090402 (2007).

[4] V. V. Belykh, et al, *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 137402 (2013).

Люминесценция из верхней поляритонной ветки в металло - органическом микрорезонаторе в режиме сильной связи

Морозов К.М.^{1,2}, Иванов К.А.², Гиршова Е.И.¹, Селенин Н.³, Михрин С.³, Позина Г.⁴, Де Са Перейра Д.⁵, Менелау К.⁵, Монкман Э.⁵, Калитеевский М.А.^{1,2,6}.

¹ Санкт-Петербургский Академический Университет, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8к3

² Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

³ Innolume GmbH, 44263, Dortmund, Konrad-Adenauer-Allee 11, Germany

⁴ Linköping University, SE-58183, Linköping, Sweden

⁵ Durham University, DH1 3LE, Durham, United Kingdom

⁶ ФТИ им. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

DOI 10.34077/Semicond2019-395

Были изготовлены металло - диэлектрические резонаторы, состоящие из брэгговского зеркала (5 пар $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$), активной области из органического материала 4,4-Bis(N-carbazolyl)-1,1-biphenyl (CBP) и слоя серебра (рис. 1(a)). В такой структуре имеет место взаимодействие между таммовским плазмоном (ТП) [1] и экситоном в режиме сильной связи, что сопровождается появлением двух поляритонных мод, характеризующимся расщеплением около 0.5 эВ (штриховые линии на рис. 1(b)).

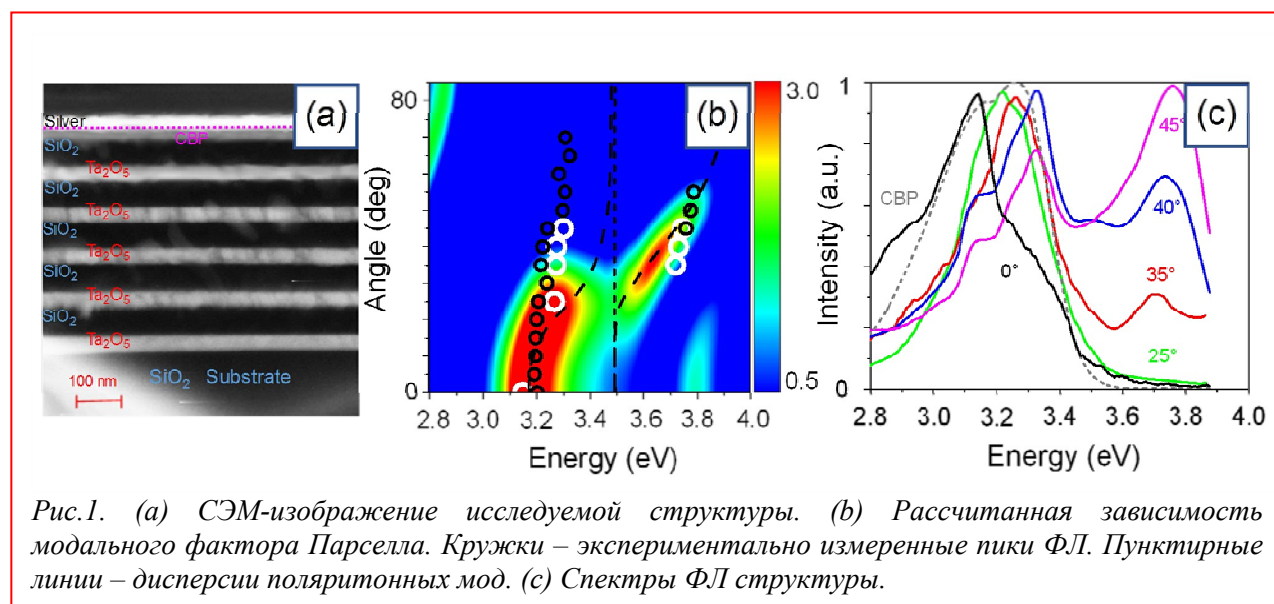


Рис.1. (a) СЭМ-изображение исследуемой структуры. (b) Рассчитанная зависимость модального фактора Парселла. Кружки – экспериментально измеренные пики ФЛ. Пунктирные линии – дисперсии поляритонных мод. (c) Спектры ФЛ структуры.

Дизайн структуры был рассчитан таким образом, чтобы обеспечить усиление спонтанной эмиссии как для нижней, так и для верхней поляритонной ветки. На рисунке 1(b) зависимость модального фактора Парселла [2] от частоты и направления эмиссии. Можно видеть, что для углов излучения от 0 до 30 градусов вероятность спонтанной эмиссии увеличена для нижней поляритонной ветки, а для углов излучения от 30 до 50 градусов спонтанная эмиссия увеличена для верхней поляритонной ветки. На рис.1(c) показаны спектры фотолюминесценции (ФЛ) исследуемой структуры под различными углами. В спектрах ФЛ наблюдается два пика, с энергиями, соответствующими двум поляритонным модам. Зависимость спектрального положения пиков ФЛ от угла эмиссии показана кружками на рис. 1(b) (было изготовлено и исследовано 2 образца). По мнению авторов это первое наблюдение люминесценции из верхней поляритонной ветки в микрорезонаторе с органической активной областью. Для исследованных структур, полоса излучения может достигать ширины 0.75 эВ (см. рис. 1(c)), что может быть использовано для создания органических светодиодов с широкой полосой излучения.

[1] C. Symonds et al., *Nano. Lett.*, **13**, 3179-3184 (2013).

[2] A. R. Gubaydullin et al., *Sci. Rep.*, **7**, 9014 (2017).

Вклад процессов взаимодействия активной среды с собственными модами фотонного кристалла в люминесцентный отклик кремниевых структур с самоформирующимися nanoостровками Ge(Si)

Степихова М.В.¹, Яблонский А.Н.¹, Дьяков С.А.², Ермаков О.Е.³, Скороходов Е.В.¹, Шалеев М.В.¹, Сергеев С.М.¹, Шенгуров Д.В.¹, Гиппиус Н.А.², Богданов А.А.³, Новиков А.В.¹, Красильник З.Ф.¹

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

² Сколковский институт науки и технологий, 143005, Москва, ул. Нобеля, 3

³ Университет ИТМО, 199034, Санкт-Петербург, Биржевая линия В.О., 14

DOI 10.34077/Semicond2019-396

В последнее время значительный интерес исследователей привлекают возможности контролируемого управления свойствами полупроводниковых материалов в низкоразмерных фотонных структурах [1], где большое внимание уделяется фотонным кристаллам (ФК) и низкоразмерным ФК резонаторам, позволяющим контролируемым образом изменять излучающие свойства полупроводников [2,3]. В этой работе рассмотрены особенности люминесцентных процессов, наблюдаемых в фотонных кристаллах, сформированных на кремниевых структурах с nanoостровками Ge(Si), излучающих в диапазоне длин волн 1.2 – 1.6 мкм. Рассматриваемые структуры представляют интерес с точки зрения возможностей создания на их основе эффективных источников излучения для схем кремниевой нанопотоники.

Фотонные кристаллы с периодом решетки (a) от 350 до 1000 нм формировались методами электронно-лучевой литографии и плазмохимического травления на многослойных структурах, с 5-ю слоями nanoостровков Ge(Si), выращенных на подложках SOI. Фактор заполнения ФК определялся соотношением радиуса отверстий (r) к периоду решетки $r/a = 0.2 \div 0.4$. Экспериментальные исследования полученных структур выполнялись методом микро-ФЛ в стандартной геометрии нормального падения возбуждающего и детектируемого лучей, получены результаты исследований диаграмм направленности излучения ФК со сканированием по углам в выделенных Г-М и Г-К направлениях зоны Бриллюэна ФК, исследованы поляризационные особенности излучения ФК.

В рамках проведенных исследований показано, что при значительных периодах решетки ФК (более 500 нм) в исследованных структурах имеет место усиление (вплоть до двух порядков величины) сигнала ФЛ nanoостровков Ge(Si) на собственных модах ФК, локализованных в Г точке зоны Бриллюэна. Полученные результаты теоретических исследований показывают, что в исследуемых структурах имеют место явления усиления сигнала ФЛ на радиационных модах ФК и связанных состояниях в континууме (bound states in the continuum [4]). В последнем случае наблюдаемые резонансные спектры сигнала ФЛ характеризуются предельно тонкой структурой линий, добротность которых превышает 10^3 . Особенности излучающих свойств ФК в условиях взаимодействия активной среды с радиационными модами ФК и связанными состояниями в континууме прослеживаются в исследованных диаграммах направленности излучения ФК, отражающих особенности модовой структуры ФК в зоне Бриллюэна.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-72-10011).

[1] I. Staude, J. Schilling, *Nature Photon.*, **11**, 274 (2017).

[2] S. Wu, et al., *Adv. Mater.*, **30**, 1803362 (2018).

[3] S. Noda, M. Fujita, T. Asano, *Nature Photon.*, **1**, 449 (2007).

[4] C.W. Hsu, et al. *Nat. Rev. Mater.*, **1**, 1 (2016).

Селективно излучающие киральные мета-мембраны

Тиходеев С.Г.^{1,2}, Лобанов С.В.³, Дьяков С.А.⁴, Гиппиус Н.А.⁴¹ Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1² ИОФ РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38³ School of Medicine, Cardiff University, Cardiff CF24 4HQ, United Kingdom⁴ Сколковский институт науки и технологий, 121205, Москва, Территория Инновационного Центра “Сколково”.

DOI 10.34077/Semicond2019-397

Возможность управления направлением оптического излучения из различных фотонных структур с помощью киральных локальных распределений электромагнитного поля в них привлекает в последнее время большой интерес исследователей [1,2], в связи с потенциальной важностью для оптоэлектроники и спинтроники. В докладе продемонстрирована возможность управления направлением излучения из кирально-модулированной метамембраны при спин-поляризованном возбуждении специальным образом расположенного излучателя - квантовой точки – внутри метамембраны.

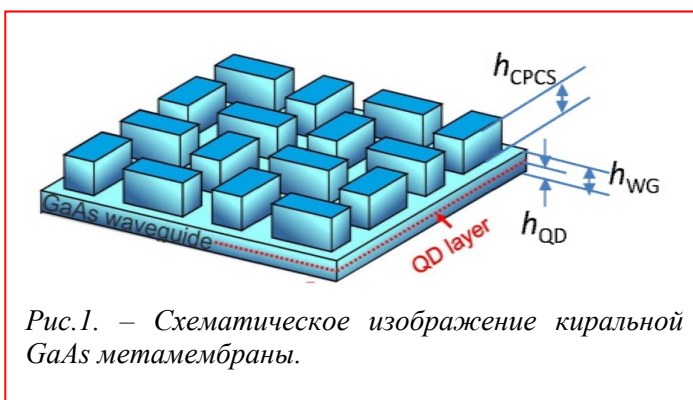


Рис.1. – Схематическое изображение киральной GaAs метамембраны.

Метамембрана (см. схему на Рис. 1) в виде свободно-подвешенного планарного GaAs волновода имеет на верхней поверхности киральный фотонно-кристаллический слой нанопилларов. Структуры такого типа на буферной подложке AlGaAs позволили получить [3] циркулярно-поляризованную фотолюминесценцию квантовых точек без применения постоянного магнитного поля.

Расчеты методом оптической матрицы рассеяния показывают (см. на Рис.2), что свободно-подвешенная мембрана может быть селективной по направлению спина излучателя: свет направляется вверх или вниз от структуры, в зависимости от направления спиновой поляризации оптически возбужденной квантовой точки, если она расположена, например, в центре элементарной ячейки структуры.

[1] S.J. Petersen, J. Volz, A. Rauschenbeutel, *Science* **346**, 67 (2014).

[2] F. Spitzer, A. N. Poddubny, I. A. Akimov, et al., *Nature Physics* **14**, 1043 (2018).

[3] S. V. Lobanov, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, et al., *Phys. Rev. B* **92**, 205309 (2015).

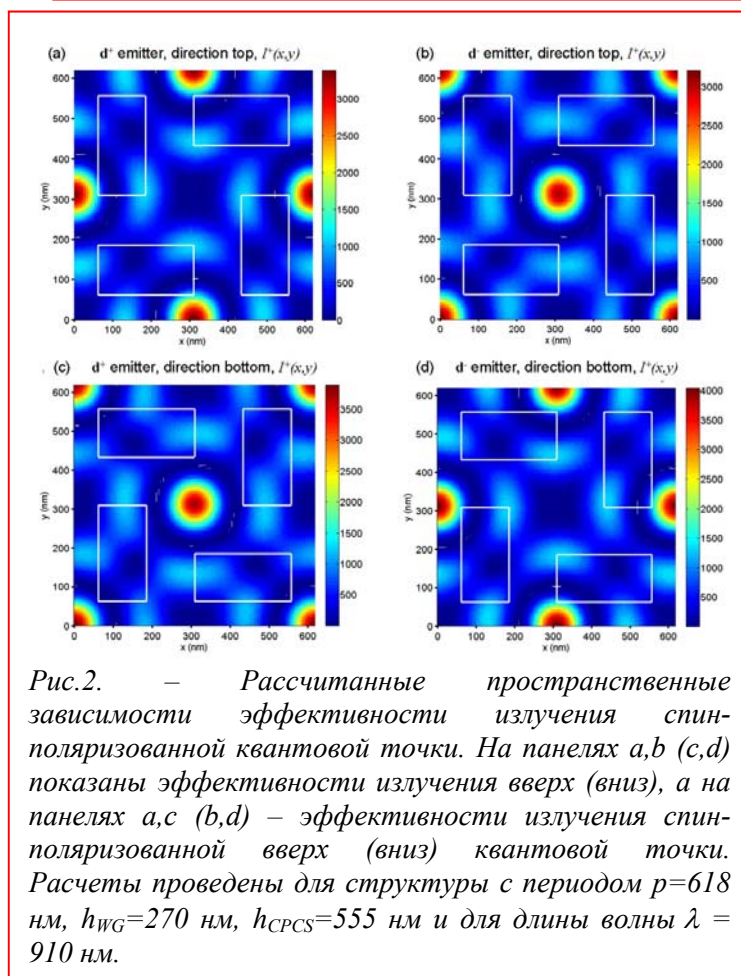


Рис.2. – Рассчитанные пространственные зависимости эффективности излучения спин-поляризованной квантовой точки. На панелях a,b (c,d) показаны эффективности излучения вверх (вниз), а на панелях a,c (b,d) – эффективности излучения спин-поляризованной вверх (вниз) квантовой точки. Расчеты проведены для структуры с периодом $p=618$ нм, $h_{WG}=270$ нм, $h_{CPCS}=555$ нм и для длины волны $\lambda = 910$ нм.

Резонансные оптические свойства возбужденных состояний в экситонных брэгговских структурах GaAs/AlGaAs

Чалдышев В.В.¹, Maharjan N.², Nakarmi M.L.²

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

² Brooklyn College of the City University of New York, Brooklyn, 11210 New York, USA.

DOI 10.34077/Semicond2019-398

Системы множественных квантовых ям (QW), разделенных туннельно-непрозрачными барьерами, обеспечивающими брэгговскую дифракцию электромагнитных волн, позволяют значительно усилить взаимодействие света с экситонными возбуждениями в QWs [1]. Это усиление не требует реальной заселенности экситонных уровней и, поэтому может быть реализовано не только для основного, но и для более высоких энергетических состояний экситонов. Этот эффект был впервые продемонстрирован в работе [2].

В данной работе представлены результаты исследований оптического отражения (OR) и электроотражения (ER) от периодических систем QW GaAs, разделенных барьерами AlGaAs, толщина которых обеспечивала брэгговскую дифракцию света при энергиях фотонов, близких к энергиям экситонных состояний $\chi(e1-hh3)$, $\chi(e2-hh1)$, $\chi(e2-hl1)$ и $\chi(e2-hh3)$.

Исследованные структуры были выращены методом МЛЭ и состояли из 60 периодов [3]. Исследования OR и ER проводились при различных температурах и углах падения света, что позволило наблюдать как спектральные особенности связанные с основным состоянием экситонов $\chi(e1-hh1)$ и $\chi(e1-hl1)$, так и с более высокими квантовыми состояниями электронов и дырок. Наличие достаточно сильного электро-оптического сигнала, обусловленного квантовым эффектом Штарка (Рис.1), и спектральных особенностей, связанных с переходами, запрещенными по симметрии в прямоугольных ямах, свидетельствует о наличии в структурах встроенного электрического поля. Величина этого поля (5.2 kV/cm) в области вблизи интерфейса GaAs/AlGaAs была определена по осцилляциям Франца-Келдыша. Приложение внешнего электрического поля (Рис.2) позволило изменять вероятности оптических переходов для состояний с различной симметрией волновых функций в хорошем согласии с квантово-механическими расчетами. Из анализа экспериментальных кривых определены параметры экситонных состояний, соответствующих различным уровням размерного квантования электронов и дырок.

[1] Е.Л. Ивченко и др. ФТТ, **36**, 2118 (1994).

[2] V. V. Chaldyshev et al., *Appl. Phys. Lett.* **98**, 073112 (2011).

[3] Y. Chen et al., *J. Appl. Phys.* **121**, 103101 (2017).

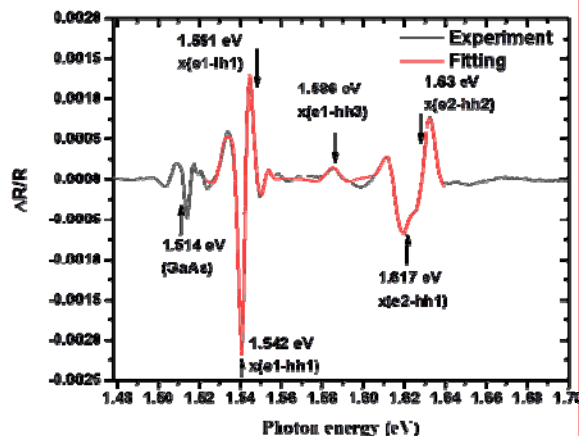


Рис.1. – Спектр ER при 20 K для структуры с 60 QW толщиной 12.5 нм при угле падения света 23° .

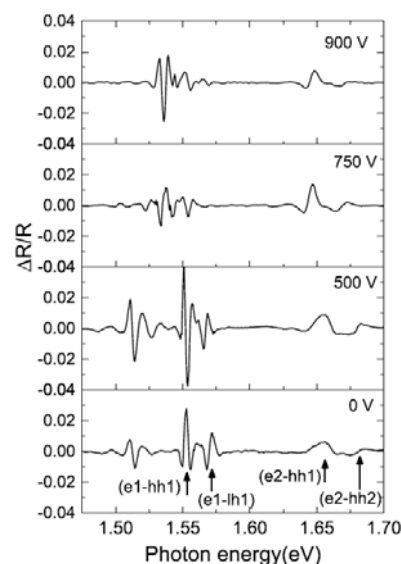


Рис.2. – Спектры ER при 18 K для RBS с QW толщиной 10.4 нм при угле падения света 52° . Спектры записаны с приложением внешнего электрического поля.

Режим ультрасильной плазмон-поляритонной связи для новых плазменных мод в копланарных микрорезонаторах

Андреев И.В., Муравьев В.М., Гусихин П.А., Зарезин А.М., Губарев С.И., Кукушкин И.В.

ИФТТ РАН, 142432, г. Черноголовка Московской обл., ул. Академика Осипьяна, д. 2

DOI 10.34077/Semicond2019-399

Взаимодействие света и вещества является одной из важнейших тематик физических исследований на протяжении более ста лет. В квантовых системах взаимодействие фотона с возбуждениями среды приводит к возникновению новых гибридных частиц – поляритонов. В последнее время в физике двумерных электронных систем (ДЭС) получило значительное развитие исследование плазмон-поляритонов в микрорезонаторах в микроволновом и субтерагерцовом диапазонах частот [1, 2]. Недавно для ДЭС, оснащённых металлическим затвором в виде узкой полоски, было теоретически предсказано [3] существование нового типа «near-gate» плазменных мод, осцилляции заряда в которых преимущественно локализованы под полосковым затвором, а электрическое поле моды сосредоточено преимущественно снаружи подзатворной области. Такие моды одновременно сочетают в себе свойства двумерных и экранированных магнитоплазмонов – а именно, их закон дисперсии имеет корневой вид как по волновому вектору, так и по расстоянию от ДЭС до полоскового затвора. Такие моды были обнаружены экспериментально [4]. Представляет значительный интерес экспериментально исследовать величину плазмон-фотонной связи для вновь открытых «near-gate» мод.

В настоящей работе исследованы «near-gate» плазменные моды, возникающие вблизи центральной металлической полоски копланарных микрорезонаторов, литографически сформированных над поверхностью ДЭС. В эксперименте наблюдается гибридизация «near-gate» мод с фотонными модами микрорезонатора; удалось пронаблюдать до трёх гибридных плазмон-поляритонных мод. По расщеплению поляритонных ветвей Ω было проведено сравнение величин плазмон-поляритонного взаимодействия для мод различных типов. Установлено, что в таких системах для «near-gate» мод реализуется режим ультрасильной плазмон-фотонной связи: так, для ДЭС с электронной плотностью $n_s = 2.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ $\Omega/\omega_0 \approx 0.33$ (ω_0 – частота невозмущённых мод). Показано, что сила плазмон-фотонного взаимодействия для «near-gate» мод на порядок больше, чем для обычных двумерных плазмонов.

Работа выполнена в рамках госзадания ИФТТ РАН при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты 17-02-01140 и 18-02-00753).

[1] V.M. Muravev et al., *Phys. Rev. B* **83**, 075309 (2011).

[2] G. Scalari et al., *Science* **335**, 1323 (2012).

[3] A.A. Zabolotnykh and V.A. Volkov, *Phys. Rev. B* **99**, 165304 (2019).

[4] I.V. Kukushkin et al., to be published.

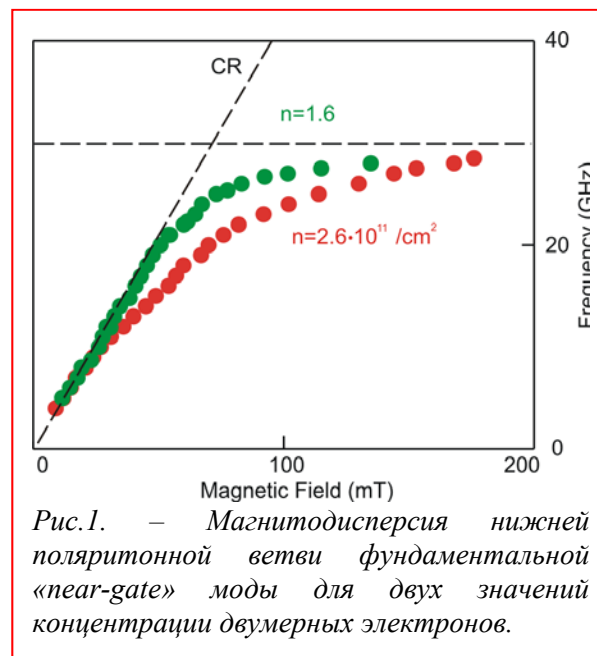


Рис.1. – Магнитодисперсия нижней поляритонной ветви фундаментальной «near-gate» моды для двух значений концентрации двумерных электронов.

Исследование резонансных отражательных свойств кремниевых нанопилларов, сформированных на подложке кремний-на-изоляторе

Басалаева Л.С.¹, Настаушев Ю.В.¹, Дульцев Ф.Н.¹, Крыжановская Н.В.², Фетисова М.В.²

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

² СПбАУ, Санкт-Петербург, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8/3

DOI 10.34077/Semicond2019-400

В последние годы диэлектрические нанорезонаторы различной формы (наносферы [1], нанопиллары [2], нанодиски [3] и наноконусы [4]) привлекают значительный интерес исследователей в качестве альтернативы плазмонным наноматрицам для решения задач эффективного управления светом на наномасштабе. Кремниевые нанопиллары (Si НП) или нанодиски, сформированные на кварцевой подложке являются перспективными нанообъектами для реализации различных оптоэлектронных устройств. Однако зачастую возникает необходимость размещать Si НП на проводящих подложках с высоким показателем преломления. В таком случае происходит подавление резонансов из-за утечки мод в подложку. Теоретически обосновано [5], что для предотвращения утечки мод Si НП нужно отделить Si НП от подложки с высоким показателем преломления тонким промежуточным слоем с низким показателем преломления. Мы экспериментально сформировали и исследовали структуры Si НП на подложках кремний-на-изоляторе (КНИ) с целью выявления факторов, влияющих на подавление распространения волны внутри подложки и устранения дифракционных эффектов утечки мод в подложку. Упорядоченные массивы Si НП были сформированы на подложке КНИ посредством электронной литографии на негативном резисте AR-N7520.17new с последующим реактивным ионным травлением. В качестве исходных подложек использовались разные подложки КНИ с толщиной скрытого слоя SiO₂: 300 нм и 500 нм. Толщина резистивной маски составляла 400 нм. Экспонирование образцов проводилось на установке электронной литографии (Pioneer, Raith GmbH) при U=20кВ, I=47пА. Высота Si НП составила 200 нм и 400 нм. Диаметр Si НП варьировался от 100 до 250 нм, период варьировался от 400 до 1000 нм. Были измерены спектры отражения микро массивов Si НП размером 40 x 40 мкм в диапазоне длин волн от 400 нм до 1000нм. В спектре отражения от подложки КНИ наблюдались сильные модуляции от скрытого слоя SiO₂ (Рис.1). Из Рис.1 также видно, что Si НП обладают сильными антиотражающими свойствами в видимой части спектра. Наблюдался сдвиг минимумов в спектрах отражения в длинноволновую область при увеличении толщины слоя кремния между Si НП. Также в спектрах отражения присутствовали узкие резонансные линии, которые связаны с решеточными резонансами.

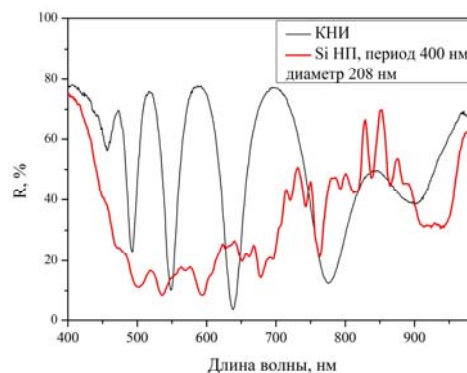


Рис. 1. Спектры отражения Si НП на КНИ. Период Si НП 400 нм. Диаметр Si НП ~208 нм. Высота Si НП ~200 нм, толщина заглубленного SiO₂ 300 нм, толщина остаточного слоя Si ~300 нм.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России (3.9787.2017/8.9). Авторы благодарны д.ф.-м.н. В.П. Попову и Н.В. Дудченко за изготовление КНИ-структур.

[1] A.I. Kuznetsov et al., *Scientific Reports*, **2**, 492 (2012).

[2] W. Yue et al., *Laser Photonics Rev*, **11**(3), 1600285 (2017).

[3] E.V.Melik-Gaykazyan et al., *ACS Photonics*, **5**(3), 728 (2018).

[4] Y-C.Lee et al, *Photonics Nanostructures: Fundam. Appl.*, **12**, 16 (2014).

[5] V. E. Babicheva et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **34**(7), D18 (2017).

Секция 10. Фотонные кристаллы, микрорезонаторы и метаматериалы. Наноплатоника
**Плазмонное усиление электрического поля в гетероструктурах Ge/Si с
квантовыми точками, интегрированными с различным типом
поверхностных наноструктур**

Блошкин А.А.^{1,2}, Якимов А.И.¹, Кириенко В.В.¹, Армбристер В.А.¹, Уткин Д.Е.¹,
Двуреченский А.В.^{1,2}

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

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

DOI 10.34077/Semicond2019-401

Гетероструктуры Ge/Si с квантовыми точками интегрированные с субволновыми золотыми решетками являются перспективным кандидатом для использования в фотоприемных устройствах среднего (3-5 мкм) инфракрасного диапазона, поскольку в них реализуется усиление поля электромагнитной волны света полем поверхностной плазмонной волны. Однако нанесение золотой пленки на поверхность полупроводников с высоким показателем преломления приводит к увеличению коэффициента отражения электромагнитных волн, ослабляя эффект плазмонного усиления, несмотря на явления экстраординарного прохождения света.

Ранее, в работе [1] с помощью химического травления в присутствии металлов (metal assisted chemical etching) на структурах типа арсенид галлия – золотая решетка был создан новый тип гетероструктур, в которых в отверстиях в золотой пленке были сформированы столбики из арсенида галлия различной высоты. В результате удалось усилить коэффициент прохождения света более чем в два раза в широком диапазоне длин волн.

В данной работе сравниваются два типа плазмонных гетероструктур: 1) с плоской поверхностью и 2) гетероструктуры, в которых на поверхности золотой решетки имеется массив кремниевых цилиндров высотой 0.5 мкм. Период субволновой решетки и диаметр отверстия были выбраны равными 1.3 мкм и 0.7 мкм соответственно. Параметры решетки были выбраны таким образом, чтобы частота основной плазмонной моды приходилась на максимум спектральной чувствительности квантовых точек Ge/Si (длина волны 4.33 мкм).

Электрические поля были рассчитаны методом конечных элементов в программном пакете Comsol Multiphysics. Область, занятая квантовыми точками, толщиной 600 нм находилась на расстоянии 220 нм ниже поверхности кремния. Эти величины соответствуют реальным толщинам слоев в экспериментах. Для определения эффективности усиления электрического поля была использована методика, описанная в [2]. На рис. 1 показан коэффициент усиления поля в структурах без цилиндров на поверхности и с ними. Из рисунка видно, что добавление цилиндров приводит к усилению электрического поля во всей спектральной области, но наибольшее усиление наблюдается на частоте, соответствующей первой плазмонной моде (3.1 мкм).

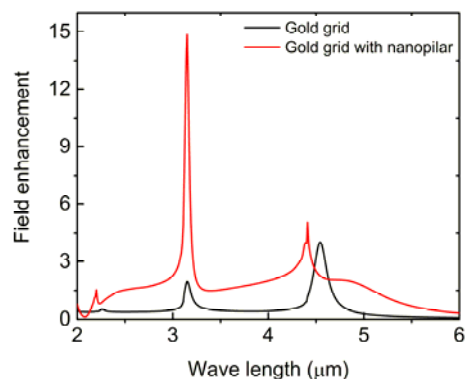


Рис. 1 Коэффициент усиления электрического поля в плазмонных гетероструктурах с кремниевыми цилиндрами и без них

[1] Runyu Liu et al., *Adv. Mater.* **28**, 1441 (2016)

[2] А. А. Блошкин, А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, *ФТП*, **53**, 206 (2019)

Разработка эпитаксиальных гетероструктур с InGaAlAs сверхрешетками на подложках InP для электрооптического модулятора

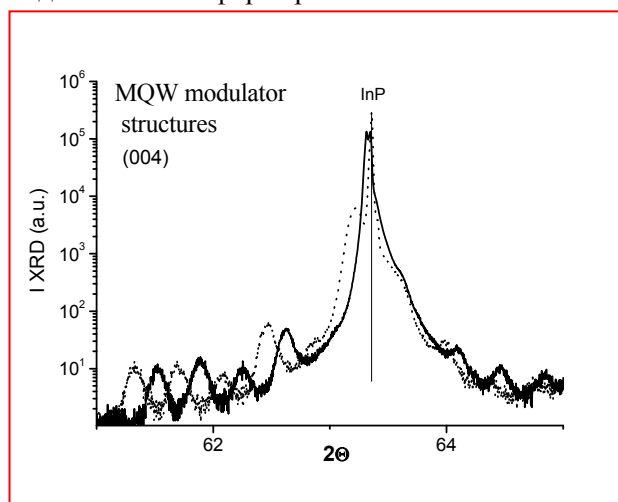
Васильевский И.С.¹, Виниченко А.Н.¹, Сибирмовский Ю.Д.¹, Доброхотов П.Л.¹,
Ладугин М.А.², А.А. Мармалюк², Ю.Л. Рябоштан², Каргин Н.И.¹

¹ *Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31*

² *АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф.Стельмаха», 117342, Москва, ул. Введенского, д. 3, корп. 1*

DOI 10.34077/Semicond2019-402

Одной из главных технологических платформ для создания быстродействующих монолитных устройств микроволновой фотоники, позволяющих объединять источник, модулятор и фотоприемник, являются гетероструктуры InAlGaAsP на подложке InP. Создание высокочастотного электрооптического модулятора на квантовом эффекте Штарка (КЭШ) требует решения ряда проблем: повышение амплитуды КЭШ, снижение потерь, дизайн волноводной структуры. Так, наибольшую эффективность КЭШ демонстрируют сверхрешетки на основе множественных наноразмерных КЯ (МКЯ) InGa(Al)As/InAlAs, встроенные в p-i-n структуру, однако, для создания высокого контраста показателя преломления в качестве обкладок волноводной части используются более толстые слои InGaAsP/InP. Реализация подобной структуры достаточно сложна, и в данной работе проведена разработка трехэтапного роста: методом МОСVD формировались нижние n+InP/n-i-InGaAsP и верхние i-InGaAsP/p-InP обкладочные слои, а МКЯ область формировалась методом МЛЭ. Определены условия для щадящего разложения окисла в камере МЛЭ с темплейтной структуры, изготовленной методом МОС-гидридной эпитаксии. Была проведена оптимизация слоевого дизайна МКЯ нескольких типов: решеточно-согласованного, симметрично-напряженного дизайнов с узкозонным слоем как из $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, так и из $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47-z}\text{Al}_z\text{As}$, что позволило увеличить ширину узкозонного слоя. Методом МЛЭ при различных режимах роста изготовлены образцы с МКЯ и проведена их характеристика по спектрам фотолюминесценции (ФЛ) и рентгеновской высокоразрешающей дифрактометрии (РД) (см. рис 1). Данные РД показывают хорошее согласование среднего состава МКЯ сверхрешетки с подложкой InP, большое количество побочных максимумов СР с малой полушириной.



Спектры ФЛ оптимизированных структур демонстрируют интенсивную полосу в области 1440-1460 нм с полушириной 80-90 нм, что обеспечивает высокое значение КЭШ при низких потерях излучения длиной волны около 1550 нм. Данные структуры были взяты за основу разработки интегрального модулятора Маха-Цендера С/Л диапазона. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, уникальный идентификатор работ (проекта) RFMEFI58117X0026

Дополнительные резонансы гигантского усиления рамановского рассеяния света в слоистых структурах с несколькими металлическими слоями

Гришина Я.В.¹, Кукушкин В.И.^{1,2}, Соловьев В.В.¹, Кукушкин И.В.¹

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

² НИИВС им. Мечникова, 105064, Москва, Малый Казенный пер., 5А

DOI 10.34077/Semicond2019-403

Обнаружено, что в слоистых структурах с двумя металлическими слоями, разделенными слоем диэлектрика определенной толщины, помимо основного плазмон-поляритонного резонанса гигантского усиления рамановского рассеяния (SERS), находящегося в области 480 - 530 нм, имеется дополнительный SERS-резонанс, который сдвинут в сторону больших длин волн и имеет сравнимую амплитуду. Установлено, что положение этого дополнительного SERS-резонанса определяется толщиной диэлектрической прослойки, разделяющей металлические слои, что позволяет изменять спектральное положение дополнительного резонанса в довольно широких пределах. Показано, что обнаруженный SERS-резонанс связан с дополнительной плазмон-поляритонной модой, возникающей в структурах с несколькими металлическими слоями.

Поверхностные плазмон-поляритонные возбуждения в тонких металлических пленках приводят к сильной локализации электромагнитного поля вблизи поверхности такой пленки, что обеспечивает гигантское усиление оптического отклика. Для тонкой серебряной пленки толщиной 5-7 нм (гранулы серебра имеют характерный размер 30-40 нм при такой толщине пленки) резонансная плазменная частота гранул оказывается в диапазоне длин волн 450 нм - 550 нм, а максимум усиления оптического отклика на этих подложках отвечает длине волны лазера близкой к 500 нм. Вместе с тем, при фотовозбуждении органических молекул на длине волны 450 нм - 550 нм помимо усиленного рамановского сигнала в этой же области спектра возникает интенсивная люминесценция, препятствующая надежному измерению рамановского рассеяния.

Нашей задачей было найти такую реализацию структур, изготовленных на основе серебряных гранулированных пленок, в которых появляются дополнительные плазменные моды с резонансными частотами, заметно сдвинутыми в красную или инфракрасную область. Основная идея, использованная для решения поставленной задачи, заключается в том, что в отличие от одиночной металлической пленки, окруженной диэлектриком, где реализуется лишь одна плазмон-поляритонная мода, в многослойной структуре с множественными металлическими слоями появляются дополнительные поверхностные плазмон-поляритонные моды (рис. 1). Таким образом, добавляя к основному гранулированному серебряному слою дополнительные слои толстого серебра и, варьируя толщину диэлектриков, разделяющие металлические слои, можно управлять скоростью плазменных мод и тем самым получать резонансы в более красной области спектра.

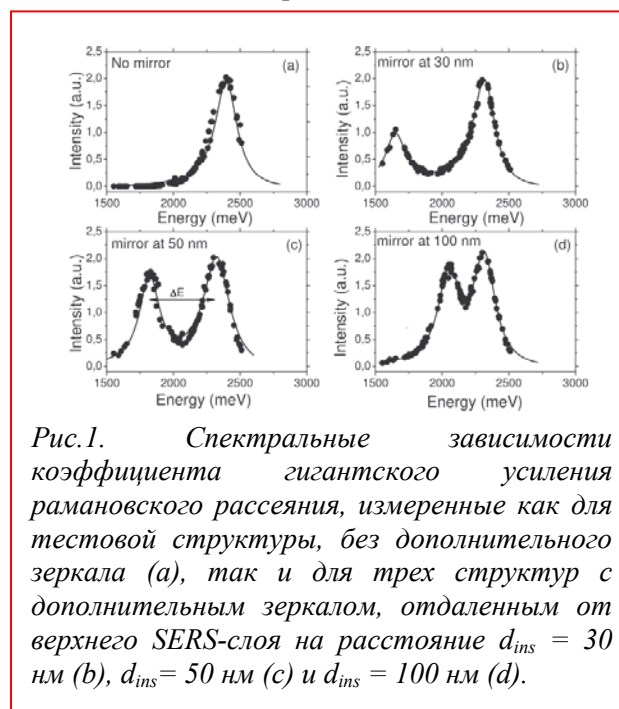


Рис. 1. Спектральные зависимости коэффициента гигантского усиления рамановского рассеяния, измеренные как для тестовой структуры, без дополнительного зеркала (а), так и для трех структур с дополнительным зеркалом, отдаленным от верхнего SERS-слоя на расстояние $d_{ins} = 30$ нм (b), $d_{ins} = 50$ нм (c) и $d_{ins} = 100$ нм (d).

Неклассические источники света на основе селективно позиционированных микролинзовых структур, одиночных (111)

In(Ga)As и AlInAs квантовых точек

Деребезов И.А., Гайслер А.В., Гайслер В.А.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-404

В работе представлены результаты исследования оптических характеристик неклассических источников света, содержащих микрорезонатор на основе полупроводникового брэгговского отражателя и селективно позиционированной GaAs микролинзы над одиночной (111) In(Ga)As квантовой точкой (КТ). Структура микрорезонатора обеспечивает эффективную накачку одиночной (111) In(Ga)As КТ и высокую внешнюю квантовую эффективность излучателя. Оптические характеристики изучались с использованием методики криогенной микрофотолюминесценции.

Статистика излучения анализировалась с использованием интерферометра Хэнбери Брауна – Твисса. Корреляционная функция второго порядка для экситонной линии одиночной (111)InGaAs КТ (рис. 1а), находящейся в микрорезонаторе, представлена на рис. 1б. Измеренное значение корреляционной функции второго порядка при нулевой временной задержке составляет $g^{(2)}(0)=0.07$, что демонстрирует ярко выраженный однофотонный характер излучения. Анализ тонкой структура экситонных состояний в (111)In(Ga)As КТ показал, что в диапазоне энергий 1,320 - 1,345 эВ величина расщепление экситонных состояний сравнима с естественная ширина экситонных линий.

Изучена система КТ на основе твердых растворов $Al_xIn_{1-x}As$. Использование в качестве основы КТ широкозонных твердых растворов $Al_xIn_{1-x}As$ позволяет значительно расширить спектральный диапазон излучения в коротковолновую область, включая область длин волн около 770 нм, представляющую интерес для аэрокосмических систем квантовых криптография. Для данного типа КТ также продемонстрирован суб-пуассоновский характер статистики излучения на длинах волн вблизи 770 нм. Показано, что расщепление экситонных состояний $Al_xIn_{1-x}As$ КТ сравнимо с естественной шириной экситонных линий.

Таким образом, оба типа исследованных КТ представляют интерес для разработки излучателей одиночных фотонов и излучателей фотонных пар, запутанных по поляризации.

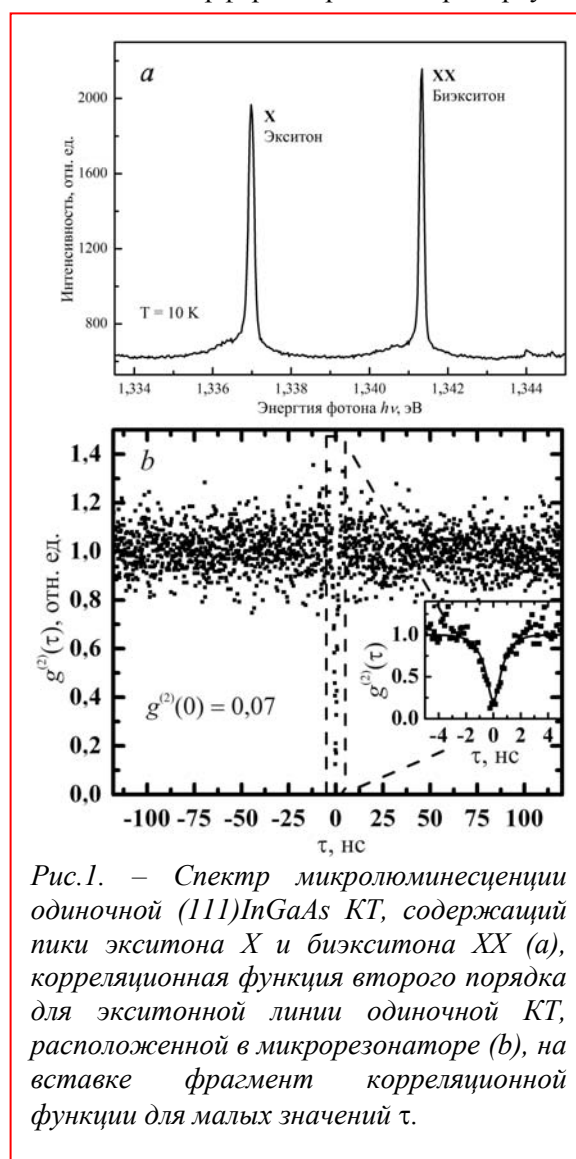


Рис.1. – Спектр микролюминесценции одиночной (111)InGaAs КТ, содержащий пики экситона X и биэкситона XX (а), корреляционная функция второго порядка для экситонной линии одиночной КТ, расположенной в микрорезонаторе (б), на вставке фрагмент корреляционной функции для малых значений τ .

Режимы оптической связи при трансформации одиночной частицы типа «ядро в оболочке» в две разные частицы

Дмитриев А.А.¹, Рыбин М.В.^{1,2}

¹ Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

² ФТИ им. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

DOI 10.34077/Semicond2019-405

Многие эффекты в фотонных структурах обусловлены резонансами [1]. Принято различать два класса структур: структуры с локальными резонансами, возбуждающимися внутри одного структурного элемента, например, частицы типа ядро в оболочке, и структуры, в которых резонансы поддерживаются комплексом из нескольких частиц. Примером таких комплексов являются фотонные олигомеры, в которых собственные моды отдельных резонансных частиц гибридизуются и обобществляются всеми частицами. Отметим, что принадлежность структуры к первому или второму типу определяется режимом оптической связи между её составными элементами. При этом для различных приложений структуры каждого типа имеют как свои преимущества, так и недостатки. Поэтому важно определить условия возникновения режимов оптической связи в различных фотонных структурах.

В данной работе мы исследуем режимы оптической связи в простейшей системе, состоящей из двух бесконечных диэлектрических цилиндров разного диаметра. Значения диэлектрической проницаемости цилиндров выбраны таким образом, чтобы их частоты дипольных резонансов Ми совпадали. Сначала цилиндры расположены соосно – сформирована система типа ядро в оболочке. Затем центр меньшего цилиндра плавно смещается, что приводит к «вытягиванию» ядра из оболочки. Таким образом, можно получить две конфигурации: (а) меньший цилиндр находится внутри большего, причём их центры смещены друг относительно друга, и (б) цилиндры разделены воздушным промежутком и вместе формируют димер. Для определения режима связи исследуются спектры рассеяния таких систем. Мы рассчитываем спектры при помощи метода связанных мультиполей, основанного на переразложении мультипольного ряда, записанного для одного из центров, через мультиполи, связанные с центром другого цилиндра. Это позволяет получить систему линейных уравнений, содержащих амплитуды всех мультиполей в качестве неизвестных. Решая матричное уравнение, можно найти отклик системы на падающее поле (плоскую волну). Спектры рассеяния вычисляются при помощи 2D-варианта оптической теоремы [2] через амплитуду рассеяния вперед.

Для анализа рассмотрим эту трансформацию в обратном направлении. Цилиндры, расположенные на бесконечно большом расстоянии друг от друга, рассеивают свет независимо – спектр рассеяния в этом случае является суммой спектров от каждого цилиндра. По мере сближения цилиндров он существенно изменяется. На расстоянии порядка нескольких десятков радиусов, на спектре появляются выраженные осцилляции, связанные с модами типа Фабри – Перо. При дальнейшем сближении цилиндров, эти осцилляции уходят в высокочастотную область спектра, и в области частоты резонанса Ми более не наблюдаются. Вместе с этим, пик, связанный с резонансом Ми, начинает расщепляться в дуплет. Данное расщепление связано с переходом в режим сильной оптической связи [3]: локальные моды Ми в каждом из цилиндров, начинают гибридизоваться, что приводит к появлению симметричной и антисимметричной обобщенных мод. По мере дальнейшего сближения расщепление усиливается. После того, как цилиндры коснулись, мы помещаем меньший цилиндр внутрь большего, и продолжаем уменьшать расстояние между их осями. Спектры для такой конфигурации продолжают обозначенную выше тенденцию, вплоть до момента, когда оси цилиндров окажутся в одной точке.

[1] A. Kuznetsov et al, *Science* **354**(6314), aag2472 (2016).

[2] A. A. Dmitriev, M. V. Rybin, *Proceedings of Days of Diffraction 2018*, 71–75 (2018).

[3] L. Cao, P. Fan, M. L. Brongersma, *Nano Lett.* **11**(4), 1463–1468 (2011).

Влияние параметров InP/GaInP квантовых точек на лазерные свойства микродисковых резонаторов

Лебедев Д.В.¹, Буряк П.А.^{1,2}, Романова А.Ю.^{1,2}, Смирнов В.И.^{1,3}, Власов А.С.¹,
Кулагина М.М.¹, Блохин С.А.¹, Задиранов Ю.М.¹, Трошков С.И.¹, Pelucchi E.³, Gocalinska A.³,
Juska G.³, Шелаев А.В.⁴, Быков А.А.⁴, Минтаиров А.М.^{1,5}

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

² СПбПУ Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

³ Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

⁴ Tyndall National Institute, University College Cork, Ireland

⁵ ИТ-МДТ, 124460, Москва, Зеленоград, 4922-й проезд, 4, стр. 3

DOI 10.34077/Semicond2019-406

Исследованию микродисковых резонаторов на основе полупроводниковых гетероструктур с квантовыми точками посвящено большое количество работ в связи с возможностью получения низкорогового лазерного излучения на высокочастотных модах шепчущей галереи и создания эффективных источников одиночных фотонов для квантовой обработки информации. В представляемой работе исследуются микродиски (диаметр 2-4 мкм) с внедренными самоорганизующимися квантовыми InP/GaInP точками (КТ), полученными методом газовой эпитаксии из металлоорганических соединений. КТ имеют большой латеральный размер (~150 нм), обеспечивающий высокую силу осциллятора и сильное перекрытие излучающей области КТ с полем шепчущей моды. Мы использовали режимы роста структур КТ обеспечивающие низкую поверхностную плотность (~2 мкм²), что позволило сформировать микродиски, содержащие малое число точек (<10). Для этих микродисков наблюдали переход в режим лазерной генерации при малой пороговой мощности (1-10 мкВт) в спектральном диапазоне 750-800 нм.

Образцы микрорезонаторов получали методами жидкостного травления (т. н. «грибовидный» микродиск) и методом плазменного травления с последующим прокислением пьедестала (микродиск на слое оксида). Спектры микрофотолюминесценции при низкой мощности возбуждаемого излучения (~0.1 мкВт) демонстрируют узкие линии с полушириной ~0.2 нм и свободным спектральным диапазоном 35 нм, соответствующие модам шепчущей галереи. Повышение мощности приводит к резкому возрастанию интенсивности мод, что указывает на переход в режим лазерной генерации.

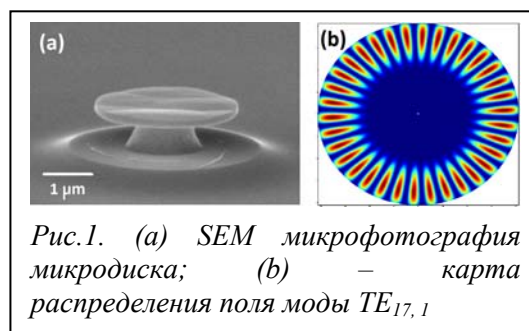


Рис. 1. (a) SEM микрофотография микродиска; (b) – карта распределения поля моды $TE_{17,1}$

Проведены исследования времен затухания люминесценции в допороговом режиме, которые показали, что излучение КТ в резонаторе происходит в три раза быстрее по сравнению с излучением КТ в свободном пространстве. Данное наблюдение является демонстрацией эффекта Парселла. С помощью метода ближнепольной микроскопии (БСОМ) для ряда микрорезонаторов было определено взаимное расположение квантовой точки относительно исследуемой моды. Сопоставление БСОМ данных, данных время-разрешенной спектроскопии с моделированием распределения резонансной моды позволило выявить корреляцию между величиной коэффициента Парселла, положением квантовой точки и величиной порога лазерной генерации.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00321.

Циркулярно-поляризованное излучение полупроводникового лазера с электрической накачкой

Максимов А.А.¹, Филатов Е.В.¹, Тартаковский И.И.¹, Кулаковский В.Д.¹, Тиходеев С.Г.^{2,3}

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

² МГУ им. М.В.Ломоносова, ул. Ленинские горы, д. 1, г. Москва, 119991.

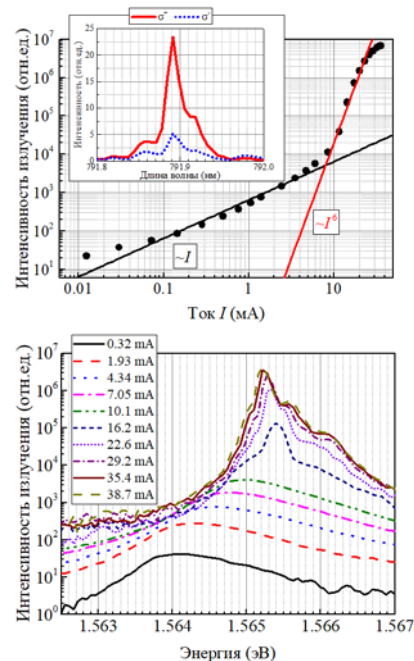
³ Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, ул. Вавилова, д. 38, г. Москва, 119991

DOI 10.34077/Semicond2019-407

Относительно недавно была продемонстрирована возможность создания поляритонного лазера с электрической накачкой на основе полупроводникового микрорезонатора с легированными брэгговскими зеркалами [1]. Были изготовлены и исследованы лазерные структуры на основе 228 нм λ -микрорезонатора $\text{Al}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$, в центре которого в пучности электрического поля расположены четыре GaAs квантовые ямы шириной 7 нм, разделенные 4 нм $\text{Al}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$ барьерами. Нижнее брэгговское зеркало микрорезонатора состояло из 27 допированных кремнием пар слоев $\text{AlAs}/\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$, а верхнее из 23.5 таких пар слоев, допированных углеродом.

Отдельный лазер представлял собой параллелепипед с основанием размером $60 \times 60 \text{ мкм}^2$. На верхнем зеркале такого лазера внутри площади, ограниченной золотым кольцевым контактом, размещался фотонный кристалл размером $36 \times 36 \text{ мкм}^2$, который был образован за счет вытравливания микроотверстий на глубину пяти полных верхних слоев AlAs и 4.5 слоев $\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$. Элементарная ячейка фотонного кристалла состояла из микроотверстий с основаниями в виде 4-х вытянутых прямоугольников с соотношением сторон 1:2 и повернутых на 90° влево или вправо относительно друг друга. Линейный размер длинной стороны прямоугольника изменялся в диапазоне 256 – 280 нм, а период фотонного кристалла составлял 880 нм. Фотолюминесценция в подобных образцах может обладать высокой степенью циркулярной поляризации в нулевых магнитных полях [2].

Для возбуждения генерации к каждому отдельному лазеру прикладывалось импульсное напряжение величиной до $\sim 75 \text{ В}$. Длительность прямоугольных импульсов возбуждения составляла $\sim 1 \text{ мкс}$, частота следования 10 – 100 кГц. При увеличении импульсного тока, текущего через образец линейная зависимость интенсивности линии излучения сменялась резким сверхлинейным ростом (см. пример на верхнем рисунке). При этом наблюдалась также спектральная сдвигка линии генерации лазера на величину $\sim 1.5 \text{ мэВ}$ (нижний рисунок) и сужение ее углового пространственного распределения до $\sim 1.5 - 2^\circ$. Спектральная ширина линии лазерной генерации уменьшалась до величин $\sim 40 \text{ мэВ}$, а степень ее циркулярной поляризации могла достигать величин более 60 % (вставка на верхнем рисунке). Таким образом, впервые продемонстрирована циркулярно-поляризованная генерация полупроводникового лазера с электрической накачкой на основе микрорезонатора с периодической хиральной квадратной решеткой на верхнем брэгговском зеркале.



Работа частично поддержана проектами РФФИ № 19-02-00697 и № 16-29-03283.

[1] C. Schneider, A. Rahimi-Iman, N. Y. Kim et al., *Nature*, **497**, No. 7449, 348-352 (2013).

[2] A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, E. V. Filatov et al., *Physical Review B*, **89**, 045316 (2014).

Фоточувствительность Au-Ga₂O₃(Fe)-n-GaP наноструктур в УФ области спектра

Мелебаев Д.

Туркменский госуниверситет им. Махтумкули, Ашхабад, 744000, Сапармырат Туркменбаши шалы, 31

DOI 10.34077/Semicond2019-408

В последнее время в связи с требованиями медицины, биологии и проблемой «озоновой дыры» усилился интерес к полупроводниковым фотоприемникам (ФП) ультрафиолетового (УФ) диапазона спектра [1]. Наиболее перспективными приборами в этом спектральном диапазоне является ФП на основе структур металл (М) - диэлектрик (Д) - полупроводник (П) с барьером Шоттки. В работе [2] исследованием фоточувствительных (ФЧ) Au-окисел-n-GaP наноструктур в УФ области спектра обнаружены новые закономерности. В длинноволновой части спектра наблюдается максимум $h\nu_m=2,35$ эВ, а в коротковолновой части спектра при $h\nu>5,1$ эВ наблюдается рост ФЧ с увеличением $h\nu$. Однако, в указанной работе не было установлено природы длинноволнового максимума и причины роста коротковолнового роста $I_{\text{ф}}$ при $h\nu>5,1$ эВ.

Настоящая работа посвящена изучению этого вопроса. Для выяснения влияния оксида железа (Fe₂O₃) на спектр фототока барьеров Шоттки созданы два типа GaP МДП структур. В одном случае в структуре не содержится оксида железа (рис.2 кривая 1), в другом случае в структуре содержится Fe₂O₃ (рис 2 , кривая 2.) Наноструктуры Au-Ga₂O₃(Fe) – n – GaP были изготовлены методом химического осаждения. Присутствие атомов железа в оксидном слое Ga₂O₃(Fe) было установлено с помощью растрового микроскопа и фотоэлектрическим методом. На рис 1 показано EDX – спектр структуры Au-Ga₂O₃(Fe) – n – GaP, покрытой кремнием. Характеристические пики Fe подтверждают наличие железа в оксидном слое.

Новые закономерности, обнаруженные фотоэлектрическим методом, также неожиданно проявляются в ВАХ и ВФХ наноструктур Au-Ga₂O₃(Fe) – n – GaP. Выяснилось, что оксидный слой состоит из двух составляющих :

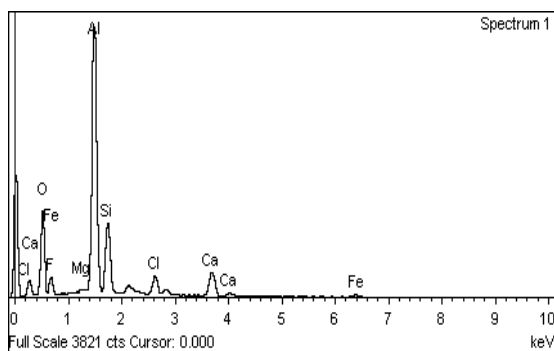


рис.1

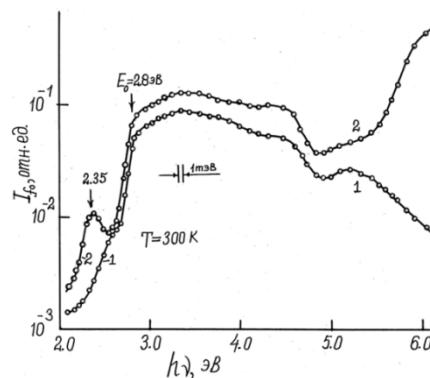


рис.2

Fe₂O₃ и Ga₂O₃ (Fe) и слой оксида участвует в создании дополнительного фототока. С использованием зависимости $I_{\text{ф}}^{-1/2}$ от $h\nu$ (рис 1) как длинноволновой ($h\nu = 2,0-2,4$ эВ) так и коротковолновой ($h\nu = 5,2-6,2$ эВ) части спектра были определены $E_{\text{гОx}}$ для Fe₂O₃ и Ga₂O₃ (Fe) оказалось равным $E_{\text{гОx}} = 2,1$ эВ и $E_{\text{гОx}} = 5,5$ эВ при 300 К соответственно. Таким образом, обнаруженные явления в ФЧ GaP МДП наноструктур позволяют создать новые типы фотоприемников ультрафиолетового излучения для практического применения.

[1] Т.В. Бланк, Ю.Ф.Гольдберг ФТП – Том 37, №9, - С. 1025-1055 (2003)

[2] Д.Мелебаев. НАНОТЕХНИКА, инженерный журнал, № 2 (38), -С,106-109 (2014)

Секция 10. Фотонные кристаллы, микрорезонаторы и метаматериалы. Нанопотоника
Сравнительный анализ люминесценции слоев n-Ge, выращенных на Ge(001) и Si(001) подложках

Новиков А.В., Юрасов Д.В., Байдакова Н.А., Бушуйкин П.А., Андреев Б.А., Алешкин В.Я., Юнин П.А., Яблонский А.Н., Красильник З.Ф.

ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, Россия

DOI 10.34077/Semicond2019-409

Легированные донорами слои Ge, сформированные на Si, являются перспективным материалом кремниевой оптоэлектроники и плазмоники. Это связано с тем, что легирование донорами за счет роста заселенности электронных состояний в Г-долине позволяет увеличить эффективность излучательной рекомбинации носителей заряда в Ge. При этом установлено существенное различие спектров фотолюминесценции (ФЛ) эпитаксиальных n-Ge/Si(001) структур и объемного Ge, которое связывается с различными причинами [1]. Однако сравнение ФЛ n-Ge/Si слоев с ФЛ объемного Ge представляется не корректным из-за различий в толщинах, условий формирования и уровней их легирования. В настоящей работе для установления влияния на излучательные свойства слоев n-Ge концентрации доноров, упругих напряжений и дефектов впервые выполнены сравнительные исследования ФЛ легированных сурьмой слоев n-Ge, выращенных на Si(001) и Ge(001) подложках.

Слои Ge, легированные Sb, были выращены методом МПЭ. При росте гомоэпитаксиальных структур на Ge(001) подложках осаждение слоев Ge:Sb проводилось на тонком Ge буфере. В случае роста на Si(001) формирование слоев Ge:Sb было выполнено на 500 нм релаксированном Ge буфере с плотностью прорастающих дефектов $\sim 5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ [2]. По данным ВИМС содержание Sb в слоях Ge:Sb, выращенных на различных подложках, варьировалось от $N_{\text{Sb}} \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ до $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Концентрация электронов, определенная из транспортных измерений, рентгенодифракционного анализа и спектров отражения [2] показала полную электрическую активацию примеси до $N_{\text{Sb}} = (7-8) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и ее падение до 50% для $N_{\text{Sb}} \sim 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Люминесцентные исследования, выполненные при комнатной температуре, показали, что при всех исследованных N_{Sb} в сигнал ФЛ слоев Ge:Sb/Ge(001), в отличие от слоев Ge:Sb/Si(001), значительный вклад дают непрямые оптические переходы (рис. 1). Данный факт связывается с большим временем жизни носителей заряда в гомоэпитаксиальных структурах Ge:Sb/Ge вследствие отсутствия в них дефектов кристаллической решетки, связанных с релаксацией упругих напряжений. Установлено, что значительное возрастание вклада прямых оптических переходов в общий сигнал ФЛ слоев Ge:Sb/Ge(001), наблюдаемое при увеличении N_{Sb} , вызвано ростом заселенности электронных состояний в Г-долине. Выявлено, что значительное влияние на излучательные свойства Ge:Sb слоев с частичной электрической активацией примеси, выращенных на различных подложках, оказывают центры безызлучательной рекомбинации, которыми могут являться кластеры примесных атомов. Расчеты зонной диаграммы Ge:Sb структур и моделирование их спектров ФЛ позволили выявить количественные изменения ширины прямой и непрямой запрещенных зон в Ge, вызванные эффектом их перенормировки при легировании.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 16-29-14056 и № 18-02-00771).

- [1] G. Grzybowski et al., *Phys. Rev. B* **84**, 205307 (2011).
[2] D.V. Yurasov et al., *J. Crystal Growth* **491**, 26 (2018).

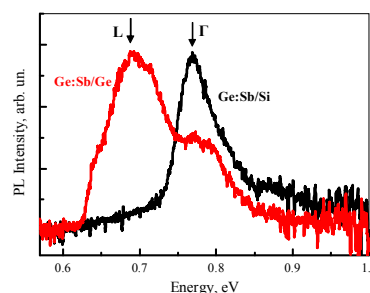


Рис.1. – Спектры ФЛ Ge:Sb слоев с $N_{\text{Sb}} \sim 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, выращенных на Si и Ge подложках.

Излучающие структуры для кремниевой фотоники на основе растянутых Ge микроструктур

Алешкин В.Я.¹, Байдакова Н.А.¹, Вербус В.А.^{1,2}, Машин А.И.³, Морозова Е.Е.³,
Нежданов А.В.³, Новиков А.В.¹, Скороходов Е.В.¹, Шенгуров Д.В.¹, Юрасов Д.В.¹,
Яблонский А.Н.¹

¹ ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, Россия

² НИУ Высшая Школа Экономики, 603155, ул. Б. Печерская, 25/12, Нижний Новгород, Россия

³ ННГУ им. Н.И.Лобачевского, 603950, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия

DOI 10.34077/Semicond2019-410

Одним из путей увеличения эффективности источников излучения для Si фотоники на основе Ge является его растяжение, которое позволяет трансформировать Ge в прямозонный полупроводник [1]. Однако необходимые для этого высокие значения деформации (двуосные 1.5-1.8% или одноосные 4.5-5%) для достаточно толстых слоев Ge могут быть реализованы только локально, с использованием различных методов [1]. В работе представлены результаты по формированию методом «концентрации напряжений» одноосно растянутых Ge микроструктур («микромостиков») различного дизайна и исследованию их излучательных свойств.

Исходными структурами для формирования микромостиков служили Ge слои, выращенные методом МПЭ на Si(001) и SOI подложках и характеризующиеся растяжением 0.2-0.25%. По данным микроскопии комбинационного рассеяния света (микро-КРС) это растяжение было увеличено более чем на порядок за счет формирования с помощью оптической литографии, плазмохимического и селективного «влажного» травления свободновисящих, локально растянутых вдоль направления [100] Ge микромостиков [2]. Измерения спектров микро-ФЛ показали, что существенным недостатком свободновисящих микромостиков является плохой теплоотвод от них, что приводит к разрушению микромостиков уже при небольших уровнях накачки. Для улучшения теплоотвода формирование микромостиков было выполнено на Ge слоях, выращенных на SOI подложках с тонким слоем захороненного окисла и слоя Si над ним. Это позволило за счет селективного удаления слоя Si (SiO_2), расположенного под микромостиком, и капиллярных сил реализовать его механический контакт с нижележащим слоем SiO_2 (Si) (рис. 1). По данным микро-КРС и микро-ФЛ формирование такого контакта привело к значительному улучшению теплоотвода от Ge микромостика. В результате уровень оптической накачки, при котором происходит разрушение микромостиков, был увеличен в 4-8 раз. Спектры микро-ФЛ, измеренные при комнатной температуре, показали значительное возрастание сигнала ФЛ, связанного с прямыми оптическими переходами, в области микромостиков, и его сдвиг в сторону меньших энергий. Поведение сигнала ФЛ от микромостиков хорошо описывается выполненными расчетами зонной структуры одноосно растянутого Ge. В частности, к росту интенсивности ФЛ приводит уменьшение энергетического зазора между Г- и L-долинами в Ge при его растяжении. Результатом же расщепления валентной зоны при деформации является наблюдение в спектре ФЛ микромостиков двух сигналов с различной энергией и поляризацией. В работе обсуждается возможности по использованию микрорезонаторов для достижения стимулированного излучения в растянутых Ge микроструктурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 16-29-14056-офи_м.

[1] R. Geiger et al., *Front. Mater.* **2**, 52 (2015).

[2] А.В. Новиков и др., *ФТП* **52(11)**, 1131 (2018).

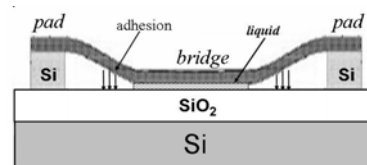


Рис.1. – Схема улучшения теплоотвода от Ge микромостика за счет его адгезии к нижележащему слою SiO_2 подложки SOI.

Упорядоченные массивы Ge(Si) квантовых точек, встроенных в двумерные фотонные кристаллы

Смагина Ж.В.¹, Зиновьев В.А.¹, Степихова М.В.³, Армбристер В.А.¹, Яблонский А.Н.³, Родякина Е.Е.^{1,2}, Фомин Б.И.¹, Ненашев А.В.^{1,2}, Новиков А.В.³, Двуреченский А.В.^{1,2}

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

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

³ ИФМ РАН, 603087, Нижегородская обл., Кстовский район, д. Афонино, ул. Академическая, 7

DOI 10.34077/Semicond2019-411

Гетероструктуры Ge/Si с самоформирующимися квантовыми точками (КТ) рассматриваются сегодня как один из объектов для возможных путей создания светоизлучающих приборов на основе кремния. Привлекательностью этих структур является относительная простота их формирования и наличие в их спектрах люминесценции при комнатной температуре сигнала в области длин волн 1.3-1.6 мкм [1, 2]. Однако существенным недостатком данного типа светоизлучающих структур является относительно низкая эффективность излучательной рекомбинации носителей заряда в них. Одним из подходов к решению данной проблемы является встраивание Ge(Si) КТ в различные микрорезонаторы [3, 4], в том числе на базе двумерных фотонных кристаллов (ФК) [4].

В данной работе рассматриваются различные подходы к встраиванию упорядоченных массивов Ge(Si) КТ в резонаторы на основе двумерных фотонных кристаллов и приводятся результаты исследований люминесцентных свойств полученных структур.

Первый подход включает в себя синтез на структурированной поверхности подложки упорядоченного массива Ge(Si) КТ, на котором затем формируется фотонный кристалл. Во втором подходе сам фотонный кристалл служит основой для упорядоченного роста квантовых точек. Показано, что в рамках второго подхода, меняя диаметр отверстий фотонного кристалла, можно реализовать два режима роста КТ, при которых КТ формируются внутри или снаружи отверстий ФК. В последнем случае возможно встраивание в ФК упорядоченного массива Ge(Si) КТ. Обнаружен (при 77 К) значительный рост интенсивности сигнала ФЛ от КТ для структур, в которых упорядочение КТ происходило между отверстиями ФК (второй подход), по сравнению с сигналом от массива КТ, упорядоченных в квадратную решетку с периодом 0.5 мкм (первый подход). Данный рост связывается с возрастанием поверхностной плотности КТ при их упорядочении между отверстиями ФК. Для структур, в которых ФК формировался на массиве упорядоченных КТ, в области ФК обнаружен рост интенсивности сигнала ФЛ при комнатной температуре в спектральном диапазоне 0.9÷1.2 эВ, который связывается с взаимодействием излучения структуры с радиационными модами ФК.

Экспериментально определены параметры ФК (период и диаметр отверстий ФК, тип дефекта ФК, образующего микрорезонатор) для реализации взаимодействия излучения КТ с радиационными модами самого ФК или созданного в нем микрорезонатора.

Работа финансировалась из средств РФФИ и Правительства Новосибирской области (грант №19-42-54002) в части создания структур с КТ, встроенными в микрорезонаторы, гранта РФФИ № 18-29-20016-мк в части люминесцентных измерений. Электронно-лучевая литография проводилась на оборудовании ЦКП «Наноструктуры».

[1] Z.F. Krasilnik et al., *Semicond. Sci. Technol.* **26**, 014029 (2011).

[2] P. Rauter et al., *Opt. Lett.* **35**, 679 (2010).

[3] M. Grydlik et al., *ACS Photonics* **3**, 298 (2016).

[4] M.V. Stepikhova et al., *Semicond. Sci. and Techn.* **34**, 024003 (2019).

Секция 10. Фотонные кристаллы, микрорезонаторы и метаматериалы. Нанопотоника
Явления усиления излучающих свойств активной среды в фотонных кристаллах и фотонно-кристаллических резонаторах, сформированных на кремниевых структурах с наноструктурами Ge(Si)

Степихова М.В.¹, Яблонский А.Н.¹, Дьяков С.А.², Скороходов Е.В.¹, Шалеев М.В.¹,
Сергеев С.М.¹, Новиков А.В.¹, Гиппиус Н.А.², Красильник З.Ф.¹

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

² Сколковский институт науки и технологий, 143005, Москва, ул. Нобеля, 3

DOI 10.34077/Semicond2019-412

В работе рассмотрены люминесцентные свойства фотонных кристаллов (ФК) и фотонно-кристаллических резонаторов, сформированных на кремниевых структурах с наноструктурами Ge(Si). Интерес к таким структурам обусловлен, прежде всего, перспективами создания на их основе эффективных источников излучения для схем микроэлектроники с оптической обработкой сигнала. В данном случае встраивание активной среды в фотонные кристаллы и фотонно-кристаллические резонаторы предполагает поиск возможностей управления излучающими свойствами среды за счет эффектов взаимодействия с высокодобротными модами низкоразмерных резонаторов и фотонных кристаллов.

Исследованные в работе ФК и ФК-резонаторы формировались методами электронно-лучевой литографии и плазмохимического травления на многослойных структурах SOI/n(Ge QDs – Si). Период решетки ФК (a) варьировался в широких пределах от 350 до 1000 нм, т.е. в диапазоне значений, сравнимых и значительно превышающих длину волны излучения в исследуемом материале. Радиус отверстий (r) определялся соотношением $r/a = 0.2 \div 0.4$. Полученные структуры исследовались методом микро-фотолюминесценции с высоким пространственным (до 2 мкм) и спектральным (> 0.05 см⁻¹) разрешением.

Результаты проведенных исследований показывают, что, в зависимости от параметров ФК, в таких структурах возможно наблюдение явлений усиления сигнала ФЛ наноструктур Ge(Si) на высокодобротных модах ФК-резонатора и собственных модах ФК, где под собственными модами ФК подразумеваются моды, локализованные в Γ точке зоны Бриллюэна [1]. Усиление сигнала ФЛ на модах ФК-резонатора наблюдалось в резонаторах с периодом решетки ФК, не превышающим 500 нм, и имело место при условии прецизионной фокусировки возбуждающего лазерного луча в области резонатора. В ФК и резонаторах с периодом решетки, превышающим 500 нм, усиление сигнала ФЛ не зависело от области возбуждения и связано с явлениями взаимодействия оптически активной среды с собственными модами ФК. В обоих случаях имело место значительное, более чем на порядок величины, усиление сигнала ФЛ наноструктур Ge(Si), причем в последнем случае наблюдался, в том числе, и значительный рост интегральной интенсивности сигнала.

Полученные в работе экспериментальные результаты хорошо описываются в рамках теоретических моделей, позволяющих проанализировать зонную структуру исследованных ФК и особенности модового состава ФК резонаторов. Моделирование исследуемых структур проводилось методами матрицы рассеяния и конечных элементов (FEM) с использованием программного пакета COMSOL Multiphysics.

Работа поддержана РФФИ (проект #18-42-520047-р_а) и частично финансируется программой фундаментальных исследований Президиума РАН «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий».

[1] M.V. Stepikhova et al., *Semicond. Sci. Techn.* **34**, 024003 (2019).

Формирование упорядоченных дисков Ge на поверхности SiO₂Уткин Д.Е.^{1,2}, Шкляев А.А.^{1,2}¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-413

Массивы упорядоченных дисков из материалов с высоким показателем преломления n , синтезированные, например, на поверхности плёнки SiO₂, позволяют управлять рассеянием электромагнитного излучения за счёт возбуждения в них электрических и магнитных резонансов согласно теории Ми в условиях, когда выполняется соотношение $\lambda=nd$, где λ - длина волны излучения и d – размер частицы. Материалом для таких частиц принято использовать Si. В то же время, Ge характеризуется большим значением n и может оказаться более эффективным материалом, чем Si в видимой и ближней ИК-области спектра. Нами разрабатывается технология изготовления массивов упорядоченных дисков Ge на поверхности плёнки SiO₂.

С помощью литографии острого фокусированным пучком электронов (RAITH Pioneer) нами создавалась маска из PMMA резиста, которая задавала латеральные размеры, форму и периодичность расположения дисков Ge. Затем на образец с маской осаждался слой Ge заданной толщины при комнатной температуре в сверхвысоковакуумной камере установки фирмы Omicron. Далее проводился процесс взрывной литографии в диметилформамиде в ультразвуковой ванне, то есть,

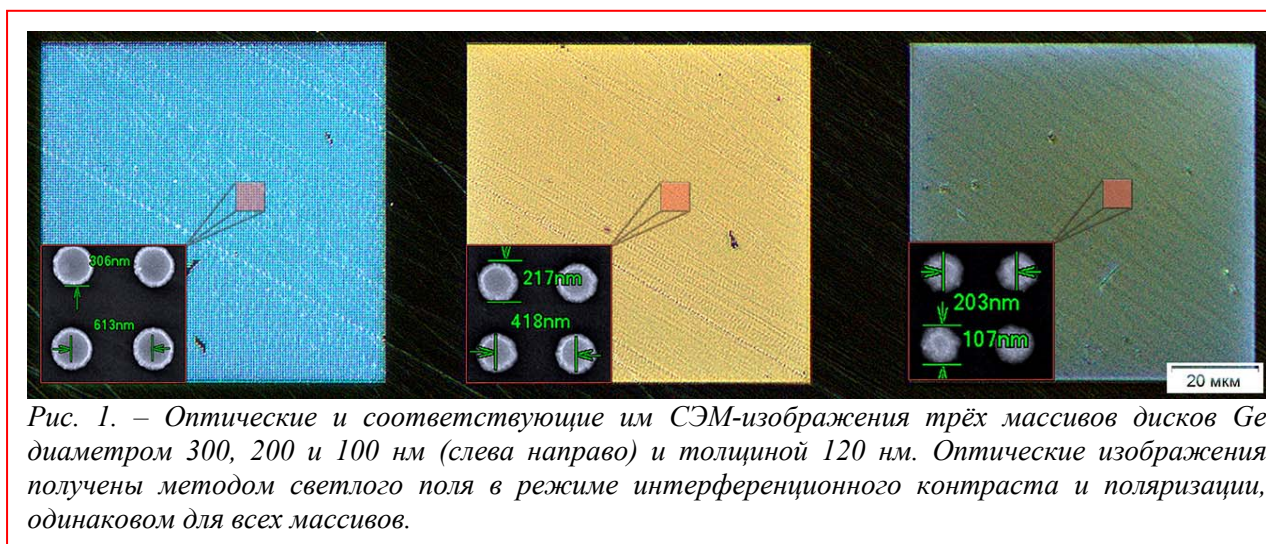


Рис. 1. – Оптические и соответствующие им СЭМ-изображения трёх массивов дисков Ge диаметром 300, 200 и 100 нм (слева направо) и толщиной 120 нм. Оптические изображения получены методом светлого поля в режиме интерференционного контраста и поляризации, одинаковом для всех массивов.

проводился так называемый процесс lift-off. В результате на поверхности плёнки SiO₂ получались массивы упорядоченных дисков Ge с заданными геометрическими параметрами (Рис. 1). Наблюдаемый в микроскоп цветовой эффект (голубой, жёлтый и сине-зеленый окрас) при рассеянии белого света (светодиодной лампы осветителя микроскопа) на дисках Ge связан с возбуждением в них электрических и магнитных резонансов, а также эффектов интерференции, и зависит, в частности, от их диаметра и расстояния между ними.

Важно отметить, что разрабатываемый нами метод позволит получать плотно упакованные диски Ge заданного размера от 100 нм с расстоянием между ними менее 100 нм. Получение близко расположенных массивов обеспечит возможность изучения коллективных эффектов взаимодействия мод рассеянного резонансного излучения и его воздействия на оптоэлектронные свойства подложки.

Работа проводилась при финансовой поддержке РФФ, грант №19-72-30023.

Применение микродисковых лазеров в качестве высокочувствительных активных биодетекторов

Фетисова М.В.¹, Крыжановская Н.В.^{1,2}, Редуто И.В.^{1,2,3}, Моисеев Э.И.¹, Корнев А.А.¹,
Букатин А.С.¹, Филатов Н.А.¹, Максимов М.В.¹, Жуков А.Е.^{1,2}

¹ СПбАУ РАН, Академический университет, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8 к.3 лит. А

² СПбПУ Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29

³ University of Eastern Finland, 80101, Finland, Joensuu, Yliopistokatu, 7

DOI 10.34077/Semicond2019-414

Сенсоры на основе мод шепчущей галереи (МШГ) демонстрируют высокую чувствительность к изменениям окружающей среды, что является предпосылкой для их применения, например, в регистрации одиночной биомолекулы [1]. Такой механизм обнаружения основан на фиксации изменений длины волны резонансного пика и его полуширины, а также не зависит от типа молекулы, так как эти изменения вызваны потерями в резонаторе. В пассивных детекторах на эффекте МШГ в Si наносферах была продемонстрирована возможность биодетектирования [2]. Лазеры на полупроводниковых МШГ резонаторах являются перспективными для создания активных высокочувствительных детекторов малых размеров из-за высокого контраста показателя преломления резонатора и окружающей среды. Недавно впервые была получена лазерная генерация в микродисковых (МД) $A^{III}B^V$ лазерах, работающих при оптической накачке в водной среде [3]. В этой работе мы представляем результаты возможности детектирования антител на поверхности МД лазеров на основе анализа характеристик МД лазеров: порог лазерной генерации, добротность резонатора и т.д.

Для роста структур использовался метод молекулярно-пучковой эпитаксии, активная область представляет собой 5 слоев $InAs/In_{0.15}Ga_{0.85}As$ квантовых точек. МД изготовлены с помощью фотолитографии и реактивного ионного травления. Диаметр исследуемого МД составлял 10 мкм. На поверхность МД также был нанесен слой SiO_2 толщиной 5 нм, необходимый для прикрепления антител на поверхность МД. Образец поместили в прозрачную камеру из полидиметилсилоксана, которая впоследствии была заполнена фосфатным буферным раствором (показатель преломления ~ 1.34). На МД были помещены первичные антитела. Для оптической накачки одиночного МД использовался YLF:Nd лазер (cw, $\lambda=527$ нм), измерения производились на конфокальном оптическом микроскопе (Ntegra Spectra, NT-MDT) с использованием объектива $\times 100$ Mitutoyo при комнатной температуре. После этого, вторичные антитела разместили на поверхности МД и провели повторные измерения. После покрытия МД вторичными антителами наблюдался рост порога лазерной генерации с 1.36 до 1.8 мВт. Полуширина линии лазерной генерации увеличилась с 53 до 60 пм, что может быть объяснено дополнительными потерями резонатора, вызванными вторичными антителами. Таким образом, нами впервые была продемонстрирована возможность детектирования протеинов с характерным размером молекул $\sim 235 \times 40$ Å на поверхности микродисковых лазеров, погруженных в фосфатный буферный раствор.

Работа выполнена при поддержке РФФИ 18-02-00895, Программы фундаментальных исследований Президиума РАН и Минобрнауки РФ (проект 16.9790.2017/Бч).

[1] L. He et al., *Laser Photonics Rev.*, 7, 1 (2013).

[2] J. Ward et al., *Laser Photonics Rev.*, 5, 4 (2011).

[3] M. Fetisova et al., *J. Phys. Conf. Ser.*, 1124 5 (2018)

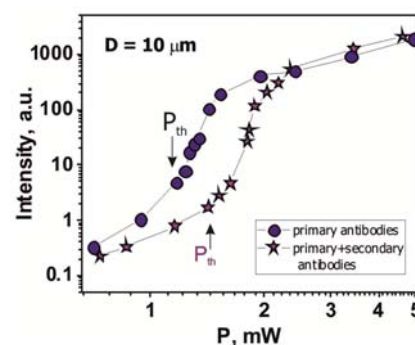


Рис.1. Зависимость интенсивности резонансной линии от мощности накачки при осаждении первичных и вторичных антител на поверхность МД.

Секция 10. Фотонные кристаллы, микрорезонаторы и метаматериалы. Нанопотоника
**Топологические локализованные состояния на инверсных контактах
фотонных кристаллов**

Широков А.Е.¹, Горбацевич А.А.², Капаев В.В.²

¹ «Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники», 124498, г. Москва, г. Зеленоград, площадь Шокина, д. 1

² Физический институт имени П.Н.Лебедева РАН, 119991 ГСП-1 Москва, Ленинский проспект, д. 53

DOI 10.34077/Semicond2019-415

Нанoeлектронные приборы последних поколений часто представляют собой гибридные устройства, построенные из структурных элементов различной природы и функционирующих на разных принципах. В частности, в телекоммуникационной индустрии активное применение получили электронно-фотонные устройства. При этом, исходя из соображений минимизации энергетических потерь и увеличения скоростей передачи информации в таких устройствах, актуализируется проблема теоретического исследования процессов, происходящих на контактах электронно-фотонных устройств. Одной из задач при этом является задача исследования локализованных состояний на интерфейсах фотонных кристаллов.

Локализованные состояния в фотонных кристаллах начали исследоваться достаточно давно. Так, в работе [1] было показано, что дефекты в периодических диэлектрических структурах могут являться центрами локализованных состояний, экспоненциально затухающих при увеличении расстояния от дефектов. При этом энергия таких состояний лежит в «запрещённой зоне» упомянутых диэлектрических структур, выступающих аналогами электронных кристаллов. В фотонных кристаллах существуют те же типы локализованных состояний, что и в электронных кристаллах. Это связано с тем, что уравнения, описывающие поведение электронов в кристаллах, и уравнения, описывающие электромагнитное поле в фотонных кристаллах формально относятся к одному и тому же типу. Например, там существуют состояния таммовского типа [2-3], которые в последнее время привлекают внимание исследователей, в работе [4] исследовались состояния «донорного» и «акцепторного» типов.

Помимо «обычных» локализованных состояний, на интерфейсах электронных и фотонных кристаллов также могут существовать так называемые «топологические» локализованные состояния на инверсных контактах [5]. Состояния такого типа характеризуются характерным «безмассовым» спектром (зависимостью энергии от перпендикулярной к интерфейсу составляющей волнового вектора). Нами были исследованы локализованные фотонные состояния такого типа в рамках модели кристалла Кронига-Пенни. Эта модель, несмотря на свою простоту, тем не менее, позволяет охватить все возможные типы интерфейсов фотонных кристаллов. Инверсный интерфейс в данной модели соответствует контакту фотонных кристаллов, состоящих из чередующихся слоёв двух типов с разной диэлектрической проницаемостью, причём в одном из кристаллов диэлектрические слои чередуются со слоями металла. Получено условие возникновения топологических состояний, исследована зависимость спектра этих состояний от параметров модели.

[1] E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2059 (1987).

[2] El Abouti, El Boudouti, El Hassouani, Noual, A., Djafari-Rouhani, *Physics of Plasmas*, **23** (8), 082115 (2016).

[3] A. Vinogradov, A. Dorofeenko, A. Merzlikin, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **180** (3) 249 (2010).

[4] E. Yablonovich et al, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3380 (1991).

[5] B.A. Volkov and O.A. Pankratov, *Pis'ma Zh. Exsp. Teor. Fiz.*, **42**, No. 4, 145 (1985).

Секция 11. Полупроводниковые приборы и устройства

Гибридные полупроводниковые лазеры ближнего ИК диапазона на кремниевых подложках

Алешкин В.Я.¹, Байдусь Н.В.², Дубинов А.А.¹, Кудрявцев К.Е.¹, Красильник З.Ф.¹, Некоркин С.М.², Новиков А.В.¹, Юрасов Д.В.¹, Фефелов А.Г.³

¹ ИФМ РАН, 603087, Нижегородская обл., Кстовский р-н, д. Афонино, ул. Академическая, 7

² ННГУ им. Н.И.Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина 23

³ АО НПП «Салют», Нижний Новгород, 603950, ул. Ларина, 7.

DOI 10.34077/Semicond2019-418

Переход к оптическим межсоединениям в высокопроизводительных процессорах может быть осуществлен с использованием гибридных A_3B_5 гетеролазеров, совместимых с современной кремниевой КМОП технологией. Существующие технологии изготовления кремниевых процессоров развиты для точно ориентированных подложек Si (001) с отклонением, не превышающим 0.5° . Поэтому для интеграции A_3B_5 лазеров с кремниевым резонатором на чипе предпочтительным является использование точно ориентированных подложек Si (001). К настоящему времени в мире наметились успехи на этом пути: были созданы гибридные полупроводниковые лазеры ближнего ИК диапазона на кремниевых подложках с характеристиками, почти не отличающимися от лазеров на GaAs подложке. Главными причинами успеха стали использование в качестве активной среды квантовых точек (КТ), т.к. они наименее чувствительны к дефектам, возникающим при росте полупроводников A_3B_5 на кремниевой подложке, и использование специальных приемов снижения количества прорастающих дефектов в активную область структуры. В докладе дан обзор достигнутых успехов в мире в этой области. Приведены примеры первых использований оптических соединений в процессорах. Обсуждаются разработанные подходы для уменьшения количества прорастающих дефектов. Имеющиеся гибридные лазеры с КТ практически всегда были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), что сдерживает их практическое применение. Кроме того, гибридные лазеры на квантовых точках, как правило, работают в диапазоне длин волн 1.3 мкм. А существующая КМОП технология Si/Ge структур позволяет создавать эффективные приемники и модуляторы света в диапазоне длин волн 1.18 мкм [1].

В докладе проведен обзор исследований нашей группы, которые направлены на рост методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОГФЭ), используемым в промышленности, лазерных структур GaAs/AlAs с квантовыми ямами InGaAs на Si подложках с релаксированным Ge буфером [2]. Было изучено влияние отклонения подложки от направления (001), толщины Ge буфера, использование буфера, состоящего из чередующихся слоев AlAs и GaAs, на структурные и оптические свойства исследуемых структур. Для этого диапазона на подложках Si (100) были изготовлены инжекционные полосковые лазеры с электрической накачкой. Пороговая плотность тока при комнатной температуре для лазера на длину волны 0.99 мкм составляла 5.5 кА/см^2 [3], а для длины волны 1.11 мкм - 20 кА/см^2 [4]. Приводятся результаты применения компенсирующих слоев GaAsP для роста лазерных гетероструктур с квантовыми ямами InGaAs/GaAs, излучающих на длинах волн больше 1.1 мкм [5].

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

[1] C. Sun, et al., *Nature. Phys.*, **528**, 534 (2015).

[2] N. Baidus, et al., *Crystals*, **8**, 311 (2018).

[3] V. Ya. Aleshkin, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **109**, 061111 (2016).

[4] В. Я. Алешкин, и др. *ФТП*, **51**, 1530 (2017).

[5] Н. В. Байдусь, и др. *ФТП*, **52**, 1443 (2018).

Непрерывные и импульсные мощные полупроводниковые лазеры ближнего ИК диапазона

Пихтин Н.А.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-419

В докладе будут представлены последние достижения в области разработки и исследований непрерывных и импульсных мощных лазерных диодов ближнего ИК диапазона (длины волн от 800 до 1600 нм).

Для разработанных полупроводниковых лазеров на основе систем твердых растворов AlGaInAs/InP, излучающих в условно безопасном для глаз диапазоне длин волн 1400 – 1600 нм, и AlGaAs/InGaAs/GaAs (диапазон длин волн 800-- 1100 нм) будут обсуждаться электрооптические характеристики: выходная оптическая мощность в непрерывном и импульсном (20-100 нс) режимах, КПД, расходимость излучения по быстрой и медленной оси, спектр генерации, температурная чувствительность, температурное сопротивление. Будет дано сравнение характеристик для различных используемых конструкций квантоворазмерных гетероструктур, выращенных методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений: с широким и узким волноводом, барьерными слоями.

Будут обсуждаться подходы для решения задач генерации в лазерных диодах мощных импульсов (десятки ватт) длительностью в диапазоне 0.1-1нс с частотами повторения до 100МГц.

Будут представлены результаты исследований внутренних оптических потерь в зависимости от температуры и тока накачки с использованием метода ввода зондирующего излучения в волновод гетероструктуры работающего лазера. Данные исследования позволяют оптимизировать конструкцию лазерной гетероструктуры для достижения высокой эффективности и оптической мощности, в частности эффекты транспорта носителей заряда через волноводные слои, профили легирования, энергетические барьерные слои и состав волновод.

Квантово-каскадные лазеры инфракрасного и терагерцового диапазона

Соколовский Г.С.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-420

Квантово-каскадные лазеры (ККЛ), с момента публикации идеи в 1971 [1] и первой практической реализации в 1994 году [2], привлекают огромное внимание научного сообщества: по этой тематике было опубликовано более 7 тыс. работ, на которые, по данным Web of Science, сделано более 100 тыс. ссылок. Созданные к настоящему времени ККЛ излучают в среднем инфракрасном и терагерцовом спектральном диапазоне. Основной характеристикой, которая отличает их от «лазерных диодов», является то, что ККЛ униполярны, т.е. используют только один тип носителей – с излучением фотона при переходе электрона в зоне проводимости с одного квантоворазмерного уровня на другой. К сожалению, структуры ККЛ чрезвычайно сложны для практической реализации, что объясняется как количеством слоев, на два порядка превышающим этот показатель в «обычном» полупроводниковом лазере, так и необходимостью поддержания однородности слоев в течение длительного эпитаксиального роста. Объясняемое этим значительное отставание отечественных ученых в создании ККЛ удалось заметно сократить в течение последних лет. В докладе обсуждаются результаты исследования ККЛ, все технологические операции по созданию которых выполнены в нашей стране. Помимо демонстрации лазерной генерации в четырехсклотовой [3] и полосковой геометрии [4] при комнатной температуре, будет обсуждаться демонстрация генерации при повышенных температурах (до +650С) [5], а также еще не опубликованные результаты по достижению оптической мощности более 0.5 Вт и одночастотной генерации с подавлением боковых мод более 25 дБ.

Помимо достигнутых успехов, перспектив развития и применения ККЛ среднего ИК диапазона, в докладе обсуждаются два метода создания компактных источников ТГц-излучения: квантово-каскадный лазер (ККЛ) с прямой генерацией терагерцового излучения и нелинейное преобразование излучения на разностной частоте в двухчастотном ККЛ среднего ИК диапазона. Принцип действия ТГц-ККЛ прямой генерации аналогичен ККЛ среднего ИК диапазона в связи с чем они имеют принципиальный недостаток, связанный с тем, что энергия ТГц фотона мала по сравнению с тепловым уширением энергетических уровней при комнатной температуре, что делает невозможным создание инверсной заселенности уровней при повышенных температурах. Наибольшая сообщенная на сегодня рабочая температура ТГц-ККЛ этого типа не достигает 200 К [6]. Этому недостатка лишены ТГц-ККЛ разностной генерации, поскольку их компонентами являются ККЛ, работающие в среднем ИК-диапазоне, где энергия оптического перехода на порядок превосходит тепловую энергию, что позволяет создавать лазерные источники ТГц-излучения при комнатной температуре [7]. К сожалению, из-за несоблюдения фазового синхронизма в ТГц-ККЛ разностной генерации используют так называемую Черенковскую схему фазового согласования, реализация которой требует создания скошенной выходной грани, что существенно усложняет технологию изготовления таких лазеров.

[1] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис, ФТП 5, 797 (1971).

[2] J. Faist, et al., Science 264, 553 (1994).

[3] В.В. Дюделев и др., Оптика и спектроскопия 125(3), 387 (2018).

[4] В.В. Дюделев и др., ЖТФ 88(11), 1708 (2018).

[5] В.В. Дюделев и др., ФТТ 60(11), 2251 (2018).

[6] S. Fatholouloumi et al, Opt. Exp. 20, 3866 (2012).

[7] М.А. Belkin, et al., IEEE J. Sel. Topics Quant. Electron. 15, 952 (2009).

Инфракрасные фотоприемные модули мегапиксельного формата на основе ГЭС КРТ МЛЭ на подложках из кремния

Сидоров Ю.Г., Сабина И.В., Сидоров Г.Ю., Марин Д.В., Васильев В.В., Якушев М.В., Макаров Ю.С., Зверев А.В., Марчишин И.В., Предеин А.В., Варавин В.С., Бударных В.И., Дворецкий С.А., Вишняков А.В., Ремесник В.Г., Горшков Д.В., Латышев А.В.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-421

Твердые полупроводниковые растворы кадмий-ртуть-теллур (КРТ) являются «материалом выбора» для разработки и создания охлаждаемых гибридных фотоприемных модулей (ФПМ) чувствительных практически во всех диапазонах ИК-спектра [1,2,3]. Благодаря преимуществам метода молекулярно лучевой эпитаксии (МЛЭ) стало возможным изготовление материала приборного качества на несогласованных подложках, таких как GaAs и Si. Помимо более низкой стоимости, применение кремния в качестве подложек позволяет избежать возникновения термомеханических напряжений в охлаждаемых гибридных ФПМ, увеличивая тем самым и их ресурс, и предельный формат.

Непрерывная работа по улучшению технологии изготовления ГЭС КРТ МЛЭ и фоточувствительных модулей на их основе ведущаяся в ИФП СО РАН в последние годы позволила существенно улучшить их параметры, вплотную приблизившись к зарубежным аналогам. К числу ключевых изменений можно выделить специально разработанную архитектуру слоев ГЭС КРТ, позволяющую увеличить однородность рабочих смещений на диодах в том числе на матрицах большого формата, кроме того, в состав слоев был введен коротковолновый фильтр. Достигнутое качество ГЭС КРТ на подложках из кремния позволяет использовать его для всех изготавливаемых ФПМ.

Получены первые результаты в части разработки фотоприемников с повышенной рабочей температурой. Отработана технология изготовления р-на-п диодов для диапазона 1-3 мкм, что позволило создать приемники с рабочей температурой до 170К. Для диапазона 3-5 мкм рабочая температура диодов типа п-на-р повышена до 110-120К.

Разработана и изготовлена высокоскоростная кремниевая схема считывания сигнала формата 384×288 обеспечивающая полнокадровую частоту до 680Гц, с возможностью повышения частоты в режиме окна. На ее основе изготовлены ФПМ для диапазона 8-10 мкм.

Разработана технология травления мез для изготовления матриц фотодиодов с разделенными соседними фотодиодами. Разработана технология нанесения нового диэлектрического покрытия с более высокой однородностью свойств границы раздела.

За счет доработки технологий фотолитографии и гибридной сборки были изготовлены матрицы фотодиодов, а затем и ФПМ большой площади (до 4×4 см) с шагом между элементами 20 мкм форматом 2000×2000 элементов. Разработана архитектура и технология гибридизации ФПМ формата 1500×1500 элементов пригодных для мозаичной стыковки с зазором между модулями менее 120 мкм для изготовления ФПУ формата 3000×3000 элементов. В работе представлены основные параметры ФПМ форматов 4×288, 320×256, 384×288, 640×512, 1024×1024, 1500×1500 и 2000×2000 изготовленных на основе ГЭС КРТ МЛЭ на подложках из кремния.

Работы по разработке мегапиксельных фотоприемников выполнены совместно с НПО Восток и лабораторией №14 ИФП СО РАН: А.П. Ковчавцев, В.М. Базовкин, В.Г. Половинкин, А.А. Гузев, А.В. Царенко.

[1] Fossum E., Pain B. *Proc. SPIE*. 2020, 262, (1994)

[2] Tribolet Ph., Hirel Ph., Lussereau A., Vuillermet M. *Proc. SPIE*. 2252, 369, (1994)

[3] Рогальский А. *Инфракрасные детекторы.* - Пер. с англ. /Под ред. А.В. Войцеховского. - Новосибирск: Наука, (2003).

Рекуррентные нейронные сети на мемристорах

Тарков М.С.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-422

Предложен подход к построению устройств электронной ассоциативной памяти – двунаправленной ассоциативной памяти (ДАП) и ассоциативной памяти на основе сети Хопфилда – с настраиваемыми весами на основе резисторных мостов, содержащих мемристоры [1]. Эти устройства памяти реализованы как сети осцилляторов, управляемых фазой. Эксперименты, использующие LTSPICE-модели, показали, что для бинарных изображений размером 3×3 предложенные сети сходятся к эталонным изображениям (и, соответственно, к их инверсии) при случайном однородном распределении значений двоичных пикселей входных изображений. Во всех экспериментах отсутствовали ложные состояния, несмотря на то, что число эталонных образов превышало классические оценки для традиционных сетей Хопфилда и ДАП. На основе аналогии с осцилляторными сетями выполнено исследование влияния сокращения числа связей на поведение автоассоциативной сети Хопфилда [2]. Показано, что исключение связей с весами, модули которых строго меньше максимального для данного нейрона, существенно повышает качество работы сети. При этом допустимая доля искаженных элементов входного вектора сети, фильтруемых сетью, возрастает с увеличением его размерности.

Использование бинарных и многоуровневых мемристоров при аппаратной реализации нейронных сетей вызывает необходимость квантования их весовых коэффициентов. Исследовано влияние числа уровней квантования весов сети Хопфилда на ее информационную емкость и устойчивость к искажениям входных данных [3]. Показано, что при числе градаций весов порядка 20 емкость сети Хопфилда-Хебба с дискретными весами приближается к емкости ее варианта с непрерывными весами. Для проекционной сети Хопфилда подобного результата удастся достичь лишь при числе градаций порядка 100. Эксперименты показали, что: 1) бинарные мемристоры следует использовать в сетях Хопфилда-Хебба, редуцированных путем обнуления всех весов, модули которых строго меньше максимального для данной матрицы весов; 2) в проекционных сетях Хопфилда с дискретными весами следует использовать многоуровневые мемристоры с числом градаций (уровней) значительно больше двух, причем конкретное число уровней зависит от размерности хранимых эталонных векторов, их конкретного набора и допустимого уровня шума во входных данных.

Аппаратная реализация ассоциативной памяти Хемминга основана на использовании кроссбара с бинарными мемристорами и КМОП-схемотехники. Бинарные мемристоры с максимальным сопротивлением соответствуют компонентам эталонного вектора, имеющим значение -1 , а мемристоры с минимальным сопротивлением соответствуют компонентам, имеющим значение $+1$. Показано, что кроссбар на бинарных мемристорах реализует свойства первого слоя сети Хемминга, согласно которым выходные сигналы нейронов первого слоя неотрицательны. При этом выходной сигнал максимален для нейрона, у которого вектор весов наиболее близок к входному вектору. Для заданной размерности эталонного вектора установлена связь между максимальным и минимальным значениями сопротивлений мемристоров. Эта связь гарантирует корректность функционирования первого слоя сети Хемминга. Моделирование предложенной схемы сети Хемминга в LTSPICE подтвердило ее работоспособность.

[1] M.S.Tarkov, *Optical Memory and Neural Networks (Information Optics)*, 25,220 (2016).

[2] M.S. Tarkov, *2017 Int. Multi-Conf. on Eng., Comp. and Inform. Sciences (SIBIRCON)*, <https://ieeexplore.ieee.org/document/8109860> (2017).

[3] M.S. Tarkov, *NEUROINFORMATICS-2018, Studies in Computational Intelligence*, 799, 91 (2018).

Оптические потери в лазерных волноводах различных конструкций

Веселов Д.А.¹, Бобрецова Ю.К.¹, Климов А.А.¹, Слипченко С.О.¹,
Ладугин М.А.², Мармалюк А.А.², Пихтин Н.А.¹

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

² АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф.Стельмаха», 117342, Москва, ул. Введенского, д. 3

DOI 10.34077/Semicond2019-423

В мощных полупроводниковых лазерах при увеличении тока накачки и температуры возрастают внутренние оптические потери. Причиной этого роста является накопление носителей заряда в активной области и в волноводе, обусловленное разнообразными особенностями работы лазера и транспортными свойствами гетероструктуры [1,2]. Очевидно, что в лазерных гетероструктурах различных конструкций эти процессы происходят по-разному, однако их влияние трудно рассчитать для реального лазера и ещё труднее подавить и оптимизировать конструкцию прибора.

Мы представляем продолжение работ по исследованию токовых и температурных зависимостей оптического поглощения на свободных носителях в гетероструктуре работающего полупроводникового лазера. Объектом наших исследований выступают полосковые лазеры на основе AlGaInAs/GaAs спектрального диапазона 800-1100 нм и AlGaInAsP/InP диапазона 1400-1600 нм. Методика эксперимента заключается в том, что в волновод исследуемого лазера вводится зондирующее излучение с энергией кванта меньше энергии всех запрещённых зон в гетероструктуре лазера. На выходе из кристалла зондирующее излучение собирается, селективируется от собственного лазерного излучения и регистрируется. При протекании тока накачки через образец этот ток вызывает увеличение поглощения на свободных носителях и таким образом модулирует зондирующее излучение. По величине модуляции и при известной длине резонатора нетрудно рассчитать величину изменения потерь, которую в силу логарифмического характера зависимости мы вычисляем с точностью до постоянного слагаемого. Это слагаемое вычисляется по известным значениям оптических потерь на пороге генерации, которые измеряются стандартным [3] методом. Помимо внутренних оптических потерь мы определяем внутренний квантовый выход лазерной генерации вычислением по известным значениям внутренних оптических потерь лазера и его выходной мощности.

В докладе будут подведены итоги наших исследований внутренних оптических потерь и внутреннего квантового выхода лазеров с волноводами различных конструкций для различных спектральных диапазонов. Мы варьировали параметры толщины волновода, ширины запрещённой зоны волновода, профиля легирования волновода. Мы исследовали стандартные волноводы толщиной 1.5-2 мкм, толстые 3 мкм волноводы, сверхузкие волноводы, асимметричный волновод, волноводы с искусственными слоями энергетических барьеров.

Эксперименты показали, что в волноводах различных конструкций процессы роста оптических потерь протекают с различной скоростью, причём существуют конкретные способы уменьшать оптические потери, например за счёт легирования лазерного волновода и улучшения его транспортных свойств.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00151.

[1] B.S. Ryvkin et al., *Electron. Lett.*, **42**, 1283 (2006).

[2] E.A. Avrutin et al., *Semicond. Sci. Technol.* **32**, 015004 (2017).

[3] S.O. Slipchenko et al., *Semiconductors.*, **38**, 1477 (2004).

Laser Slicing – метод отделения тонких пленок для GaN-on-GaN ТЕХНОЛОГИИ

Вороненков В.В.^{1,2}, Шретер Ю.Г.^{1,2}

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

² АО «ТРИНИТРИ», 197183 Россия, Санкт-Петербург, Липовая аллея д. 9А, 11Н

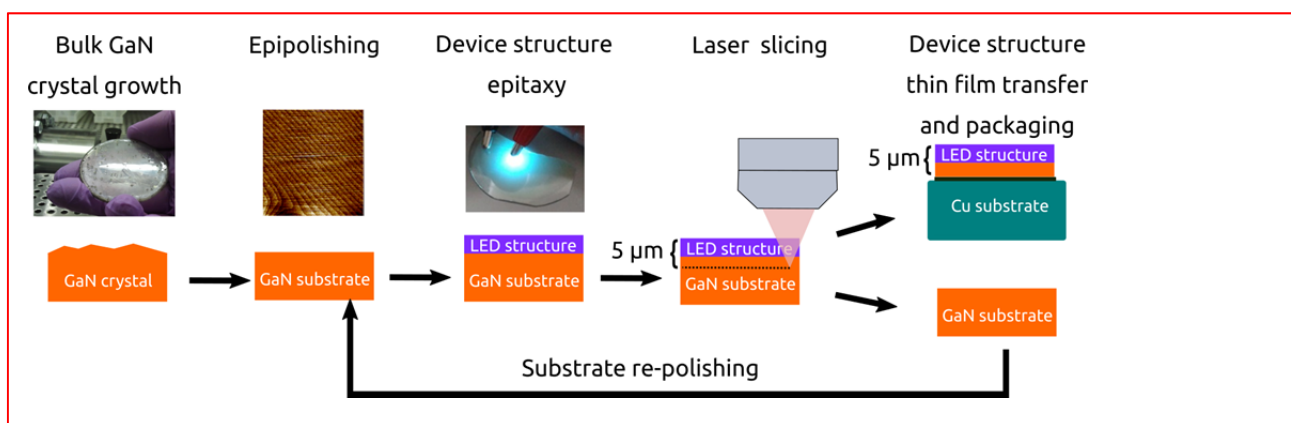
DOI 10.34077/Semicond2019-424

Подложки объемного нитрида галлия критически важны для производства надежных приборов на основе GaN с высокой плотностью тока: светодиодов и лазеров, высоковольтных диодов и транзисторов, СВЧ НЕМТ – транзисторов. Однако, широкое использование подложек GaN в настоящее время ограничено их высокой ценой.

Для решения этой проблемы, нами был разработан метод Laser Slicing: процесс отделения тонкого слоя GaN от подложки объемного GaN [1,2]. Данный процесс не требует использования специальных жертвенных слоев и может использоваться для отделения пленок GaN с приборной эпитаксиальной структурой. Процесс позволяет многократно использовать дорогостоящую подложку объемного GaN и тем самым снизить стоимость GaN-on-GaN приборов.

Предлагаемый метод основан на эффекте разложения GaN, вызванного ультракоротким лазерным импульсом, сфокусированным внутри объемного GaN. Луч фемтосекундного лазера фокусируется внутри объемной пластины GaN, в нескольких микронах под поверхностью, в области фокуса происходит разложение GaN. Пластина сканируется лазерным лучом так, чтобы под поверхностью образовался непрерывный слой разложенного материала.

Основные этапы обработки при изготовлении GaN-on-GaN светодиода с использованием Laser Slicing показаны на рис. 1. Сначала объемная пластина GaN полируется и на её поверхности выращивается эпитаксиальная структура. После этого, непрерывный слой разложенного материала формируется внутри пластины при помощи импульсов фемтосекундного лазера, сфокусированных на глубине 6 мкм под поверхностью пластины. Затем, тонкая пленка GaN со светодиодной структурой отделяется от пластины и переносится на пластину-носитель для дальнейшей обработки и упаковки. Пластина объемного GaN полируется и используется повторно.



[1] Y.G. Shreter, Y.T. Rebane, and A.V. Mironov, *US Patent App. 13/990,359*, (2013).

[2] V.Vorononkov, N.Bochkareva, R. Gorbunov, A.Zubrilov, V.Kogotkov, P.Latyshev, Y.Lelikov, A.Leonidov, Y.Shreter, *Results in Physics* **13** 102233 (2019)

Природа ловушек в флеш памяти на основе high-k диэлектриков**Гриценко В.А.**

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

DOI 10.34077/Semicond2019-425

Энергонезависимая флеш память сохраняет информацию в течении 10 лет при 85 °С и широко используется в системах хранения информации, наряду, с жесткими дисками, и в портативных переносных устройствах: мобильные телефоны, фотовидеокамеры, планшеты, ноутбуки, биометрические паспорта, банковские карты и др.

В течении двух десятилетий доминировала флеш память с плавающим затвором, на смену которой пришла TaN-Al₂O₃- Si₃N₄-SiO₂-Si, TANOS память на основе локализации электронов и дырок на ловушках в нитриде кремния. Несмотря на то, что память на нитриде кремния была открыта в 1967 году, природа ловушек, ответственных за локализацию электронов и дырок в Si₃N₄, окончательно, была установлена только в 2016 году [1]. В качестве ловушек в Si₃N₄ выступают кремний-кремниевые Si-Si связи, или кремниевые нанокластеры. Si-Si связи являются амфотерными ловушками, ответственны за локализацию электронов и дырок. Ионизация ловушек в Si₃N₄ осуществляется многофононным механизмом. Термическая и оптическая энергии ловушек в Si₃N₄ лежат в диапазоне $W_t=1.5\pm 0.1$ eV, $W_{opt}=3.0\pm 0.1$ eV. В качестве блокирующего слоя в TANOS используется оксид алюминия, Al₂O₃. Термическая и оптическая энергии ловушки, ответственных за проводимость Al₂O₃ равны $W_t=1.5$ eV, $W_{opt}=3.0$ eV соответственно [2].

В настоящее время интенсивно изучается и разрабатывается резистивная память (Resistive Random Access Memory, ReRAM) на основе нестехиометрических диэлектриков SiO_x, SiN_x, TaO_x, HfO_x, TiO_x, ZrO_x, AlO_x [3]. В качестве ловушек в этих материалах, за исключением SiN_x выступают вакансии кислорода. Энергии ловушек составляют в SiO_x $W_t=1.5$ eV, $W_{opt}=3.0$ eV [4], TaO_x $W_t=0.85$ eV, $W_{opt}=1.7$ eV [5,6], HfO_x, ZrO_x $W_t=1.25$ eV, $W_{opt}=2.5$ eV [7]. В TiO_x энергии ловушек не определены. Перенос заряда в TaO_x, HfO_x, ZrO_x лимитируется фонон-облегченным туннелированием между ловушками [8].

В 2011г обнаружен эффект сегнетоэлектрической памяти в тонких пленках нецентросимметричной фазы оксида гафния HfO₂. Это привело к разработкам сегнетоэлектрической памяти на оксидах гафния. Мы изучали природу ловушек, ответственных за проводимость сегнетоэлектрической фазы Hf_{0.5}Zr_{0.5}O₂. в качестве ловушек в этом материале выступаем вакансии кислорода, ловушка имеет следующие параметры: $W_t=1.25$ eV, $W_{opt}=2.5$ eV [8,9].

[1] V.A. Gritsenko, N.V. Perevalov, O.M. Orlov, G. Ya. Krasnikov, *Appl. Phys. Lett.* **109**, 06294, (2016).

[2] N. Novikov, V.A. Gritsenko, K.A. Nasyrov, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 222904 (2009).

[3] В.А. Гриценко, Д.Р. Исламов, *Физика Диэлектрических Пленок: Механизмы Транспорта Заряда и Физические Основы Приборов Памяти, Параллель, Новосибирск* (2017).

[4] Damir R. Islamov, Vladimir A. Gritsenko, Timofey V. Perevalov, et. al. *Appl. Phys. Lett.* **109**, 052901 (2016).

[5] Perevalov, Timofey; Gritsenko, Vladimir; Gismatulin, Andrey et. al. *Nanotechnology*, **29**, 264001 (2018).

[6] Vladimir A. Gritsenko, Timofey V. Perevalov, Vitaliy A. Voronkovskii, et.al. *ACS Appl. Mater. Interfaces*, **10**, 3769 (2018).

[7] Vladimir A. Gritsenko, Timofey V. Perevalov, Damir R. Islamov, *Physics Reports*, **613**, 1 (2016).

[8] К.А. Насыров, В.А. Гриценко, *УФН*, **183**, 1099 (2013).

[9] Damir R. Islamov, Vladimir A. Gritsenko, Timofey V. Perevalov, *Acta Materialia*, **166**, 47 (2019).

[10] Д. Р. Исламов, А. Г. Черникова, М. Г. Козодаев, *Письма в ЖЭТФ*, **102**, 610 (2015).

8.3 ТГц квантово-каскадный лазер на основе квантовых ям HgCdTe для работы при комнатной температуре

Дубинов А.А.¹, Афоненко А.А.², Ушаков Д.В.², Алешкин В.Я.¹, Хабибуллин Р.А.³

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

² Белорусский государственный университет, 220030, Минск, пр. Независимости, 4

³ ИСВЧПЭ РАН, 117105, Москва, Нагорный пр., 7/5

DOI 10.34077/Semicond2019-426

В настоящее время очень востребованы компактные источники излучения терагерцового диапазона частот. Наибольшего прогресса в этой области достигли квантово-каскадные лазеры (ККЛ) на основе гетеросистем полупроводников GaAs/AlGaAs и InGaAs/InAlAs/InP [1]. Однако генерация излучения в области частот 6–10 ТГц в ККЛ на их основе невозможна из-за резонансного поглощения на оптических фонах в этом диапазоне частот.

В гетероструктурах HgCdTe частота оптических фононов почти в два раза меньше (3.6–5 ТГц). Поэтому создание ККЛ на основе HgCdTe открывает перспективы для освоения диапазона 6–10 ТГц. Кроме того, в узкозонном материале HgCdTe эффективная масса электрона в 2–3 раза меньше, чем в гетеросистеме на основе GaAs/AlGaAs, что должно благоприятно сказаться на увеличении дипольного матричного элемента для лазерных уровней [2].

В настоящей работе проведено моделирование и численная оптимизация терагерцового ККЛ на основе каскада из двух узкозонных квантовых ям (КЯ) HgCdTe и вычислены его характеристики. Из-за малой ширины запрещенной зоны существенно влияние непараболичности зон. Поэтому расчеты волновых функций, матричных элементов дипольных переходов и энергий состояний проводились с использованием 3-х зонного k-p – метода [3]. Степень заполнения уровней энергий находились путем численного решения системы балансных уравнений [4]. Коэффициент усиления для внутривозонных переходов в зависимости от частоты излучения находился в многоуровневом приближении согласно [5, 6]. Для выбора структуры с максимальным усилением были перебраны толщины барьерных слоев $\text{Hg}_{0.4}\text{Cd}_{0.6}\text{Te}$ в диапазоне 1.3–3.9 нм и КЯ $\text{Hg}_{0.7}\text{Cd}_{0.3}\text{Te}$ в диапазоне 5.2–14.9 нм. На рисунке 1 приведены расчеты спектров усиления для одной из оптимальных структур, слои которой составляют $1.9/12.9/1.9/14.9$ нм. Подчеркнутым шрифтом обозначены толщины слоев КЯ. Верхним лазерным выступает основной уровень структуры. Нижним лазерным уровнем является второй уровень структуры через два периода решетки. Проведенное моделирование показало, что усиление оптимизированной структуры ККЛ на основе узкозонных КЯ HgCdTe достигает 50 см^{-1} на частоте 8.3 ТГц при комнатной температуре. Отметим, что вычисленная величина усиления достаточна для преодоления потерь в двойном металлическом волноводе, обычно используемом для терагерцовых ККЛ [7].

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 18 – 19 – 00493).

[1] M.S. Vitiello et al., *Opt. Exp.*, **23**, 5167 (2015).

[2] E. Benveniste et al., *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 131108 (2008).

[3] Д.В. Ушаков, И.С. Манак. *Опт. и спектр.*, **104**, 847 (2008).

[4] Д.В. Ушаков, И.С. Манак. *ЖПС*, **74**, 801 (2007).

[5] V.B. Gorfinkel et al., *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**, 1995 (1996).

[6] Д.В. Ушаков и др., *Квант. электрон.*, **40**, 195 (2010).

[7] Д.В. Ушаков и др., *Квант. электрон.*, **48**, 1005 (2018).

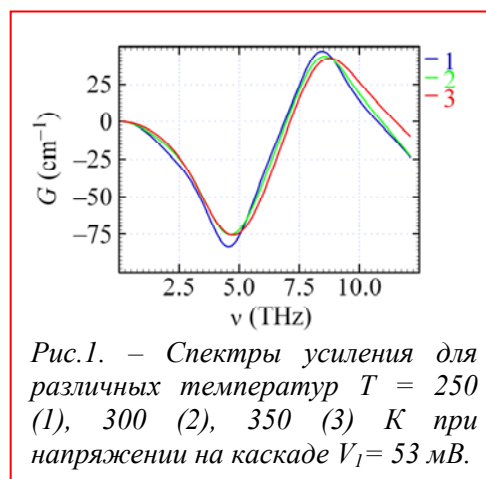


Рис.1. – Спектры усиления для различных температур $T = 250$ (1), 300 (2), 350 (3) К при напряжении на каскаде $V_1 = 53$ мВ.

Мощный фотодиод Шоттки для оптоволоконной линии передачи СВЧ-сигналов

Журавлев К.С.¹, Дмитриев Д.В.¹, Торопов А.И.¹, Валишева Н.А.¹, Аксенов М.С.¹,
 Гишинский А.М.¹, Чистохин И.Б.¹, Чиж А.Л.², Микитчук К.Б.²

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

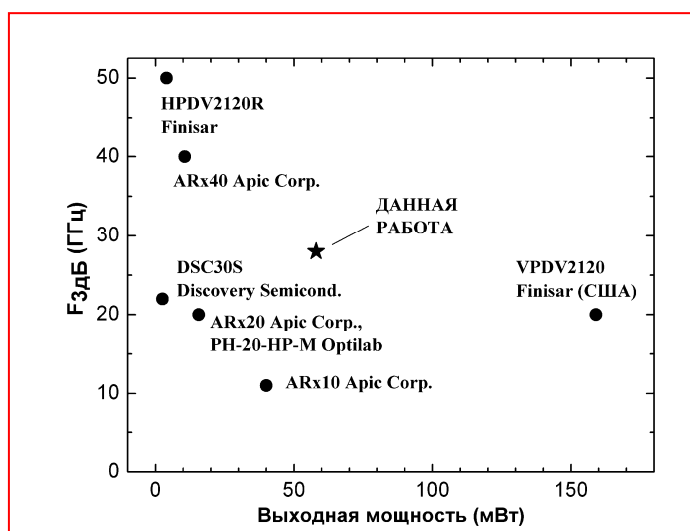
² ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника» Национальной академии наук Беларуси, 220072, Минск, пр. Независимости, 68

DOI 10.34077/Semicond2019-427

Развитие технологий передачи широкополосных сигналов по волоконно-оптическим линиям открыло новые возможности для создания систем передачи аналоговых СВЧ- и КВЧ-сигналов с характеристиками, недостижимыми при использовании традиционных сред передачи. Основные преимущества аналоговых волоконно-оптических линий по сравнению с существующими СВЧ-кабелями обусловлены малыми погонными потерями волоконно-оптических кабелей (менее 0.2 дБ/км против 1–10 дБ/м в СВЧ-кабеле), сверхширокополосностью оптического канала передачи, его невосприимчивостью к электромагнитным помехам и полной гальванической развязкой цепей, малыми массой и размерами. Благодаря этим преимуществам волоконно-оптические линии передачи аналоговых сигналов перспективны для использования в целом ряде применений – радиолокации, распределенных системах радиосвязи, измерительной СВЧ-технике.

Для построения волоконно-оптических линий передачи аналоговых СВЧ-сигналов с широким динамическим диапазоном требуется применение мощных фотодиодов, обеспечивающих выходной ток в десятки миллиампер (выходная СВЧ-мощность до десятков милливатт) в полосе частот до десятков гигагерц. В настоящей работе описываются разработанная конструкция и технология изготовления мощных СВЧ-фотодиодов для применения в волоконно-оптических линиях передачи СВЧ-сигналов, использующих диапазоны длин волн 1.33 и 1.55 мкм. Фотодиоды выполнены в виде чипов, изготавливаемых на основе двойной гетероструктуры InAlAs/InGaAs, выращиваемой на подложке InP методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Чип фотодиода содержит меза-структуру с барьером Шоттки и массивными металлическими контактами, обеспечивающими высокую электро- и теплопроводность. Контакты фотодиодов выполняются в виде микрополосков, с помощью которых чипы фотодиодов монтируются непосредственно в СВЧ-линию передачи. Подача излучения производится через подложку, прозрачную в указанном диапазоне длин волн.

Изготовленные фотодиоды демонстрируют низкие значения обратного темного тока 0.05–0.2 нА. Емкость фотодиодов с диаметром меза-структуры 15 мкм при напряжении смещения –2 В равна 100 фФ. Чувствительность фотодиодов на длине волны 1.55 мкм составляет 0.45–0.55 А/Вт. Максимальная выходная мощность фотодиодов с диаметром меза-структуры 15 мкм на частоте 20 ГГц составляет 58 мВт, а их предельная рабочая частота равна 28 ГГц. Достигнутые значения рабочей частоты и выходной мощности разработанных фотодиодов соответствуют текущему мировому уровню (см. рисунок).



Электрооптический модулятор на основе полупроводниковой гетероструктуры с поверхностной дифракционной решеткой для управляемой угловой развертки лазерного луча

Золотарев В.В., Шашкин И.С., Соболева О.С., Головин В.С., Лешко А.Ю., Капитонов В.А., Слипченко С.О., Пихтин Н.А.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-428

Представлен подход, позволяющий оптимизировать параметры конструкции чипа-модулятора на основе полупроводниковых гетероструктур с поверхностной дифракционной решеткой, обеспечивающие максимальную энергетическую эффективность, поле зрения и угловое разрешение для углового сканирования пространства лазерным лучом (рис. 1). Полностью электрическое сверхбыстрое управление лазерным лучом широко востребовано для современных задач беспилотного управления транспортными средствами, построения 3D карт, проекционных технологий. Управление оптическими параметрами волновода диодной гетероструктуры с помощью квантово-размерного эффекта Штарка позволяет управлять условиями дифракции излучения на поверхностной дифракционной решетке и, как следствие, углом вывода лазерного луча [1].

Показано, что при выборе параметров поверхностной дифракционной решетки (период, фактор оптического ограничения для выбранной волноводной структуры, скважность и протяженность) критически важным является работа при углах вывода максимально близких к углу полного внутреннего отражения. Установлено, что максимальная энергетическая эффективность обеспечивается за счет использования дополнительного брэгговского зеркала со стороны подложки, которое обеспечивает возврат и вывод излучения, отраженного от границы раздела решетка/воздух. С данной целью необходимо развернуть угол вывода излучения первого порядка дифракции за счет увеличения периода дифракционной решетки. Увеличение периода приводит к появлению второго порядка дифракции. Распределение мощности между двумя порядками дифракции регулируется фактором заполнения штриха решетки. Для снижения оптических потерь дифракции почти до нуля для второго порядка дифракции необходимо использовать форму штриха в виде меандра.

Показано, что использование полупроводниковой гетероструктуры с набором туннельно-связанных квантовых ям, позволяющих модулировать модальный эффективный показатель преломления волноводной моды на $\Delta n=0.007$, с поверхностной дифракционной решеткой в форме меандра и периодом 317 нм, обеспечивает сканирование поля зрения 5 градусов с разрешением в 130 точек на длине волны 782 нм с эффективностью более 70%.

«Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №17-79-10339)»

[1] И.С. Шашкин, О.С. Соболева, П.С. Гаврина, В.В. Золотарев, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин. ФТП 52, 1491, (2018)

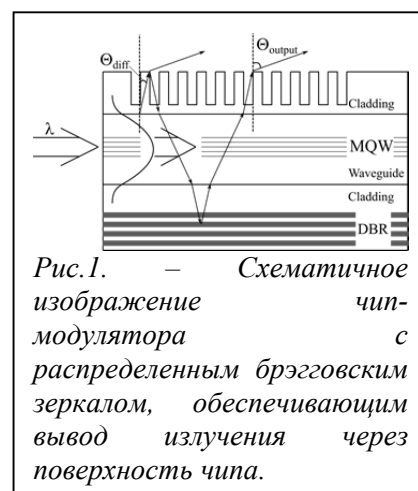


Рис. 1. — Схематическое изображение чип-модулятора с распределенным брэгговским зеркалом, обеспечивающим вывод излучения через поверхность чипа.

Высокоомный GaN буфер для AlGaN/GaN-HEMT

Малин Т.В.¹, Милахин Д.С.¹, Александров И.А.¹, Земляков В.Е.³, Егоркин В.И.³,
Зайцев А.А.³, Протасов Д.Ю.¹, Кожухов А.С.¹, Бер Б.Я.⁴, Казанцев Д.Ю.⁴, Мансуров В.Г.¹,
К.С. Журавлёв^{1,2}

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

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

³ Национальный исследовательский университет «МИЭТ» Москва, Зеленоград, пл. Шокина, 1

⁴ Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

DOI 10.34077/Semicond2019-429

Одной из наиболее важных задач при росте гетероструктур для транзисторов с высокой подвижностью электронов (HEMT) на основе соединений A_3N является получение буферного слоя GaN с высокими значениями пробивного напряжения. В данной работе продемонстрирована возможность получения методом аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксией (NH_3 -MBE) намеренно нелегированных высокоомных слоёв GaN для HEMT путём оптимизации ростовых условий на основании расчётов концентраций фоновых примесей для различных соотношений потоков галлия и аммиака.

Для определения влияния условий роста на вероятность формирования точечных дефектов в GaN были проведены расчеты их энергий формирования и концентраций в зависимости от условий роста слоев. Расчеты проводились методами теории функционала плотности в приближении обобщенного градиента с использованием функционала PBE [1] в пакете программ Quantum Espresso 6.3 [2]. Согласно полученным в ходе расчётов данным (рис. 1) существуют ростовые условия, при которых выращиваемые слои GaN могут обладать высоким сопротивлением и при этом достаточно низкой концентрацией дефектов. Сопоставление результатов расчётов концентраций углерода и кислорода в слое GaN с результатами профилей ВИМС позволяет оценить концентрацию свободных электронов в слое GaN $8.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, что соответствует сопротивлению $2.1 \times 10^{11} \text{ Ohm}/\square$.

Эпитаксиальные слои GaN и AlGaN/GaN гетероструктуры (ГЭС) с двумерным электронным газом (2DEG) выращивались на подложке сапфира методом NH_3 -MBE на установке CBE Ribet 32. Концентрация $n=1,0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ и подвижность $\mu=1650 \text{ cm}^2/V \cdot \text{s}$ электронов в ГЭС была измерена с помощью эффекта Холла. Полевые транзисторы формировались методом оптической литографии с затвором Шоттки длиной $0.25 \text{ }\mu\text{m}$ и омическими контактами на основе металлизации Ti/Al/Ni/Au. ВАХ транзисторов с шириной затвора $90 \text{ }\mu\text{m}$ приведены на рис. 5а. Удельная крутизна транзистора составила 250 mS/mm . Измеренный ток утечки закрытого транзистора при подаче запирающего напряжения -5 V и напряжении сток-исток $U_{СИ} = 135 \text{ V}$ составил $\sim 220 \text{ }\mu\text{A}$ (см. рис. 2), что с одной стороны открывает возможность работы транзистора при напряжении на стоке до 70 V с другой стороны резко повышает надежность при работе на стандартном для СВЧ-применений напряжении 28 V .

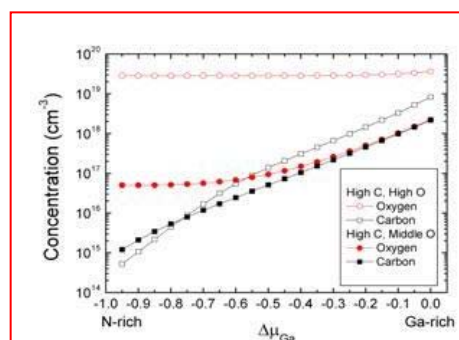


Рис.1. – Расчётные зависимости общей концентрации фоновых примесей кислорода и углерода как функция химического потенциала галлия.



Рис.2. – Измерение тока утечки закрытого транзистора.

[1] J. P. Perdew, K. Burke, and M. Ernzerhof // *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3865 (1996).

[2] P. Giannozzi et al. // *J. Phys.: Condens. Matter* **21** 395502 (2009).

Рост и характеристика структур с множественными квантовыми ямами HgTe/CdHgTe для ИК фотоприемников

Михайлов Н.Н.^{1,2}, Дворецкий С.А.^{1,3}, Икусов Д.Г.¹, Карпов В.В.⁴, Ремесник В.Г.¹, Швец В.А.^{1,2}, Сусов Е.В.⁴, Ужаков И.Н.¹, Филатов А.В.⁴

¹ ИФП СО РАН, 630090, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск;

² НГУ, ул. Пирогова, 630090, 2 Новосибирск;

³ НИ ТГУ, 634050, пр. Ленина 36, Томск;

⁴ АО «МЗ «Сапфир», 117545, Днепропетровский проезд, 4А, стр. 3А, Москва.

DOI 10.34077/Semicond2019-430

Проведено выращивание структур с множественными квантовыми ям (КЯ) HgTe методом молекулярно-лучевой эпитаксии с *in situ* эллипсометрическим контролем. Представлены спектры поглощения и фотопроводимости, характеристики структур с множественными HgTe КЯ. Измерены спектры поглощения и фотопроводимости. Произведена характеристика распределения состава выращенных КЯ из *in situ* эллипсометрических измерений и из спектров поглощения и фотопроводимости определено положение уровней размерного квантования и длинноволновый край фотопроводимости.

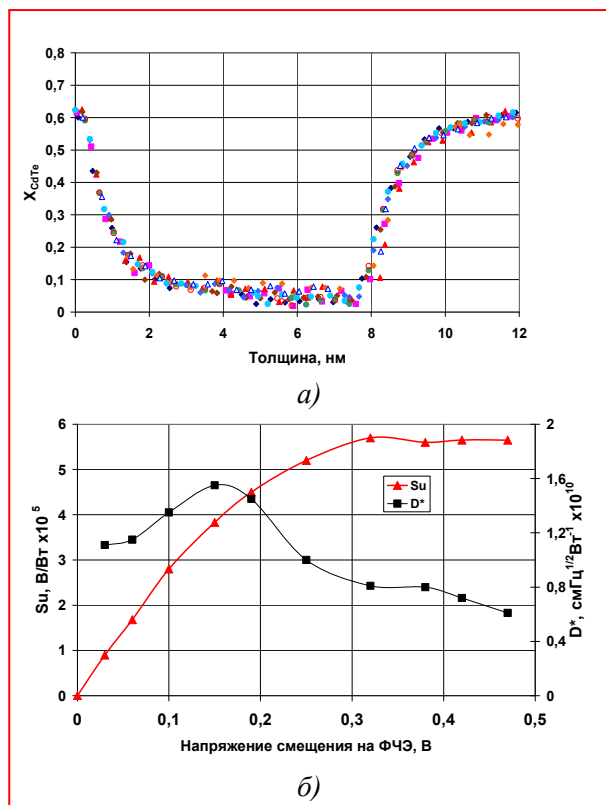
Рост структур производился на модернизированной установке МЛЭ «Обь-М». Количество HgTe КЯ изменялось от 5 до 200, толщина слоев HgTe варьировалась от 3 до 18 нм. Состав барьеров $X_{\text{CdTe}} \geq 0,6 \div 0,75$, толщина барьеров HgCdTe составляла ~30 нм. Разработан эллипсометрический метод прецизионного восстановления состава в множественных HgTe КЯ, основанный на замене слоя переменного состава на подложку постоянного состава с «эффективными» оптическими постоянными. Данный метод позволяет с высокой точностью восстановить распределение состава по

толщине в последовательно выращенных HgTe КЯ. На рис.1а представлены типичные профили распределения состава в структуре с 50 HgTe КЯ. Видно, что в выращенных КЯ наблюдается воспроизводимое изменение распределение состава. Средний статистический разброс для фиксированной координаты составил $\delta X_{\text{CdTe}} \sim 0,02$ молярных долей.

По заводской технологии АО «МЗ «Сапфир» методом струйного аэрозольного травления на основе множественных HgTe КЯ были изготовлены ИК фоторезисторы, размером 50×50 мкм без просветляющего покрытия. На рис.1б показана зависимость вольтовой чувствительности (Su) и обнаружительной способности (D*) от напряжения смещения. Наблюдается увеличение Su с выходом на полуку при напряжении смещения $\geq 0,25\text{В}$, а D* проходит через максимум при $0,15 \div 0,2\text{В}$. Проведено исследование параметров фоторезисторов при различных фоновых потоках. Значение вольт-ваттной чувствительности составило $5,8 \times 10^5$ В/Вт для ИК

фоторезисторов с длинноволновой границей $\lambda_{\text{max}} = 11,6$ мкм, изготовленных на основе структур с множественными HgTe КЯ (50 слоев HgTe толщиной 8,6 нм,).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект №18-29-20053).



Синтез монокристаллов VO_2 на наноструктурированной поверхности Si

Мутилин С.В.¹, Принц В.Я.¹, Яковкина Л.В.², Гутаковский А.К.¹, Селезнев В.А.¹

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

² ИНХ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 3

DOI 10.34077/Semicond2019-431

Диоксид ванадия (VO_2) привлекает к себе большое внимание благодаря возможности обратимо изменять свои свойства при фазовом переходе: от полупроводникового состояния при низких температурах к металлическому состоянию при высоких температурах (~340 К). Фазовый переход сопровождается изменением кристаллической решетки от моноклинной к тетрагональной структуре

и может быть вызван не только температурой, но и электрическим полем, импульсным электромагнитным излучением, током, механическими напряжениями и т.д. [1]. До сих пор в основном исследовались поликристаллические пленки VO_2 . В последние годы наблюдается устойчивый рост исследований посвященных одиночным монокристаллам VO_2 , т.к. они имеют более яркие свойства фазового перехода. В частности, за счет отсутствия межзеренных границ в монокристаллах число переключений превосходит 10^{12} раз. Ранее исследовались только единичные монокристаллы VO_2 расположенные на подложках в случайном месте и имеющие случайные размеры в результате синтеза. Для практического применения нужны упорядоченные массивы одинаковых монокристаллов, расположенные в заданном месте и заданных размеров. Такие объекты могут быть использованы при создании, например, умных метаматериалов, фотонных кристаллов, в качестве элементной базы для наноэлектроники и нейроморфных систем.

В данной работе сообщается о формировании упорядоченного массива монокристаллических нанопроволок VO_2 с помощью синтеза на периодических 3D структурах кремния: прямоугольных пьедесталах с сечением 80×80 нм [2] (Рис.1), острых иглах с радиусом кривизны около 10 нм. Массивы нанопроволок VO_2 были выращены с помощью газофазного осаждения с использованием прекурсора ванадил ацетилацетоната на наноструктурированной подложке [3]. Важной особенностью сформированных массивов нанопроволок VO_2 является то, что они имеют малый контакт с подложкой Si, поэтому энергии механических напряжений возникающей при фазовом переходе на гетерогранице VO_2 -Si недостаточно для формирования дефектов. Это кардинально увеличивает долговечность устройств и делает массивы совместимыми с современной кремниевой технологией создания 2D и 3D интегральных схем. В работе также обсуждается синтез нанокристаллов VO_2 на структурированных подложках кремния для создания перспективных устройств для создания нейроморфных систем со сверхмалым потреблением энергии на переключение перспективных.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФ (проект № 18-19-00694).

[1] Y.Ke, et al., *Small*, **14**(39), 1802025, (2018).

[2] S.V. Mutilin, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **113**(4), 043101, (2018).

[3] L.V. Yakovkina, et al., *J Mater Sci* **52** (7), 4061, (2017).

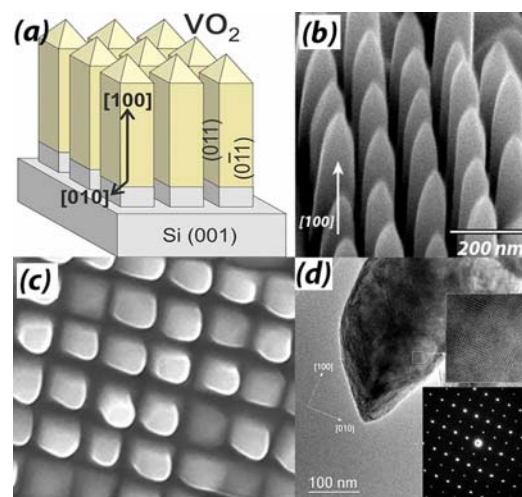


Рис. 1. Изображение упорядоченного массива нанопроволок VO_2 на наноструктурированной поверхности Si. (a) Схематичное представление, (b) СЭМ изображение массива, вид сбоку, (c) СЭМ изображение массива, вид сверху, (d) ПЭМ изображение одиночного кристалла.

Модификация и контроль состояния поверхности нанопроволочных биосенсоров

Наумова О.В.¹, Фомин Б.И.¹, Дмитриенко Е.В.², Пышная И.А.², Пышный Д.В.²

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

² ИХБФМ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 8

DOI 10.34077/Semicond2019-432

Нанопроволочные сенсоры являются высокочувствительными аналитическими приборами, предназначенными для качественного и количественного анализа биологических и химических веществ. Принцип действия прибора основан на модуляции проводимости нанопроволочного сенсорного элемента при адсорбции на его поверхность частиц аналита любой природы (бактерий, вирусов, белков, ДНК, и др.). Биосенсором такой прибор становится после формирования на его поверхности специального рецепторного слоя (или слоя зондов), способного с высокой селективностью и специфичностью распознавать частицы аналита в тестируемом растворе. Поэтому модификация и контроль состояния поверхности сенсоров являются одними из ключевых проблем и задач при изготовлении таких приборов.

Одним из интенсивно развивающихся направлений использования (целевых назначений) нанопроволочных биосенсоров является создание на их основе электронных детекторов белковых и микро-РНК маркеров социально-значимых заболеваний, например, рака легких [1], рака груди [2], инфаркта миокарда, и др. Особое внимание уделяется созданию многоканальных сенсоров на основе пленок кремния-на-изоляторе (КНИ). Использование КНИ обусловлено возможностью массового производства диагностических Lab-on-Chip систем в рамках промышленной кремниевой технологии. Многоканальность сенсорных элементов обеспечивает увеличение эффективной площади, соответственно, вероятности детекции аналита, хотя и выдвигает особые требования к качеству пленок кремния.

Задачами данной работы являлись: 1) разработка и изготовление биочипов с многоканальными сенсорными элементами для детекции биомаркеров и 2) проведение испытаний специфичной детекции сенсорами с разными типами модификации поверхности органоспецифических биоорганических объектов малых концентраций матричных органоспецифических РНК. При исследованиях были использованы многоканальные сенсоры на основе пленок КНИ (рис.1). В качестве метода контроля состояния поверхности сенсоров на разных этапах ее модификации был использован метод, предложенный в работе [3]. Метод основан на определении плотности состояний на поверхности сенсоров при использовании зависимости между изменением порогового напряжения, или смещением затворных характеристик сенсоров и напряжением на электроде, помещенных в тестируемый раствор.

Работа выполнена при поддержке проекта РАН №0306-2018-0004.

[1] E. Dmitrienko, et.al. *Nanomedicine*, **11**, 2073 (2016).

[2] Yu. D. Ivanov, et.al., *Sensors and Actuators B: Chemical*, **261**, 566 (2018)

[3] O. V. Naumova, B. I. Fomin. *WSEAS Transactions on Systems and Control*, **13**, 514 (2018).

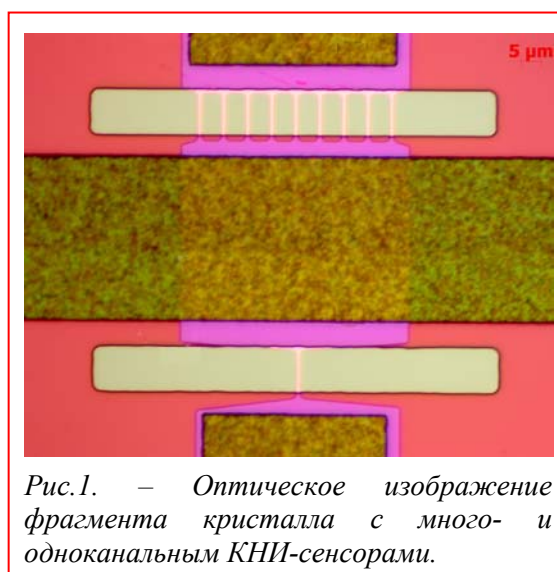


Рис.1. – Оптическое изображение фрагмента кристалла с много- и одноканальным КНИ-сенсорами.

Оптические полупроводниковые затворы для фемтосекундных лазеров с высокой частотой следования импульсов

Рубцова Н.Н.¹, Борисов Г.М.^{1,2}, Гольдорт В.Г.¹, Ковалёв А.А.¹, Ледовских Д.В.¹,
Преображенский В.В.¹, Путято М.А.¹, Семягин Б.Р.¹,
Кузнецов С.А.³, Пивцов В.С.³, Семенко А.В.³

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

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

³ ИЛФ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 15

DOI 10.34077/Semicond2019-433

Пассивная синхронизация мод с помощью полупроводниковых оптических затворов с насыщающимся поглощением представляет собой экономичный и надёжный способ получения фемтосекундных импульсов лазерного излучения [1]. В докладе сообщается о достижениях в проектировании, исследовании и изготовлении широкополосных по спектру и быстродействующих зеркал, включающих слои квантовых ям A_3B_5 и предназначенных для лазеров ближнего ИК диапазона. Рассмотрены два типа зеркал: монокристаллические, выращенные из полупроводниковых сверхчистых материалов In, Ga, Al, As, включающих слои квантовых ям [2-4], и зеркала с диэлектрическим отражателем с переносом слоёв полупроводниковых квантовых ям на диэлектрик [5]. Последний тип зеркал показал высокое отражение в области ближнего ИК (ширина оптического стола более 200 нм), уровень насыщаемых потерь до 40%, регулируемых количеством квантовых ям, а также быстродействие (время восстановления работоспособности зеркала) ~ 2 пс – время релаксации τ_2 на Рис.1. Значения времен релаксации соответствуют времени ионизации экситонов τ_1 , времени установления квази-равновесия фотогенерированных носителей заряда τ_3 и времени электронно-дырочной рекомбинации τ_2 , определяющему быстродействие оптического затвора. Кинетика отражения исследована вплоть до интенсивностей излучения «накачки» $2,7$ ГВт/см². Измеренное быстродействие позволяет надеяться на получение фемтосекундных импульсов ближнего ИК диапазона с частотой следования 500 МГц. Предварительные результаты испытаний полупроводниковых затворов с насыщающимся поглощением в лазере $Yb^{3+}:KY(WO_4)_2$ с коротким резонатором позволяют надеяться на успешное решение проблемы создания миниатюрных источников фемтосекундного излучения в области ближнего ИК диапазона спектра.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ № 18-29-20007 и гранта РФФИ и Правительства Новосибирской области в рамках научного проекта № 18-42-543001.

[1] U. Keller et al., *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics*, **2**, 435 (1996).

[2] V.E. Kisel' et al., *Optics Letters*, **40**, 2707 (2015).

[3] A.A. Kovalyov et al., *Laser Physics Letters*, **12**, 075801 (2015).

[4] N.N. Rubtsova et al., *Laser Physics*, **26**, 024001 (2016).

[5] Н.Н. Рубцова и др., *Прикладная фотоника*, **5**, 211 (2018).

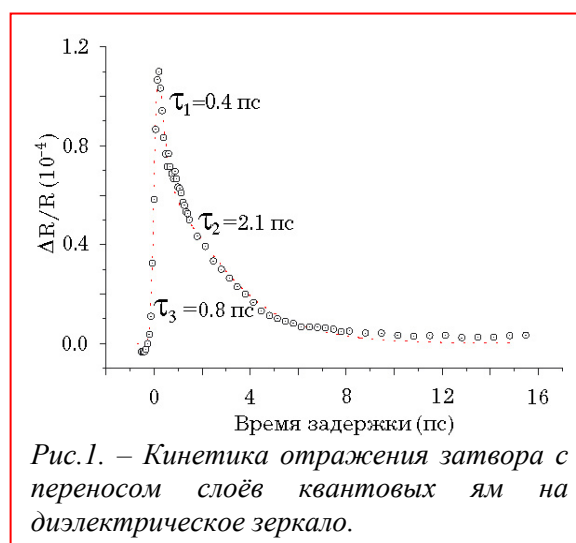


Рис.1. – Кинетика отражения затвора с переносом слоёв квантовых ям на диэлектрическое зеркало.

Мощные СВЧ-фотодиоды Шоттки с малым коэффициентом амплитудно-фазового преобразования шума

Чиж А.Л.¹, Микитчук К.Б.¹, Журавлев К.С.², Дмитриев Д.В.², Торопов А.И.²,
Валишева Н.А.², Аксенов М.С.², Гишинский А.М.², Чистохин И.Б.²

¹ ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника» Национальной академии наук Беларуси, 220072, Минск, пр. Независимости, 68,

² ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

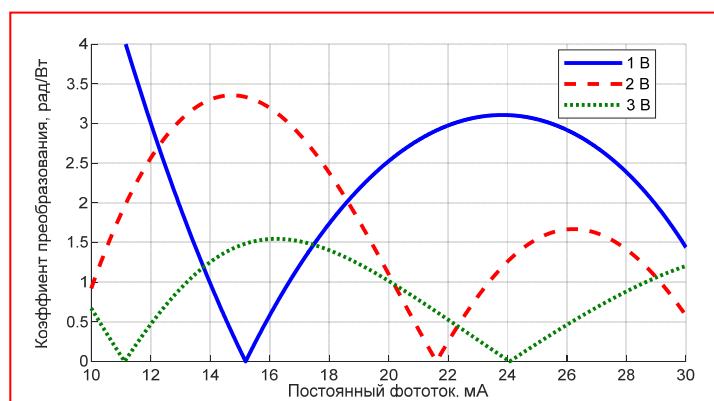
DOI 10.34077/Semicond2019-434

Аналоговые волоконно-оптические линии передачи являются базовыми элементами систем радиофотоники и выступают альтернативой коаксиальным кабелям при передаче, генерации и обработке СВЧ-сигналов благодаря низким потерям на распространение сигнала в оптическом волокне, сверхширокой полосе рабочих частот, высокой устойчивости к электромагнитным помехам, возможности многоканальной передачи сигналов, малой массе и размерам. Эффективность применения таких систем, однако, в целом ряде задач может существенно ограничиваться избыточным фазовым шумом, возникающем в выходном СВЧ-сигнале из-за зависимости временных и фазовых характеристик используемого фотоприемника от мощности оптического сигнала, приводящей к преобразованию шума лазерного излучения в фазовый шум выходного сигнала.

В настоящей работе амплитудно-фазовое преобразование, приводящее к появлению избыточного фазового шума, исследовано в мощных СВЧ-фотодиодах Шоттки. Показано, что с помощью управления напряжением обратного смещения таких фотодиодов можно получить низкий коэффициент амплитудно-фазового преобразования.

Исследовались характеристики мощных СВЧ-фотодиодов, изготовленных в ИФП СО РАН на основе гетероэпитаксиальных структур InAlAs/InGaAs, выращенных на подложках InP (001). Чипы фотодиодов содержат меза-структуру с барьером Шоттки и массивными металлическими контактами, обеспечивающими высокую электро- и теплопроводность. Контакты выполнены в виде микрополосков, с помощью которых чип монтируется в СВЧ-линию передачи. Подача излучения производится через подложку. Фотодиоды с диаметром меза-структуры 15 мкм обеспечивают выходную СВЧ-мощность до 58 мВт на частоте 20 ГГц и частотный диапазон до 28 ГГц.

На рисунке показаны зависимости коэффициента амплитудно-фазового преобразования от среднего фототока фотодиода, измеренные для различных напряжений смещения, при частоте модуляции излучения 20 ГГц. Как видно, при увеличении напряжения смещения коэффициент амплитудно-фазового преобразования в мощном СВЧ-фотодиоде Шоттки снижается и при напряжении обратного смещения 3 В и величине фототока до 30 мА достигается величина коэффициента амплитудно-фазового преобразования менее 1.5 рад/Вт, что значительно ниже, чем у лучших коммерчески доступных мощных СВЧ-фотодиодов, имеющих коэффициент амплитудно-фазового преобразования 5 рад/Вт [1]. Это позволяет использовать разработанные фотодиоды с барьером Шоттки в системах генерации, передачи и обработки СВЧ-сигналов с низким фазовым шумом,



[1] https://www.discoverysemi.com/Product_Pages/DSC-xHLPD.php

О природе неоднородности барьера в Au/Ti/n-InAlAs(001) контактах Шоттки

Аксенов М.С., Чистохин И.Б., Валишева Н.А., Дмитриев Д.В., Журавлев К.С.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-435

Тройное соединение InAlAs является перспективным материалом для создания СВЧ-фотодетекторов на основе барьера Шоттки (БШ) [1]. Экспериментально измеряемые вольт-амперные характеристики (ВАХ) БШ на основе различных полупроводников обычно отклоняются от идеальной модели термоэлектронной эмиссии (ТЕ), что выражается в увеличении коэффициента идеальности (n), а также в аномальной зависимости высота барьера от напряжения и температуры [1]. Неидеальное поведение параметров БШ на основе слаболегированных полупроводников (10^{16} см^{-3}) связывают с наличием межфазных неоднородностей, вызванных ростовыми структурными дефектами, собственным оксидным слоем, неоднородным профилем легирования, границами металлических зерен и т. д. Согласно модели Танга [2] любое неидеальное поведение ВАХ БШ может быть количественно объяснено предположением о том, что, в дополнение к главному гомопереходу, в контакте Шоттки существуют локальные области (patch) с пониженной или повышенной высотой барьера. Тогда суммарный ток через контакт Шоттки представляет собой сумму токов, протекающих по механизму ТЕ, через все эти участки и однородную область контакта. Модель Танга использовалась для объяснения температурных зависимостей ВАХ контактов Шоттки на основе различных полупроводников A_3B_5 , Si и SiC. В то же время в подавляющем большинстве исследований предположения о природе неоднородностей в изучаемых БШ отсутствуют.

В данной работе с целью установления природы неоднородности барьера в Au/Ti/n-InAlAs(001) контактах Шоттки было проведено корреляционное исследование влияния плотности ростовых структурных дефектов на поверхности InAlAs и температурных (78-380 К) зависимостей ВАХ. Показано, что в диапазоне температур 200-380 К n и высота барьера при нулевом смещении (ϕ_{B0}) практически не изменяются и хорошо описываются теорией ТЕ для БШ, сформированных на поверхностях InAlAs с различной плотностью (10^6 и 10^7 см^{-2}) дефектов. При температурах ниже 200 К наблюдается резкое увеличение значений n (от 1.17 до 1.9) и снижение ϕ_{B0} (от 0.7 до 0.5 эВ) для БШ, сформированных на поверхности InAlAs с высокой плотностью дефектов (10^7 см^{-2}). Для БШ на основе InAlAs с низкой плотностью дефектов (10^6 см^{-2}) данные параметры меняются значительно слабее (от 1.1 до 1.24 для n и от 0.7 до 0.65 для ϕ_{B0}) в том же температурном диапазоне. В соответствии с моделью Танга, такое изменение в поведении температурных зависимостей n и ϕ_{B0} БШ обусловлено уменьшением общей площади участков с пониженной высотой барьера более чем в 2 раза (с 4% до 1.8% от общей площади контакта), что коррелирует с данными АСМ. Исследованием поверхности InAlAs методом Кельвиновской сканирующей зондовой микроскопии выявлены участки в виде полосы (шириной и длиной около 50 нм и 0.5 мкм, соответственно) на периферии ямочного дефекта, которые могут приводить к эффективному понижению высоты барьера в Ti/InAlAs контакте Шоттки.

Таким образом, полученные результаты показали, что ростовые структурные ямочные дефекты являются причиной возникновения областей с пониженной высотой барьера в Au/Ti/n-InAlAs(001) контактах Шоттки.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00548.

[1] I. B. Chistokhin et al. *Mater. Sci. Semicond. Proc.* **74**, 193 (2018).

[2] R.T. Tung. *Phys. Rev. B* **45**, 13509 (1992).

Двойной полупроводниковый лазер, интегрированный с электронным ключом

Багаев Т.А.¹, Ладугин М.А.¹, Падалица А.А.¹, Мармалюк А.А.¹, Курнявко Ю.В.¹, Лобинцов А.В.¹, Данилов А.И.¹, Сапожников С.М.¹, Кричевский В.В.¹, Коняев В.П.¹, Симаков В.А.¹, Слипченко С.О.², Подоскин А.А.², Пихтин Н.А.²

¹ АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф.Стельмаха», 117342, Москва, ул. Введенского, д. 3, корп. 1

² Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021, С.-Петербург, ул.

Политехническая, 26

DOI 10.34077/Semicond2019-436

Для многих практических применений требуются полупроводниковые лазеры с выходными характеристиками, превосходящими возможности отдельных излучателей. Очевидным путем решения данной задачи является создание многоэлементных лазерных излучателей. Традиционно при помощи такого подхода удается повышать выходную мощность. Так, линейки и решетки лазерных диодов позволяют в десятки и сотни раз увеличить этот параметр. Вместе с тем показано, что для повышения яркости лазерного излучения и уменьшения массогабаритных параметров приборов перспективным представляется создание лазеров на основе эпитаксиально-интегрированных гетероструктур – альтернативного подхода получения многоэлементных излучателей. Продемонстрировано увеличение квантовой эффективности лазеров 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. Решетки лазерных диодов, изготовленные из указанных гетероструктур, позволяют достигать более 1 кВт выходной мощности в импульсном режиме.

Эпитаксиальная интеграция также открывает путь к созданию нескольких функционально различных компонентов в рамках одного кристалла. Например, для работы в импульсном режиме в состав излучателя необходимо ввести электронный ключ (динистор, тиристор, транзистор). Показано, что для миниатюризации и повышения надежности работы перспективно осуществлять интеграцию в едином процессе роста двух последовательно формируемых структур: тиристора и лазера. Такие интегральные приборы, лазер-тиристоры, при напряжении включения 15-25 В демонстрировали выходную мощность 50-60 Вт в импульсном режиме.

Данная работа посвящена дальнейшему развитию указанного подхода и направлена на исследование возможности монолитной интеграции нескольких лазерных излучающих областей с электронным ключом, обеспечивающим работу в импульсном режиме генерации. Впервые в мире получены лазер-тиристоры с двумя излучающими лазерными секциями.

Эпитаксиальные гетероструктуры InGaAs/AlGaAs выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии. Первоначально на подложке GaAs (001) формировались отдельные слои тиристорной структуры. Затем последовательно осаждались две лазерные секции, контакт между которыми обеспечивался посредством туннельного перехода. На основе полученных структур изготавливались лазерные излучатели с управляющим электродом и исследовались их характеристики. Двойной лазер-тиристор характеризовался S-образной ВАХ с напряжением включения 15-20 В и квантовой эффективностью в 1,6-1,7 раза превышавшей значения для лазер-тиристора с одной излучающей секцией.

Высокочувствительный кристалл датчика давления с термокомпенсацией на основе биполярного транзистора с горизонтальной структурой р-п-р – типа проводимости

Басов М.В.

ФГУП ВНИИА им. Н.Л. Духова, 127055, Москва, Луганская, 9

DOI 10.34077/Semicond2019-437

Создание кристаллов датчиков давления (ДД) в виде микроэлектромеханических систем является одним из прогрессивных направлений в микроэлектронике, которое наравне со всеми областями полупроводниковой промышленности определяют тенденции современного производства электронной техники. Одним из актуальных векторов развития кремниевых кристаллов ДД с мембранной структурой, функционирующих на основе применения тензорезистивного эффекта, является использование в составе электрической измерительной схемы активных элементов – транзисторов [1]. Рассмотрена работа нового вида кристалла ДД, использующего кардинально новую электрическую схему в виде тензочувствительного дифференциального каскада с отрицательной обратной связью (ТДК с ООС) с применением биполярного транзистора (БТ), имеющего горизонтальную структуру р-п-р – типа проводимости (L-PNP) (рис. 1а) [2]. В ходе аналитического и программного расчета для создания математической модели были определены номинальные значения элементов схемы для соблюдения балансного соотношения между тензочувствительностью и термокомпенсацией, сформирован технологический маршрут реализации элементов и проанализирована эффективность использования БТ в качестве чувствительного элемента в составе схемы. Благодаря задействованию БТ в кристалле ДД количество тензочувствительных элементов в схеме с применением отрицательной обратной связи может быть увеличено относительно мостовой резистивной схемы. При наличии отрицательной обратной связи в схеме дополнительно происходит стабилизация температурной зависимости базового потенциала БТ, являющейся основной причиной повышенной погрешности по температурным характеристикам кристалла ДД. Кристаллы ТДК с ООС с L-PNP транзистором были получены (рис. 1б) и исследование характеристик данных образцов доказало, что: а) при условии сохранения габаритных размеров кристалла и мембранной структуры для диапазона давления $-60...+60$ кПа тензочувствительность разработанного кристалла увеличивается в 2.4 раза относительно показателей аналога с мостовой схемой; б) погрешности по температурным характеристикам существенно сократились относительно данных прототипа кристалла ДД со схемой дифференциального каскада без использования отрицательной обратной связи [3,4].

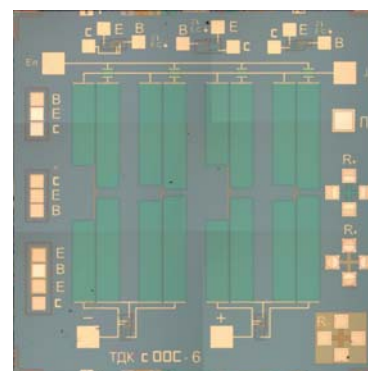
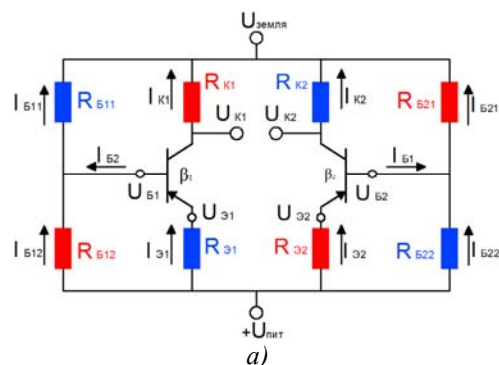


Рис.1. – Кристалл ТДК с ООС с L-PNP БТ: а) электрическая схема, б) лицевая сторона.

[1] E. Gusev, E. Garfunkel, A. Dideikin, *Advanced Materials and Technologies for Micro/Nano-Devices, Sensors and Actuators*, Springer, St. Petersburg (2009).

[2] F. Fruett, G.C.M. Meijer, *Sensors and Actuators, A* **92**, 1-3 (2001).

[3] M.V. Basov, D.M. Prigodskiy, *Nano- and microsystem technology*, **19**, 11, (2017).

[4] M.V. Basov, D.M. Prigodskiy, D.A. Holodkov, *Sensors and systems*, **6**, 215, (2017).

Адаптивный аналоговый синапс-резистор для искусственной нейронной сети на основе перехода полупроводник-металл

Бортников С.Г., Алиев В.Ш.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-438

Диоксид ванадия (VO_2) широко исследуется из-за своих необычных свойств, связанных с переходом полупроводник-металл, который сопровождается резким изменением оптических и электрических характеристик материала [1]. В последнее время проявляется большой интерес к искусственным нейронным сетям, вычислительные способности которых, ограничиваются быстродействием отдельных синапсов, реализуемых на основе стандартной элементной базы микроэлектроники [2]. Для успешного применения синапса в искусственных нейронных сетях, количество его возможных состояний должно превышать 10^2 [3]. В данной работе была решена задача управления величиной связи искусственного синапса на основе VO_2 , что позволило приблизиться к указанной величине состояний.

Известно, что при нагреве в области гистерезиса пленка VO_2 изменяет на 1.5 порядка свое сопротивление, имеющее непрерывный спектр значений [4], что можно использовать для задания состояния синапса. Способ управления состоянием синапса заключался в управлении теплопередачей между пленкой VO_2 и нагревательными элементами, входящими в состав синапса. При подаче на вход синапса постоянного смещения и импульса напряжения прямой/обратной полярности можно уменьшать/увеличивать сопротивление пленки VO_2 , т.е., управлять состоянием синапса (Рис. 1).

Экспериментальные результаты и моделирование показали, что таким способом возможно установить сопротивление пленки VO_2 с точностью выше 1%, т.е., количество состояний синапса превышает 100. При этом для установления требуемого значения сопротивления пленки достаточно не более 10 обучающих импульсов напряжения

(итераций в методе обратного распространения ошибки). Управление состоянием синапса осуществлялось при длительности обучающих импульсов 200 мкс, однако с уменьшением размеров устройства его быстродействие может превысить 1 мкс.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-71-10026).

[1] H.S. Choi et al., *Phys. Rev. B*, **54**, 4621 (1996).

[2] В.П. Грибачев. *Компоненты и технологии*, **8**, 100 (2006).

[3] S. Sahu et al., *Appl. Phys. Lett.* **102**, 123701 (2013).

[4] А.А. Бугаев и др., *Фазовый переход металл-полупроводник и его применение*, Наука, Ленинград (1979).

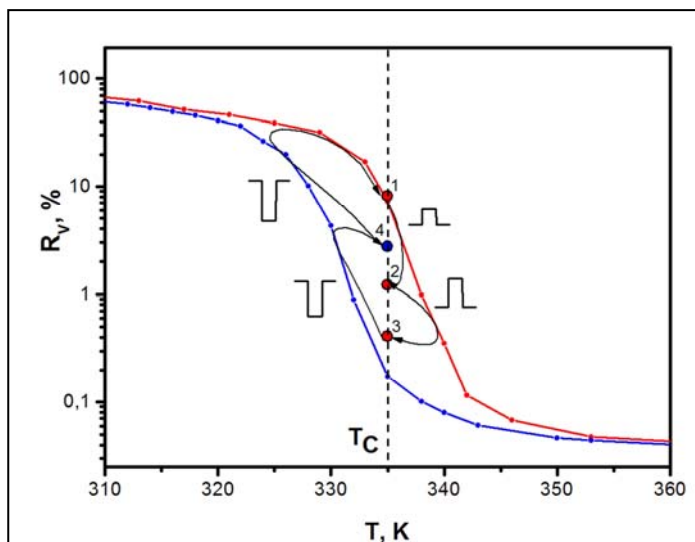


Рис.1. – Переключение при помощи электрических импульсов между значениями величины сопротивления пленки VO_2 (точки 1-4), характеризующих состояние синапса. T_C – температура пленки VO_2 , заданная с помощью внешнего нагревателя и постоянного смещения, поданного на вход синапса.

Темновые и сигнальные характеристики униполярных барьерных структур на основе n -HgCdTe, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии на альтернативных подложках

Войцеховский А.В.¹, Несмелов С.Н.¹, Дзядух С.М.¹, Горн Д.И.¹, Варавин В.С.²,
Дворецкий С.А.², Михайлов Н.Н.², Якушев М.В.², Сидоров Г.Ю.²

¹ Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

² Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

DOI 10.34077/Semicond2019-439

В настоящее время активно разрабатываются инфракрасные матрицы фотодиодов на основе HgCdTe, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Фоточувствительные элементы таких матриц содержат pn -переход, причем p -область формируется путем ионной имплантации акцепторной примеси и последующего активационного отжига, что вызывает снижение качества материала в процессе этих технологических операций. При создании высокочувствительных детекторов разработчики сталкиваются с необходимостью значительного охлаждения прибора для подавления темновых токов тепловой генерации. Новым подходом к решению перечисленных проблем является использование барьерных детекторов с униполярной архитектурой. Возможности детекторов на основе МЛЭ HgCdTe, например, в nVn -конфигурации, пока изучаются преимущественно теоретически [1, 2], хотя в некоторых зарубежных научных группах предпринимались единичные попытки практической реализации приборных структур указанного типа [3, 4]. В работе представлены результаты изучения темновых и сигнальных характеристик nVn -структур для детектирования в диапазоне 3–5 мкм, изготовленных на основе МЛЭ HgCdTe, выращенного на подложках из GaAs (013).

Структуры для исследований были изготовлены методом молекулярно-лучевой эпитаксии в ИФП СО РАН. Для образцов 1 типа барьерный слой создавался из широкозонного МЛЭ $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x=0.66-0.83$), а для структур 2 типа в качестве барьерного слоя использовалась сверхрешетка из 18 периодов $Hg_{0.20}Cd_{0.80}Te$ (9 нм) – HgTe (2 нм). Концентрация легирующей примеси индия в приповерхностном слое HgCdTe определялась путем исследования адмиттанса тестовых МДП-систем на основе nVn -структур при пассивации диэлектриком Al_2O_3 . Вольтамперные характеристики (ВАХ) при температуре 77 К для nVn -структуры типа 1 показаны на рис.1. Плотность темнового тока при обратном смещении для таких структур оказалась значительно меньше, чем плотность тока для структур, описанных в литературе [3]. Исследования ВАХ при различной площади приборных структур позволили изучить роль токов поверхностной утечки. Изучены температурные зависимости плотности темнового тока при различных смещениях, а также изменения ВАХ при освещении образцов. Для nVn -структур со сверхрешеткой (образцы типа 2) увеличивается плотность тока при обратном смещении, что свидетельствует о снижении высоты потенциального барьера для дырок. Обсуждены механизмы формирования темновых и сигнальных характеристик исследованных nVn -структур, предложены способы оптимизации характеристик таких структур.

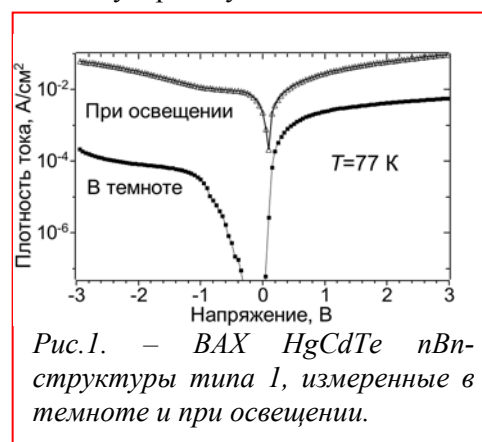


Рис.1. – ВАХ HgCdTe nVn -структуры типа 1, измеренные в темноте и при освещении.

[1] N.D. Akhavan et al., *IEEE Trans. Electron Dev.*, **65**, 591 (2018).

[2] Z.H. Ye et al., *Proc. SPIE*, **9070**, 90701L (2014).

[3] A.M. Itsuno et al., *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 161102 (2012).

[4] O. Gravrand et al., *J. Electron. Mater.*, **44**, 3069 (2015).

Управление формовкой и проводимостью TaN/ZrO_x/Ni мемристоров посредством обеднения кислородом слоя оксида

Воронковский В.А.¹, Алиев В.Ш.^{1,2}, Герасимова А.К.¹, Бадмаева И.А.¹

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

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

DOI 10.34077/Semicond2019-440

Мемристоры представляют собой структуру металл-диэлектрик-металл с двумя и более устойчивыми энергонезависимыми состояниями, отличающимися по сопротивлению. Основным их недостатком является необходимость формовки, поскольку напряжение формовки может в разы превышать напряжения последующих переключений, что создаёт проблемы для организации больших массивов памяти.

Методом РФЭС были изучены плёнки ZrO_x, выращенные методом ионно-лучевого распыления-осаждения (IBSD) на Si(100) подложках при различных парциальных давлениях кислорода (P_{O2}). Проведённый анализ спектров показал, что, в зависимости от P_{O2}, плёнки ZrO_x могли содержать три фазы: металлическую (Zr), суб-оксид циркония и стехиометричный оксид ZrO₂. По отношению площадей пиков Zr 3d и O 1s была произведена оценка величины [O]/[Zr] (x) для всех плёнок, что позволило установить зависимость между величиной x и P_{O2} (Рис. 1). Были исследованы электрофизические свойства ряда образцов с TaN/ZrO_x(30 нм)/Ni мемристорами, слой оксида которых также выращивался методом IBSD при различных P_{O2}. По зависимости x от P_{O2} была произведена оценка x для всех образцов с мемристорами (Рис. 1). По измеренным ВАХ установлено, что мемристоры демонстрируют резистивное переключение, если x ≥ 1.78. Для образцов с 1.99 ≥ x ≥ 1.97 напряжение формовки было ниже напряжения переключения и снижалось с уменьшением x. В диапазоне x ≤ 1.96 у мемристоров формовка отсутствовала.

ВАХ низкоомного и высокоомного состояний (СНС и СВС, соответственно) для всех образцов были качественно одинаковыми, за исключением образцов с x вблизи 1.78, у которых наклон ВАХ в СВС был выше (Рис. 2(а) и (б)). Отношение токов в обоих состояниях уменьшалось по мере снижения x и составляло от 1 до 6 порядков. Исследованы температурные зависимости ВАХ мемристоров TaN/ZrO_x/Ni для СВС и СНС в диапазоне температур от 250 до 400 К. Проводимость мемристора увеличивалась с ростом температуры как в СВС, так и СНС (Рис. 2(в) и (г)). Моделирование ВАХ показало, что они хорошо описываются в рамках модели тока, ограниченного пространственным зарядом (ТОПЗ) в режиме полностью заполненных ловушек для СНС и режиме, ограниченном ловушками, для СВС (Рис. 2(в) и (г)).

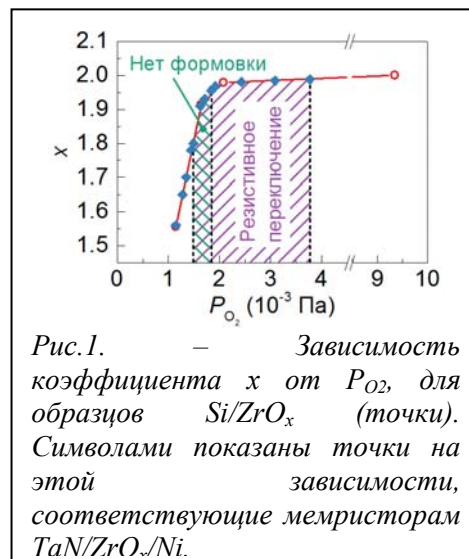


Рис.1. – Зависимость коэффициента x от P_{O_2} для образцов Si/ZrO_x (точки). Символами показаны точки на этой зависимости, соответствующие мемристорам TaN/ZrO_x/Ni.

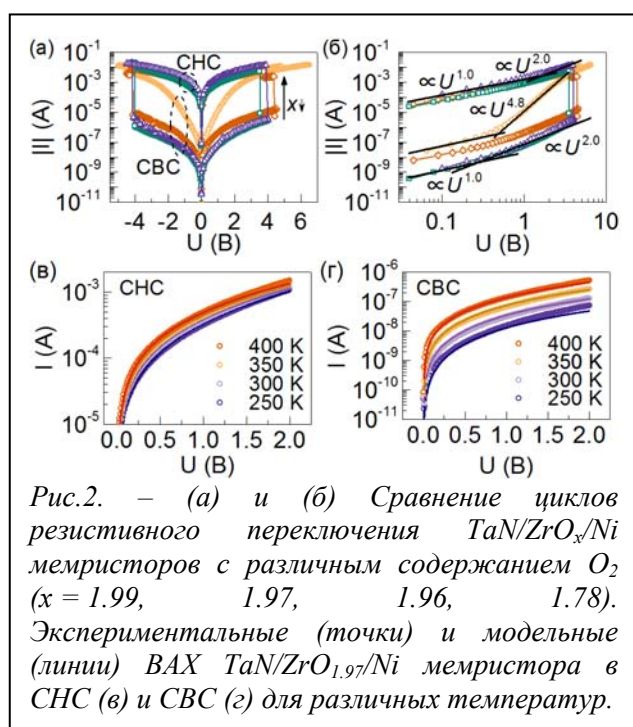


Рис.2. – (а) и (б) Сравнение циклов резистивного переключения TaN/ZrO_x/Ni мемристоров с различным содержанием O₂ (x = 1.99, 1.97, 1.96, 1.78). Экспериментальные (точки) и модельные (линии) ВАХ TaN/ZrO_{1.97}/Ni мемристора в СНС (в) и СВС (г) для различных температур.

Обратная конверсия типа проводимости HgCdTe после плазмохимического травления при низких температурах

Горшков Д.В., Варавин В.С., Сидоров Г.Ю., Ремесник В.Г., Сабина И.В.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-441

Для уменьшения размера пикселя и создания мультиспектрального матричного приёмника инфракрасного излучения на основе HgCdTe необходимо анизотропное травление с высоким соотношением глубины к ширине канавки травления. Для этих целей подходит плазмохимическое травление, но в случае HgCdTe имеется недостаток в виде конверсии материала р-типа на некоторую глубину в n-тип, и образование приповерхностного тонкого слоя n+-типа. В данной работе исследуется влияние температуры образца при плазмохимическом травлении на процесс обратной конверсии к исходному р-типу HgCdTe и релаксация параметров образовавшегося n-слоя.

Эксперименты проводились на образцах ГЭС КРТ МЛЭ с составом $x=0.22$, вакансионного р-типа проводимости с концентрацией дырок $\approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Плазмохимическое травление проводилось на установке с генератором индуктивно-связанной плазмы в газовой смеси CH_4 и Ag и при отсутствии разности потенциалов между плазменным облаком и образцом (таким образом, отсутствовала ионная составляющая травления). Температура образца изменялась от -150°C до $+30^\circ\text{C}$, при этом скорость травления изменялась от 40 до 65 нм/мин, соответственно. Сразу после травления на всех образцах наблюдается конверсия типа проводимости из р в n. При последующей выдержке образцов при комнатной температуре происходит релаксация концентрации электронов. В диапазоне температур образца от -150°C до -65°C происходит обратная конверсия в р-тип проводимости с параметрами, близкими к исходным. При этом время, необходимое для конверсии к исходному р-типу, увеличивается с ростом температуры травления. В диапазоне от -20°C до $+30^\circ\text{C}$ обратной конверсии в р-тип не наблюдается.

Измеренные магнетопольные зависимости проводимости и коэффициента Холла R_H и их релаксация от времени выдержки при комнатной температуре хорошо описываются с использованием двухслойной модели, содержащей тонкий n-слой на поверхности р-слоя. С помощью подгонки получены параметры n-слоя в зависимости от времени выдержки при комнатной температуре.

Наблюдаемый после травления n-слой вблизи поверхности, наиболее вероятно, обусловлен образованием донорных комплексов и наличием междоузельной ртути (Hg_i). Донорные комплексы образуются при захвате Hg_i некими ловушками. Процесс релаксации концентрации электронов связан с распадом комплексов, высвобождением Hg_i с последующей диффузией к поверхности и выходом из полупроводника или рекомбинацией с вакансиями ртути. Величина концентрации Hg_i в образце, сразу после травления, зависит от соотношения скорости травления и скорости диффузии Hg_i в объём полупроводника. Предположительно, при низких температурах скорость травления больше скорости диффузии и концентрации Hg_i , образовавшейся в процессе травления, недостаточно, чтобы заметно изменить концентрацию вакансий. С повышением температуры увеличивается коэффициент диффузии Hg_i [1]. При этом скорость травления растёт медленнее, чем скорость диффузии Hg_i . И выше температуры -20°C скорость диффузии существенно превосходит скорость травления. Концентрация Hg_i в образце начинает превосходить концентрацию вакансий, и из-за рекомбинации Hg_i с вакансиями, тип проводимости плёнки КРТ становится электронным за счет фоновых доноров.

Впервые показано, что, при указанном в работе режиме плазмохимического травления и температурах образца ниже -65°C , параметры материала КРТ вакансионного р-типа после травления и выдержки при комнатной температуре в течение нескольких часов возвращаются к исходным.

[1] E. Belas et al., *Journal of crystal growth*, **159**, 1117-1122 (1996).

Гетероэпитаксиальные структуры InAlGaAs/InAlAs для электрооптического модулятора на основе квантово-размерного эффекта Штарка

Гуляев Д.В.¹, Дмитриев Д.В.¹, Торопов А.И.¹, Валишева Н.А.¹, Царев А.В.^{1,2},
Колосовский Е.А.¹, Федюхин Л.А.¹, Горчаков А.В.², Журавлев К.С.^{1,2}

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

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

DOI 10.34077/Semicond2019-442

В данной работе изучены свойства гетероэпитаксиальных структур (ГЭС) InAlGaAs/InAlAs на подложке InP для новой версии электрооптического модулятора на основе квантово-размерного эффекта Штарка. Особенностью предлагаемой конструкции модулятора является размещение слоя из нескольких InAlGaAs квантовых ям над толстым буферным слоем $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ с показателем преломления, превышающим показатель преломления подложки InP. В этом случае слой множественных квантовых ям остается волноводным и в нем формируется основная оптическая мода с небольшим сечением. Оптическая мода во втором волноводе, сформированном из буферного слоя $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, характеризуется гораздо большим поперечным сечением, что может обеспечить удобное соединение с оптическим волокном [1].

При выращивании гетероструктур методом молекулярно-лучевой эпитаксии были отработаны условия роста четырехкомпонентного твердого раствора InGaAlAs с кристаллической решеткой согласованной с (001) InP подложкой, и определены оптимальные условия роста для каждого слоя ГЭС. В результате были получены гетероструктуры с концентрацией дефектов на поверхности не более 500 на см^2 , что достаточно для создания на их основе интегрированных оптических модуляторов.

Методом фотолюминесценции изучено влияние состава и толщины слоев множественных квантовых ям $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{Al}_{0.47(1-x)}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ на величину эффекта Штарка (см. рис. 1). Величина электрооптического эффекта, определенная из изменения коэффициента отражения р-поляризованного излучения вблизи угла Брюстера на рабочей длине волны модулятора 1.55 мкм, составила для напряжения в 2-3 Вольт порядка $\Delta n \sim 0.01$ в исследованных ГЭС. Такой электрооптический эффект вполне достаточен для реализации на основе InGaAlAs ГЭС модулятора Маха-Цендера. Помимо этого, для всех слоев ГЭС, различающихся составом и уровнем легирования установлены вещественная и мнимая часть коэффициента преломления. Проведено сравнение полученных данных с данными моделирования и выбрана оптимальная конструкция структуры для создания на ее основе оптического модулятора InP.

Полученные ГЭС использованы для отработки и изучения особенностей технологии изготовления оптического модулятора с применением разработанных режимов формирования волновода (в разрядной плазме в BCl_3), планаризации поверхности и металлизации омических контактов с соответствующими слоями ГЭС на основе композиций Ge/Au/Ni/Au и Ti/Au.

[1] А.В. Царев, Р.М. Тазиев, *Квантовая электроника*, **49**:3, 266 (2019)

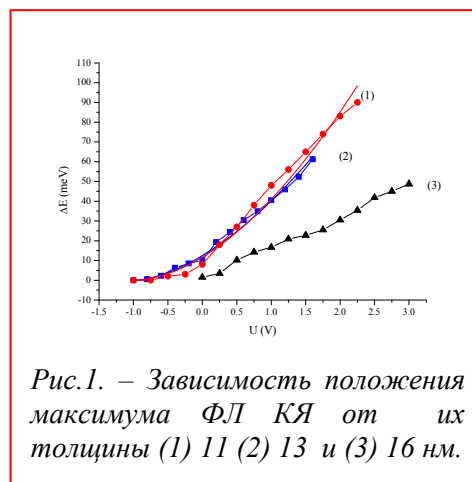


Рис.1. – Зависимость положения максимума ФЛ КЯ от их толщины (1) 11 (2) 13 и (3) 16 нм.

GaNP р-і-n фотодиод на кремнии

Дворецкая Л.Н.¹, Большаков А.Д.^{1,2}, Можаров А.М.^{1,2}, Фёдоров В.В.^{1,2}, Морозов И.А.¹,
Баранов А.И.¹, Мухин И.С.^{1,2}

¹ СПбАУ РАН, Академический университет, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8к3

² Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

DOI 10.34077/Semicond2019-443

Ввиду неотработанной, на сегодняшний день, технологии роста фосфидных соединений на Si подложке, при создании гетероструктуры в нижнем буферном слое наблюдается большое количество антифазных областей, как это было показано ранее в [1], и других структурных дефектов, что должно существенным образом сказываться на проводимости через интерфейс GaP/Si. Поэтому, в качестве начального исследования, в этой работе мы создали приборную гетероструктуру, в которой токосъем снизу осуществлялся с легированного слоя GaP. Создание контактов к верхнему и нижнему слоям р-і-n структуры требует сложной технологической подготовки исследуемого образца. Такая подготовка включает в себя использование методов фотолитографии, термического распыления материалов в вакууме и ионного травления р-і слоёв GaNP диода в заданных областях.

Гетероструктура р-і-n GaNP была синтезирована на установке молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Нами были созданы контакты к верхнему (р) и нижнему (n) слою этой структуры.

Методом реактивного ионного травления в индуктивно-связанной плазме (ICP) были вытравлены мезы в р- и і-слоях GaNP структуры через фоторезистивную маску, для создания контакта к нижнему n-слою. Нижний n- контакт формировался с помощью термического распыления материалов Ni/Au:Ge/Ni/Ti/Au с толщинами 3/50/30/50/100 нм [2], на фронтальную поверхность через фоторезистивную маску, состоящую из двух слоёв PMGI и AZ MIR 701. Главным материалом в данном случае является сплав Au:Ge/Ni, который участвует в пассивации n-слоя. Верхний контакт к р-слою осуществлялся с помощью термического распыления материалов Au/Zn/Au с толщинами 20/30/100 нм [3]. В результате постобработки были получены контакты к р-і-n диоду GaNP для измерений электропроводности, вольт-амперных и ёмкостных характеристик и квантовой эффективности.

При измерении световой и темновой вольт-амперных характеристик на р-і-n структуру GaNP/Si подавалось напряжение в диапазоне от -2 до 2 В. При измерении световой ВАХ источником света являлся имитатор солнечного спектра AM 1,5 G. В темновом режиме наблюдается резкий рост кривой на уровне 1.2 В, при плотности тока 1 мА/см², что характерно для диодной зависимости. Также, по данным измерения DLTS в структуре имеются дефектные уровни на 1 эВ и 0.22 эВ. Известно что рекомбинация примесных центров (Шокли-Рида-Холла SRH) наиболее вероятна через уровни, находящиеся в центре запрещенной зоны 1 эВ.

Для подробного анализа полученных ВАХ и EQE было выполнено численное моделирование приборной гетроструктуры с использованием модулей безызлучательной рекомбинации по модели Шокли Рида Холла, статистику Ферми, а также учитывалась рекомбинация через глубокие уровни точечных дефектов в материале GaP и GaNP.

[1] J.F.Geisz et al., *Conference Record of the Thirty-first IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, 695-698, (2005).

[3] A.G.Baca et al., *Thin Solid Films.*, **308**, 599-606. (1997).

[4] S.Sukritanon *Dilute Nitride GaNP Wide Bandgap Solar Cells Grown by Gas-Source Molecular Beam Epitaxy*, UC San Diego, (2015).

Разработка заказной нейроморфной сверхбольшой интегральной схемы

Гришанов Н.В.², Зверев А.В.², **Ипатов Д.Е.¹**, Макаров Ю.С.², Мамычев В.И.²,
Полстянкин А.В.²

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

² ООО «Мотив НТ», 121205, Москва, территория инновационного центра Сколково, Большой бульвар, 42 с. 1. 2

DOI 10.34077/Semicond2019-444

На сегодняшний день существует множество классов задач (например, системы контроля производственных процессов; задачи машинного зрения и т.д.), для эффективного решения которых используется машинное обучение искусственных нейронных сетей. Однако, аппаратная реализация нейронных сетей на центральных процессорах (ЦП) и графических процессорах (ГП) требует больших энергетических ресурсов, что сильно усложняет применение нейронных сетей в различных областях человеческой деятельности. Для решения подобного рода задач современные достижения микроэлектроники позволяют разрабатывать и изготавливать более энергоэффективные и компактные сверхбольшие заказные интегральные схемы с нейроморфной архитектурой [1-3], которые в упрощённом виде стараются имитировать принципы работы биологических нейронных систем.

В рамках инициативного проекта, поддержанного инновационным центром «Сколково», был разработан прототип заказной нейроморфной СБИС, который представляет собой двумерную матрицу нейроморфных ядер размером 4 x 4, окруженную интерфейсами передачи данных между СБИС в направлениях «Север», «Восток», «Запад» и «Юг» и служебными подсистемами. Все функциональные блоки нейроморфной СБИС выполнены полностью в цифровом виде, поскольку они обладают требуемым детерминизмом в процессе работы и наиболее компактны в реализации на кристалле.

Элементарной ячейкой обработки в нейроморфной СБИС является нейроморфное ядро. Нейроморфное ядро – это конечный автомат, который за каждый временной шаг работы нейронной сети (тик) последовательно выполняет синаптические операции для каждого из 512-ти моделируемых им нейронов. В соответствии с выбранной моделью нейрона, ядро за время обработки нейронов может испускать определённым образом сформированные пакеты данных (спайки) на заранее указанные входные линии (дендриты) других нейронов. При этом целевой нейрон может находиться как в одном ядре или в пределах одной СБИС, так и в другой СБИС, поскольку процесс передачи спайков между ядрами выполнен «бесшовным» и граница между СБИС с точки зрения ядер отсутствует.

Данная нейроморфная СБИС предоставляет уникальный способ взаимодействия с чипами. Управление и конфигурирование нейроморфных ядер осуществляется посредством тех же интерфейсов, которые предназначены для обмена спайками между нейронами во время работы сети. Это позволяет значительно упростить внутреннюю инфраструктуру СБИС, унифицировать механизм адресации к ядрам нейронной сети и облегчить их применение в составе различных устройств.

Разработанная нейроморфная СБИС обладает высокой гибкостью для решения широкого класса задач, предоставляет практически неограниченное масштабирование числа синаптических связей у нейронов в ядре и снимает ограничения на количество адресатов, к которым может обратиться нейрон любого ядра в процессе выполнения нейронной сети. Объединением ядер в СБИС в двумерную матрицу мы можем получить легко масштабируемую нейронную сеть.

[1] B. Benjamin et al., *Proceedings of the IEEE*, **102**, 699 (2014).

[2] F. Akopyan et al., *IEEE Trans. on Comp.-Aid. Des. of Integrated Circ. and Sys.*, **34**, 1537 (2015).

[3] M. Davies et al., *IEEE Micro*, **38**, 82 (2018).

Концептуальная конгруэнтность фотоприемников на основе многослойных структур с квантовыми ямами и сверхрешеток

Козлов А.И.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-445

Аналитические значения эквивалентной шуму разности температур (*NETD*) инфракрасного фотоприемника (ИК ФП) оценивается как отношение напряжения шума системы, включающей ИК фоточувствительный элемент (ФЧЭ) и канал считывания мультиплексора, к температурной чувствительности ИК ФЧЭ при данной квантовой эффективности η :

$$NETD = \frac{U_n}{\frac{\partial U_{sig}}{\partial Q} \frac{\partial Q}{\partial T}} \approx \frac{U_n \Delta T}{\Delta U_{sig}},$$

где U_n - напряжение шума анализируемой системы; $\frac{\partial U_{sig}}{\partial Q}$ - вольтовая чувствительность ФЧЭ; Q - входной поток фотонов; $\frac{\partial Q}{\partial T}$ - температурный градиент; ΔT - разность температур на входе оптической системы; and ΔU_{sig} - разность сигнального напряжения для данной разности ΔT [1-4].

Полученные значения *NETD* для многослойных структур с квантовыми ямами (МСКЯ) на *GaAs/AlGaAs* (1-4) и сверхрешеток (СР) на *InAs/GaInSb* (5,6) иллюстрируют *Рис. 1-Рис. 4* [3, 4, 5]. ИК ФП на основе МСКЯ с длиной волны максимума спектральной чувствительности $\lambda_{max} \approx 9 \mu m$ начинает обеспечивать близкое к режиму ограничения фоном, практически предельное разрешение по температуре, лучшее, чем ИК ФП на СР при параметре R_0A более 500 Ом см² и $\eta \geq 0.1$ (*Рис. 1*) [3, 4, 5]. С уменьшением R_0A параметра МСКЯ и СР фотодетекторов *NETD* ИК ФП ухудшается. По мере уменьшения линейного размера ФЧЭ ($l_{ФЧЭ}$) *NETD* ФП на основе МСКЯ монотонно увеличивается; но при $\eta \geq 0.1$ СР ФП проигрывают МСКЯ ФП в отношении *NETD* (*Рис. 2*) [3, 4]. При $\eta \approx 0.05$ не требуется зарядовой емкости интегратора мультиплексора Q_{ROIC} более 8 пКл, а при η порядка 0.1 требуется Q_{ROIC} не более 14 пКл (*Рис. 3*) [4]. $Q_{ROIC} = C_{int} E_P$, где C_{int} - емкость накопления; E_P - рабочее напряжение технологии мультиплексоров. МСКЯ ФП обеспечивает лучшие значения *NETD* в сравнении с СР ФП практически во всем диапазоне Q_{ROIC} при $\eta \geq 0.1$ (см. *Рис. 3*) [4]. В диапазоне $\lambda_{max} \approx 8.5-9.5 \mu m$ МСКЯ ФП предоставляет хорошее (6-7) мК температурное разрешение, практически независимо от η , *NETD* определяется шумом фонового излучения [4]. *NETD* МСКЯ ФП при $\eta = 0.05 \div 0.2$ в диапазоне $\lambda_{max} < 10 \div 11 \mu m$ меньше, чем *NETD* СР ФП. При дальнейшем увеличении λ_{max} наблюдается рост *NETD* с существенным преимуществом для больших значений η фотодетекторов (*Рис. 4*) [3, 4].

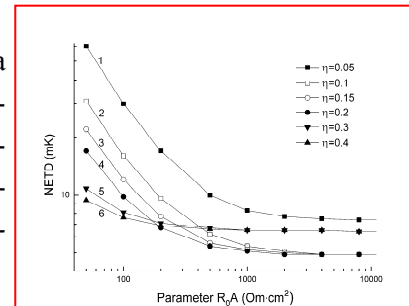


Рис. 1. NETD ИК ФП от R_0A .

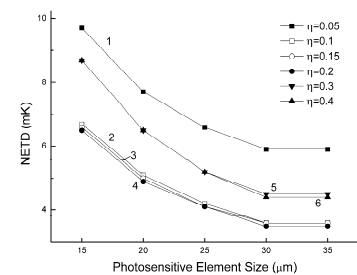


Рис. 2. NETD ИК ФП от $l_{ФЧЭ}$.

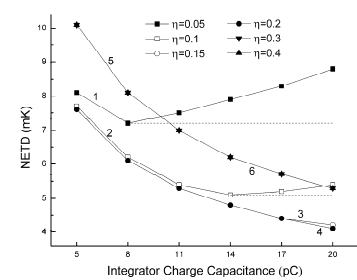
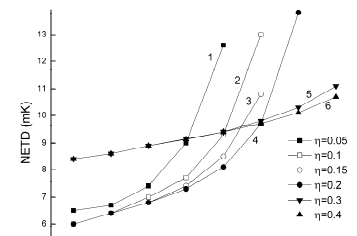


Рис. 3. NETD ИК ФП от Q_{ROIC} .



[1] А.И.Козлов, *Оптический журнал*, **77**, 7, 421-428 (2010).

[2] А.И.Козлов, В.В.Васильев, И.В.Марчишин, et al., *Оптический журнал*, **81**, 7, 39-45 (2014).

[3] А.И.Козлов, М.А.Демьяненко, В.Н.Овсяк, *Оптический журнал*, **83**, 9, 64-71 (2016).

[4] А.И.Козлов, М.А.Демьяненко, В.Н.Овсяк, *Оптический журнал*, **84**, 9, 59-65 (2017).

[5] A. Rogalski, *Progress in Quantum Electronics*, **36**, 342-473 (2012).

Особенности влияния ΔN и $\Delta\mu$ моделей $1/f$ -шумов на эквивалентную шуму разность температур инфракрасных фотоприемников

Козлов А.И.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-446

При создании инфракрасных фотоприемников (ИК ФП) обычно требуется обеспечить режим ограничения фоном (ОФ), при котором параметры определяются шумом фонового излучения [1-3]. В этом случае несложно получить следующее выражение (1), описывающее зависимость эквивалентной шуму разности температур ($NETD$) ИК ФП от параметров технологии мультиплексоров [2, 3]:

$$NETD \sim \sqrt{\frac{T_{OX}}{E_{\Gamma}}}, \quad (1)$$

где T_{OX} - толщина рабочего диэлектрика, E_{Γ} - напряжение питания выбранной технологии.

В определенных случаях, обеспечение режима "ОФ" затруднительно, например, ИК ФП не охлаждаются до требуемой рабочей температуры. В таких случаях, хотя коэффициент ввода сигнального фототока остается достаточно высоким, дифференциальное сопротивление фоточувствительных элементов уменьшается и температурное разрешение определяется $1/f$ -шумами входных транзисторов в ячейках мультиплексоров [3]:

$$NETD \sim \begin{cases} \frac{T_{OX}}{\lambda_{CMOS}} \sqrt{\lg\left(\frac{T_{obs}}{T_{int}}\right)}, & \text{для } \Delta N \text{ зависимой модели } 1/f \text{ - шума,} \\ \frac{\sqrt{T_{OX}}}{\lambda_{CMOS}} \sqrt{\frac{T_{int}}{E_{\Gamma}} \lg\left(\frac{T_{obs}}{T_{int}}\right)}, & \text{для } \Delta\mu \text{ зависимой модели } 1/f \text{ - шума,} \end{cases}, \quad (2)$$

где λ_{CMOS} - характерный топологический размер технологии мультиплексоров, t_{int} - время накопления, t_{obs} - время наблюдения фотосигнала, связанное с минимальной частотой $1/f$ -шумов: $f_0 = 1/t_{obs}$.

В режиме ОФ эквивалентная шуму разность температур ИК ФП обратно пропорциональна квадратному корню из времени накопления: $NETD \sim 1/(t_{int})^{1/2}$, поэтому, в случаях, когда температурное разрешение определяется $1/f$ -шумами входных транзисторов мультиплексоров, соотношение вкладов шумов в $NETD$ должно быть проверено особенно тщательно потому, что прямая пропорциональность $NETD \sim (t_{int})^{1/2}$ следует из выражения (2) для $\Delta\mu$ зависимой модели $1/f$ -шумов.

В докладе исследованы научные основы создания мультиплексоров и ИК ФП, обеспечивающих высокие предельные характеристики и работающих, в т.ч., при значительных входных токах (Табл. 1).

Таблица 1 – Сравнение характеристик некоторых прототипов мультиплексоров и ИК ФП

Формат	Шаг (μm)	Мультиплексор	Входная схема	Тип ФЧЭ	λ_{max} (μm)	$NETD$ (mK)	
						оценка	эксперим.
1×288	28	ЛМ-3	ПИ	HgCdTe фотодиоды	8÷16	9÷19 ^a	-
1×576	30	ЛМ-1	ПИ		10,2	13	14
		ЛМ-2	БПИ		8÷16	9÷19 ^a	-
320×256	35×35	ММПН-2	ПИ, ВПУ		11	7÷9	20
	40×40	ММ-1	ПИ		5	7 ^b	25
				МСКЯ на GaAs/AlGaAs	9	13÷19 ^b	-

Прим.: ^a - $\lambda_{max}=11\div13 \mu\text{m}$ и $F_{clock}=5 \text{ MHz}$; ^b - $F_{frame}=120\div400 \text{ Hz}$ [1-3].

[1] А.И.Козлов, В.В.Васильев, И.В.Марчишин, et al., *Оптический журнал*, **81**, 7, 39-45 (2014).

[2] А.И.Козлов, М.А.Демьяненко, В.Н.Овсяк, *Оптический журнал*, **83**, 9, 64-71 (2016).

[3] А.И.Козлов, М.А.Демьяненко, В.Н.Овсяк, *Оптический журнал*, **84**, 9, 59-65 (2017).

Фундаментальные основы создания мозаичных фотоприемников сверхвысокой размерности с предельной эффективностью преобразования изображений

Козлов А.И.¹, Новоселов А.Р.², Демьяненко М.А.¹, Овсяук В.Н.¹

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

² НФ ИФП СО РАН "КТИ ПМ", 630090, Новосибирск, пр-т Акад. Лаврентьева, 2/1

DOI 10.34077/Semicond2019-447

Мозаичные фотоприемники (МФП) сверхвысокой размерности обладают огромной, расширяющейся, индустриальной сферой применения в передовых ИТ-производствах. МФП сверхвысокой размерности создают посредством прецизионной микросборки субмодулей меньшего, приемлемого для изготовления формата (Рис. 1-2). Мозаичная технология является прорывным решением проблемы кардинального увеличения форматов фотоприемников. Применение МФП ограничивается размерами "слепых зон" [1-6]. Уменьшение количества элементов, потерянных в "слепых зонах", увеличивает эффективность преобразования изображений и объем данных для последующей обработки и улучшает качество визуализируемых изображений.

В докладе исследованы научные основы создания МФП сверхвысокой размерности. Получены экспериментальные данные, соответствующие предельной (100%-ой) эффективности преобразования изображений в МФП (Таблица 1); показана возможность изготовления МФП без потерь элементов в формируемых изображениях [4]. Фундаментальные результаты могут быть применены для создания многоспектральных мозаичных фотоприемников и излучателей.

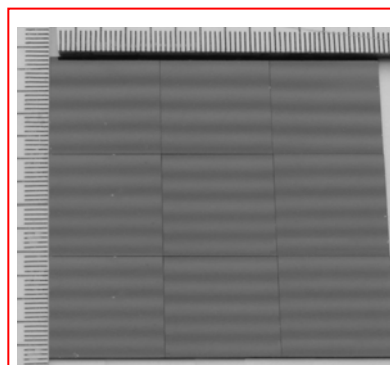


Рис. 1. – Иллюстрация микросборки субмодулей в составе МФП.

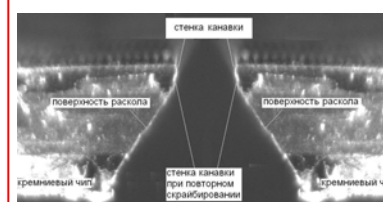


Рис. 2. – Вид сбоку совмещенных кристаллов

Таблица 1 – Экспериментальные данные, подтверждающие минимальные размеры "слепых зон"

№	Определяющий материал	Зазор, мкм	Размер области повреждения, мкм	Размер "слепой зоны", мкм	Количество потерянных элементов/шаг ФЧЭ, шт./мкм	Предполагаемые фирмы - изготовители
1.	Si (КМ)	10-20	5	21-31	2-3/10	НПО «Орион»
		0-2		11-13	1/10	ИФП/КТИ ПМ
2.	Si (ММБИП)	10-20	5	21-31	2-3/10	НПО «Орион»
		0-2		1-3	0/10	ИФП/КТИ ПМ
3.	GaAs/AlGaAs с подложкой	10-20	~ 5	21-31	2-3/10	-
		0-2		11-13	1/10	ИФП/КТИ ПМ
4.	GaAs/AlGaAs с утонением	10-20	~ 5	21-31	2-3/10	-
		0-2		11-13	1/10	ИФП/КТИ ПМ
5.	HgCdTe на GaAs-подложке	10-20	8 [3,6]	27-37	3-4/10	-
		0-2		17-19	2/10	-
6.	HgCdTe на Si-подложке	10-20	~ 5 [3,6]	21-31	2-3/10	LETI (Fr)
		0-2		11-13	1/10	-

[1] А.И. Козлов et al., *Оптический журнал*, **83**, 9, 64-71 (2016).

[2] А.И. Козлов et al., *Оптический журнал*, **81**, 7, 39-45 (2014).

[3] А.Р. Новоселов, *Автометрия*, **52**, 1, 116-121 (2016).

[4] А.И. Козлов et al., *Оптический журнал*, **85**, 2, 60-66 (2018).

[5] А.И. Козлов et al., *Оптический журнал*, **84**, 9, 59-65 (2017).

[6] А.Р. Новоселов, Пат. РФ 2509391 (2014).

Влияние конструкции активной области на излучательные параметры лазерных диодов спектрального диапазона 1530-1565 нм

Колодезный Е.С.¹, Карачинский Л.Я.², Новиков И.И.¹, Бабичев А.В.¹, Гладышев А.Г.¹, Рочас С.С.¹, Бобрецова Ю.К.³, Климов А.А.³, Денисов Д.В.⁴, Воропаев К.О.^{5,6}, Егоров А.Ю.¹

¹ Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д.49

² ООО «Коннектор Оптикс», 194292, Санкт-Петербург, ул. Домостроительная, д. 16

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

⁴ СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 197022, Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, д. 5

⁵ НовГУ, 173003, Великий Новгород, ул. Большая Санкт-Петербургская, д. 41

⁶ АО «ОКБ-Планета», Великий Новгород, ул. Федоровский Ручей, д. 2/13

DOI 10.34077/Semicond2019-448

В последние годы наблюдается повышенный интерес к созданию высокоскоростных вертикально-излучающих лазеров (ВИЛ) спектрального диапазона 1530-1565 нм, которые могут использоваться для сверхбыстрой передачи данных по волоконно-оптическим линиям связи [1] и лидаров [2].

Увеличение модового усиления активной области (АО) гетероструктуры ВИЛ позволяет преодолевать высокие оптические потери, связанные с поперечным направлением распространения света в кристалле ВИЛ. Для повышения дифференциального оптического усиления (повышения скорости малосигнальной модуляции) в АО гетероструктуры ВИЛ используются механически напряженные квантовые ямы (КЯ). В качестве альтернативы можно предложить использование короткопериодной сверхрешетки, что позволяет увеличивать коэффициент перекрытия АО со стоячей световой волной в резонаторе ВИЛ.

Для оценки оптических характеристик различных типов АО (Табл. 1) на их основе были изготовлены лазерные гетероструктуры, предназначенные для торцевого вывода излучения. Экспериментальные образцы представляли собой лазерные диоды полосковой конструкции с различными длинами резонатора. Были изучены спектры излучения, вольт- и ватт-амперные характеристики лазерных диодов с различными типами АО.

Таблица 1 – Конструктивные параметры АО спектрального диапазона 1525-1565 нм

№	Состав КЯ	По отношению к подложке InP	Количество КЯ	Состав барьерного слоя	По отношению к подложке InP
1	$In_{0,74}Ga_{0,26}As$	деформация сжатия	7	$In_{0,53}Ga_{0,27}Al_{0,20}As$	согласовано
2	$In_{0,57}Ga_{0,43}As$	согласовано	29 (сверхреш.)	$In_{0,53}Ga_{0,27}Al_{0,20}As$	согласовано
3	$In_{0,74}Ga_{0,26}As$	деформация сжатия	10	$In_{0,53}Ga_{0,27}Al_{0,20}As$	согласовано
4	$In_{0,74}Ga_{0,26}As$	деформация сжатия	7	$In_{0,53}Ga_{0,27}Al_{0,20}As$ (δ -легирование, p -тип, $1 \times 10^{-12} \text{ см}^{-2}$)	согласовано
5	$In_{0,74}Ga_{0,26}As$	деформация сжатия	7	$In_{0,53}Ga_{0,34}Al_{0,13}As$	согласовано
6	$In_{0,80}Ga_{0,20}As$	деформация сжатия	10	$In_{0,47}Ga_{0,35}Al_{0,18}As$	деформация растяжения

Определено, что наибольшее оптическое усиление демонстрируют АО тип 5.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы», соглашение о предоставлении субсидии от 26.09.2017 г. № 14.578.21.0253, уникальный идентификатор RFMEFI57817X0253.

[1] J. Van Kerrebrouck, et al, *Journal of Lightwave Technology*, **37**(2), 356, (2019).

[2] T. Hariyama et al., *Optics express.*, **26**(7), 9285 (2018).

Непрерывные 100-ваттные лазерные линейки (с КПД до 60%) на основе гетероструктур (In)GaAsP/GaInP/GaAs, излучающих на длине волны 760-780 нм

Ладугин М.А.¹, Андреев А.Ю.¹, Яроцкая И.В.¹, Мармалюк А.А.¹, Козырев А.А.²,
Шестаков Л.И.², Микаелян Г.Т.²

¹ООО «Сигм плюс», ул. Введенского, д. 3, Москва, 117342, Россия.

²ООО «НПП Инжест», 410052, г. Саратов, просп. 50 лет Октября, 101

DOI 10.34077/Semicond2019-449

Создание мощных полупроводниковых лазерных линеек спектрального диапазона 760-780 нм, работающих в непрерывном режиме, является одной из сложных и востребованных задач для многих областей применения, среди которых можно выделить фотодинамическую терапию, высокоразрешающую печать, накачку различных активных сред лазеров, технологическую обработку материалов.

Сложности данного спектрального диапазона обусловлены, прежде всего, тем, что традиционно используемые полупроводниковые гетероструктуры AlGaAs/GaAs из-за содержания Al в активной области подвержены быстрой деградации лазерных характеристик ввиду наличия вредных примесных атомов на поверхности сколотой грани и в глубине полупроводника, выступающих в качестве центров безызлучательной рекомбинации. Наиболее перспективным и целесообразным способом повышения мощности излучателя является использование гетероструктур не содержащих алюминий в активной и волноводной области (так называемые, Al-free структуры). В связи с этим настоящая работа была посвящена разработке, получению и исследованию мощных непрерывных лазерных излучателей, изготовленных на основе высокоэффективных (In)GaAsP/GaInP/GaAs гетероструктур.

Лазерные гетероструктуры были выращены методом МOC-гидридной эпитаксии на разориентированных подложках GaAs. Конструкция и технология квантоворазмерной активной области выбирались с учетом достижения максимальных излучательных характеристик. Снижение порогового тока, внутренних оптических потерь и рабочего напряжения достигалось за счет тщательной оптимизации легирования волноводных, эмиттерных и контактных слоев. Гетероструктуры были исследованы методами рентгеновской дифрактометрии, фотолюминесценции и фолт-фарадных измерений.

Для изучения выходных характеристик из полученных гетероструктур были изготовлены линейки лазерных диодов длиной 10 мм с напыленными отражающими и просветляющими покрытиями и установлены на медный теплоотвод. Выходная оптическая мощность на токе накачки 100 А составляла 106 Вт, а значение КПД достигало 60% (рис. 1). Изготовленные лазерные излучатели демонстрировали надежную работу в течение длительного времени.

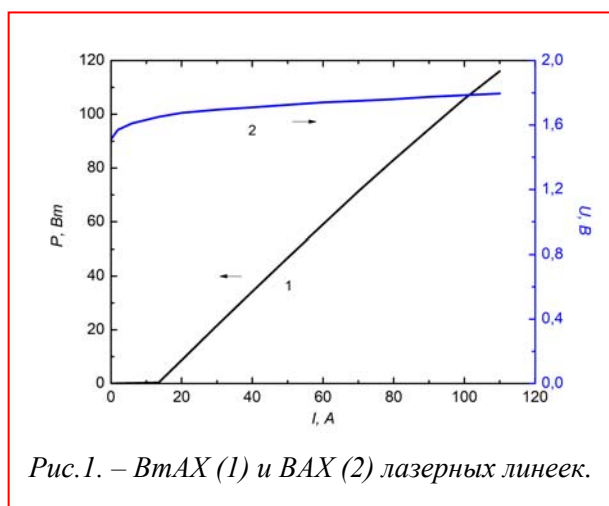


Рис. 1. – P_{MAX} (1) и η_{MAX} (2) лазерных линеек.

600-ваттные лазерные линейки на основе гетероструктур с напряженными квантовыми ямами InAlGaAs и GaAsP спектрального диапазона 800-820 нм

Ладугин М.А., Багаев Т.А., Мармалюк А.А., Лобинцов А.В., Данилов А.И.,
Сапожников С.М., Симаков В.А.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-450

Высокомощные лазерные линейки и решетки, работающие в ближнем ИК-диапазоне, чрезвычайно актуальны во многих практических задачах, а именно, в накачке активных сред твердотельных лазеров, дальнометрии, полиграфии и медицине. Безусловно, это требует создания приборов с улучшенными выходными характеристиками - высокой оптической мощностью и длительным сроком службы - что приводит к необходимости дальнейшего совершенствования конструкции и технологии получения полупроводниковых гетероструктур.

В данной работе с целью дальнейшего улучшения выходных параметров лазерных линеек были проведены комплексные исследования излучательных характеристик согласованных и напряженных квантоворазмерных структур спектрального диапазона 800-820 нм. Объектами исследования, помимо классических одиночных квантовых ям на основе AlGaAs, были квантовые ямы GaAsP с напряжениями растяжения ($-0.4 \div 0.5\%$) и квантовые ямы InAlGaAs с напряжениями сжатия ($+0.4 \div 0.5\%$), окруженные барьерными слоями широкозонного Al_{0,4}Ga_{0,6}As.

Указанные гетероструктуры были получены в условиях метода МОС-гидридной эпитаксии в горизонтальном кварцевом реакторе на подложках арсенида галлия ориентации (100). Оптимизация режимов получения (температуры, давления и скорости роста, а также отношения V/III) позволила заметно увеличить интенсивность фотолюминесценции и уменьшить полуширину спектра для всех исследованных конструкций гетероструктур. Представлены результаты сравнения, обсуждены технологические и конструктивные преимущества и недостатки каждой из предложенных структур. Особое внимание при проектировании лазерной структуры уделялось профильному легированию р-слоев с целью минимизации внутренних оптических потерь и последовательного электрического сопротивления.

Используя полученные данные были выращены эпитаксиальные гетероструктуры и изготовлены на их основе линейки лазерных диодов с длиной резонатора 1.5 мм, собранные на медный теплоотвод через компенсатор. Измерения проводились в квазинепрерывном режиме накачки (200 мкс, 20 Гц), в результате которых проанализированы и обсуждены электрические, мощностные и спектральные параметры приборов. По сравнению с традиционными лазерными гетероструктурами с согласованной квантовой ямой, предложенные конструкции на основе GaAsP/AlGaAs и InAlGaAs/AlGaAs позволили снизить пороговый ток, увеличить внешнюю дифференциальную эффективность и повысить предельные выходные оптические мощности с 440-500 Вт до 560-600 Вт.

Узкозонные гетероструктуры $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x/\text{InAsSbP}$ ($x = 0.07-0.14$) для спектрального диапазона 4-5 мкм, полученные методом МОГФЭ

Романов В.В., Иванов Э.В., Моисеев К.Д.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-451

Высокоэффективные светодиоды, излучающие в диапазоне длин волн 4–5 мкм, представляют большой интерес для экологического мониторинга, промышленного газоанализа и медицинских приложений, поскольку в данной области спектра расположены интенсивные полосы поглощения таких веществ, как углекислый и угарный газы (CO_2 и CO), закись азота (N_2O) и др. Наиболее привлекательным материалом для создания оптоэлектронных приборов, работающих в указанном спектральном диапазоне при комнатной температуре, является система твердых растворов InAsSbP [1,2]. Технология газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОГФЭ) позволяет осаждать эпитаксиальные слои InAsSb на подложке InAs с различным рассогласованием кристаллической решетки относительно параметра матрицы без формирования дополнительных переходных слоев и получать твердые растворы InAsSbP с максимальным содержанием фосфора [3], а также осуществлять “каскадирование” активной области при формировании множественных квантовых ям $\text{InAs}(\text{Sb})/\text{InAsSbP}$ [4]. Поскольку подложка InAs является основным матричным материалом для данных систем твердых растворов, то увеличение концентрации атомов сурьмы в твердом растворе InAsSb помимо уменьшения ширины запрещенной зоны активного слоя приведет к появлению внутреннего напряжения (деформации сжатия) в активном слое, помещённом между подложкой и накрывающим барьерным слоем InAsSbP , что, в свою очередь, может вызвать изменение природы гетероперехода на границе раздела $\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$.

Асимметричные гетероструктуры $\text{InAs}/\text{InAsSb}/\text{InAsSP}$ на основе эпитаксиальных слоёв InAsSb с различной толщиной и содержанием сурьмы в тройном твёрдом растворе были выращены методом МОГФЭ. На основе данных гетероструктур были созданы светодиоды, работающие в диапазоне длин волн 4.1-5.1 мкм при комнатной температуре. В квазинепрерывном режиме (частота 512 Гц) при токе 250 мА выходная оптическая мощность светодиодов с максимумом излучения на длине волны 4.1 мкм и 4.7 мкм составляла 24 мкВт и 15 мкВт, соответственно [5]. Используя особенности энергетической диаграммы полученной гетероструктуры удалось обеспечить эффективную локализацию неравновесных носителей заряда в активной области. В результате оптическая мощность светодиодов, созданных на основе таких структур, с максимумом спектра электролюминесценции на длине волны 4.7 мкм была увеличена на порядок по сравнению с симметричными структурами $\text{InAsSbP}/\text{InAsSb}/\text{InAsSbP}$ [6]. Увеличение оптической мощности для длинноволновых светодиодов (свыше 4.5 мкм) было достигнуто за счет уменьшения количества гетерограниц и связанных с ними структурных неоднородностей в узкозонных гетероструктурах.

Работа частично поддержана в рамках программы Президиума РАН №32 "Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологии".

[1] H.H. Gao et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **32**, 1768 (1999).

[2] Н.В. Зотова и др., *ФТП*, **37**, 980 (2003).

[3] В.В. Романов и др., *ФТП*, **48**, 753 (2014).

[4] R.M. Biefeld et al., *J. Cryst. Growth*, **137**, 231 (1994).

[5] В.В. Романов и др., *ФТП* **53**, 832 (2019).

[6] А.С. Головин и др., *Письма в ЖТФ*, **37**, 15 (2011).

Нанопроволочные биосенсоры и ДЭФ

Наумова О.В.¹, Фомин Б.И.¹, Зайцева Э.Г.¹, Генералов В.М.², Сафатов А.С.², Асеев А.Л.²

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

² ГНЦ ВБ "Вектор", 630599, Новосибирская область, р.п. Кольцово

DOI 10.34077/Semicond2019-452

Лидирующим направлением в развитии диагностических биосенсоров в настоящее время являются электронные устройства на основе кремниевых нанопроволок. Это обусловлено: 1) возможностью их массового производства по стандартной КМОП-технологии, 2) предельным уровнем чувствительности до одной молекулы на сенсорный элемент, 3) возможностью обнаружения аналита в режиме реального времени и без использования специальных меток [1, 2]. Действие прибора основано на модуляции проводимости сенсорного элемента при адсорбции на его поверхность частиц практически любой природы. Это также обуславливает универсальность детекторов данного типа. Полученный на таких приборах фемтомольный уровень детекции к ряду белков, ДНК и др. ограничен доставкой частиц к нанопроволочному сенсорному элементу. Поэтому

разработка методов, позволяющих снять ограничения по доставке аналита к сенсорным элементам, с возможностью достижения субфемтомольного уровня его обнаружения является актуальной проблемой создания высокочувствительных систем медицинской экспресс-диагностики.

Целью работы является решение проблемы выделения аналита из раствора и его адресной доставки к сенсорным элементам. Для этого в работе

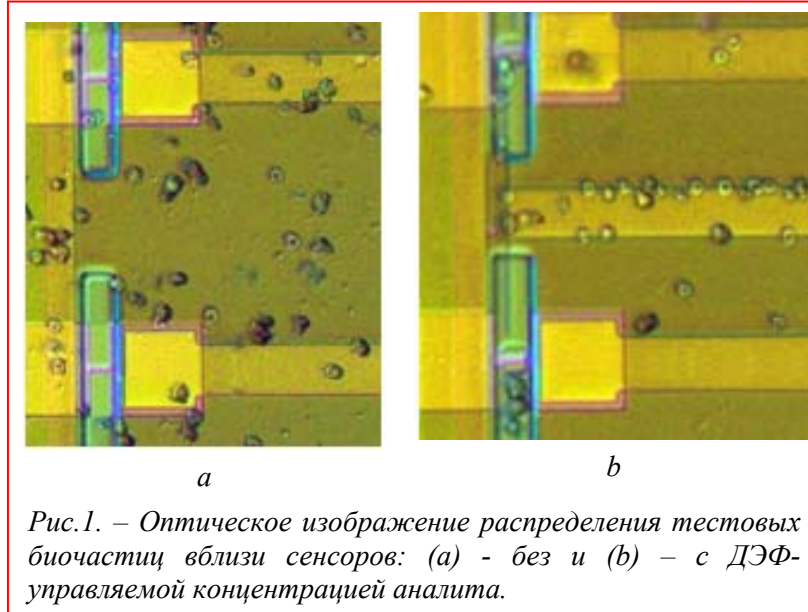
анализируются различные подходы, включая методы подготовки поверхности сенсоров микрофлюидику и конструктивные решения. Особое внимание уделено разработке и возможностям сенсорных устройств на основе управляемой неоднородным переменным электрическим полем концентрации частиц аналита в области сенсорного элемента, т.е. диэлектрофореза (ДЭФ).

В работе использованы сенсоры, разработанные на основе КНИ-нанопроволочных транзисторов без и с латеральными затворами, применяемыми для ДЭФ-концентрации частиц в растворах (рис.1). Представлены результаты исследований по поведению тестовых био-частиц при различных режимах ДЭФ.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-29-02091 с использованием оборудования ЦКП "Наноструктуры" (ИФП СО РАН, Новосибирск).

[1] L. M. Bellan, et.al., *WIREs Nanomed. Nanobiotechnol.* **3**, 229 (2011).

[2] V. Pachauri, S. Ingebrandt, *Essays Biochem.*, **60**, 81 (2016).



Использование Ge(Si) островков для создания солнечных элементов на основе тонкого кристаллического кремния

Новиков А.В.¹, Шалеев М.В.¹, Юрасов Д.В.¹, Байдакова Н.А.¹, Морозова Е.Е.¹, Ота У.²,
Nguyen V.H.², Gotoh K.², Kurokawa Y.², Usami N.²

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

² Nagoya University, Furocho, Chikusa-ku, 464-8603 Nagoya, Japan

DOI 10.34077/Semicond2019-453

В настоящей работе выполнена оптимизация параметров субмикронного рельефа поверхности, создаваемого на поверхности кремния с помощью селективного травления структур с Ge(Si) островками [1], при которых при минимальном увеличении площади поверхности достигается максимальное уменьшение коэффициента отражения в широком спектральном диапазоне и увеличение поглощения излучения ближнего ИК диапазона. Основным преимуществом развиваемого метода текстурирования поверхности Si по сравнению с промышленно используемым методом травления Si в KOH является значительно меньшее количество удаляемого при этом кремния: менее 1 мкм (рис. 1a) в предложенном методе по сравнению с ~ 10 мкм при обработке в KOH (рис. 1b). Продemonстрировано, что это преимущество позволяет применять развиваемый метод для текстурирования пластин тонкого (толщиной ~100 мкм) кристаллического Si (c-Si).

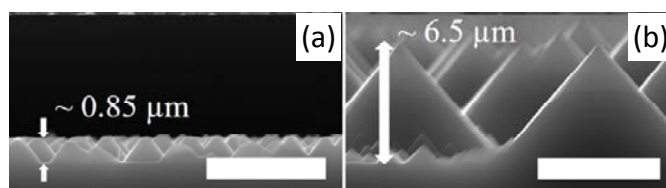


Рис.1. – Снимки СЭМ поперечного скола структур на которых текстурирование Si было произведено: а) при использовании Ge(Si) островков в качестве маски для травления; б) методом травления Si в KOH. Значение для полосы масштаба -5 мкм.

В работе на основе пластин c-Si толщиной 100 и 200 мкм, поверхность которых была текстурирована с использованием развиваемого метода, были созданы и исследованы НИТ (Heterojunction with Intrinsic Thin layer) солнечные элементы (СЭ). Для исследованных СЭ были оптимизированы параметры роста структуры с Ge(Si) островками (температура ее формирования, толщина Si буфера и осажденного Ge) и условия ее травления с целью улучшения основных параметров СЭ (напряжения холостого хода и тока короткого замыкания). В частности, было выявлено, что понижение температуры формирования структуры с Ge(Si) островками позволяет увеличить время жизни носителей заряда в структуре и, как следствие, получать более высокие значения напряжения холостого хода для создаваемых СЭ. Проведенные исследования позволили для обеих используемых толщин c-Si пластин получить СЭ с характеристиками заметно лучше, чем СЭ, созданные на исходных c-Si пластинах с не текстурированной поверхностью.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-52-50008_ЯФ_a) и Japan Society of Promotion Science (JSPS).

[1] D. V. Yurasov et al., *Materials Science in Semiconductor Processing* 75, 143 (2018).

Исследование AlGaN/AlN/GaN НЕМТ с дорощенными омическими контактами

Павлов В.Ю., Павлов А.Ю., Слаповский Д.Н., Майтама М.В.

Федеральное государственное автономное научное учреждение институт СВЧ полупроводниковой электроники имени В.Г. Мокерова РАН, 117105, г. Москва, Нагорный проезд, д.7

DOI 10.34077/Semicond2019-454

Рабочие частот приборов на нитридных гетероструктурах, определяются дрейфовой скоростью электронов и длиной затвора НЕМТ, поэтому предъявляются жесткие требования к технологии роста гетероструктур на основе GaN и к технологии постростового изготовления транзистора. Рост частот современного НЕМТ обеспечивается уменьшением длины затвора и уменьшением расстояния сток-исток [1]. Несплавные омические контакты за счет отсутствия высокотемпературной обработки после нанесения состава металлизации контакта, позволяют сохранить гладкий рельеф и ровную границу омических контактов НЕМТ. Это позволяет формировать метки для электронно-лучевой литографии в одном слое с металлизацией контактов, что обеспечивает лучшее вписывание между омическими контактами транзистора, расстояние между которыми может составлять от сотен нанометров до несколько микрон. При этом удельное контактное сопротивление несплавных омических контактов в несколько раз меньше удельного контактного сопротивления сплавных омических, что является дополнительным плюсом их внедрения [2].

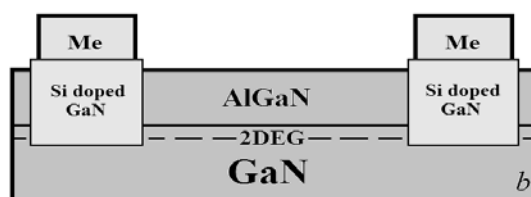


Рис.1. – Структура AlGaN/AlN/GaN НЕМТ с несплавными омическими контактами.

Несплавные омические контакты были изготовлены по технологии повторного эпитаксиального дорощивания сильнолегированного GaN в месте омического контакта. Схематически структура AlGaN/AlN/GaN НЕМТ с несплавными омическими контактами показана на рисунке 1. При изготовлении AlGaN/AlN/GaN НЕМТ использовалась структура без защитного слоя, с толщиной составного барьерного слоя AlGaN 13 нм и AlN 0,7 нм. Более подробно технология формирования несплавных омических контактов описана в работах [3 и 4]. Контакт металл-полупроводник формировался после роста сильнолегированного GaN за счет нанесения в вакууме резистивным методом системы металлизации Gr/Pd/Au, которая требует сплавления, обеспечивающая термическую стабильность контактов до 400 °С [3]. После нанесения омических контактов формировался Т-образный затвор Шоттки Ni/Au с длиной затвора 0,18 мкм. Удельное контактное сопротивление омических контактов составило 0,16 Ом·мм. Открытая активная поверхность после изготовления затвора Шоттки пассивировалась токим диэлектриком Al₂O₃ (20 нм).

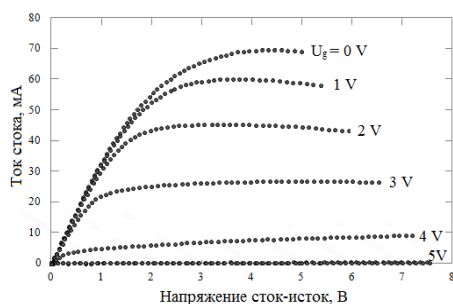


Рис.2. – Выходные I-V характеристики AlGaN/AlN/GaN

После изготовления AlGaN/AlN/GaN НЕМТ с несплавными омическими контактами были измерены их статические (рис. 2) и динамические характеристики. Максимальный ток стока (I_s) при 0 В на затворе составил 1,4 А/мм, максимальная крутизна (G_m) 360 мСм/мм, напряжение отсечки – 5 В. Граничная частота усиления по току для измеренных транзисторов 66 ГГц, граничная частота усиления по мощности 118 ГГц.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда поддержки образования и науки имени члена-корреспондента РАН Мокерова В.Г.

[1] K. Shinohara et al. *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 60, No 10, 2982-2996 (2013)

[2] V. Yu. Pavlov, A. Yu. Pavlov. *Nano- and Microsystems Technology*, 18, 635-644, (2016)

[3] A. Yu. Pavlov et al. *Mikroelektronika*, Vol. 46, No. 5, 340-346 (2017)

[4] Fedorov Yu.V et al. *Nano- and Microsystems Technology*, 5, 273-293 (2017)

[5] A. Yu. Pavlov et al. *Technical Physics Letters*, 43, 1043-1046 (2017)

Особенности спектров лазерной генерации в прямоугольных резонаторах на основе гетероструктур AlGaAs/GaAs/InGaAs

Подоскин А.А., Романович Д.Н., Слипченко С.О., Шашкин И.С., Головин В.С.,
Бахвалов К.В., Николаев Д.Н., Шамахов В.В., Пихтин Н.А.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-455

В интегральной фотонике известно большое разнообразие микрорезонаторных элементов, формирующих модовые структуры различной конфигурации и добротности [1]. Характерные размеры подобных элементов как сопоставимы с длиной волны излучения в материале микрорезонатора, так и значительно превышают её. В мощных полупроводниковых лазерах с характерными размерами элементов до тысяч длин волн и более так же известны явления возникновения модовых структур различной добротности: мод резонатора Фабри-Перо (ФПМ) и замкнутых мод (ЗМ) на эффекте полного внутреннего отражения [2]. В мощных лазерах возникновение ЗМ приводит к снижению мощности ФПМ [3] и рассматривается как негативное явление. Однако, благодаря различиям в добротности приборы на основе конкуренции ЗМ и ФПМ обладают преимуществом для решения ряда задач: создание оптически-бистабильных логических элементов и генерация ВЧ-последовательностей импульсов излучения за счет переключения генерации между ФПМ и ЗМ без прямой модуляции тока накачки [4].

Для исследования особенностей формирования и генерации ЗМ были изготовлены образцы лазерных резонаторов в виде кристаллов с естественно-сколотыми гранями длиной 200-1000 мкм на основе лазерной AlGaAs/GaAs/InGaAs гетероструктуры с рабочими длинами волн в диапазоне 900-1100 нм. Область усиления формировалась в виде контактного полоска шириной 200 мкм. Пассивная часть лазерного кристалла, расположенная вне области усиления, была свободна от металлических контактов и высоколегированных контактных слоев, что позволяло визуализировать пространственную конфигурацию ЗМ.

В ходе экспериментальных исследований показана существенная пространственная неоднородность распределения интенсивности излучения в виде большого числа отдельных геометрически-замкнутых конфигураций ЗМ. Спектрально отдельным конфигурациям соответствуют серии эквидистантных линий - гребенок. Межмодовое расстояние в гребенке определяется аналогично случаю ФПМ [1], однако в качестве характеристической длины может выступать как общая длина траектории ЗМ, так и длина отдельных ее участков и их линейные комбинации. С увеличением размера кристалла возрастает разнообразие как пространственных конфигураций ЗМ, так и спектральных компонент. В кристаллах большого размера наблюдается одновременная генерация различных гребенок, как спектрально раздельных, так и перекрывающихся.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-02-00835А).

[1] L. A. Coldren, S. W. Corzine, M. L. Mashanovitch, *Diode lasers and photonic integrated circuits*, John Wiley & Sons, New York (2012).

[2] S. O. Slipchenko et al., *Laser Phys.*, **24**, 105001 (2014).

[3] S. O. Slipchenko et al., *Semiconductors*, **45**, 1378 (2011).

[4] A. A. Podoskin et al., *Tech. Phys. Lett.*, **43**, 101 (2017).

Вклад дефектов и примесей в характеристики мощных МОП транзисторов в кремнии и КНИ: расчеты и эксперимент

Ильницкий М.А.¹, Антонов В.А.¹, Вдовин В.И.¹, Тыщенко И.Е.¹, Попов В.П.¹,
Егоркин А.В.², Зарубанов А.А.², Глухов А.В.²

¹ ИФП им. А.В. Ржевнова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

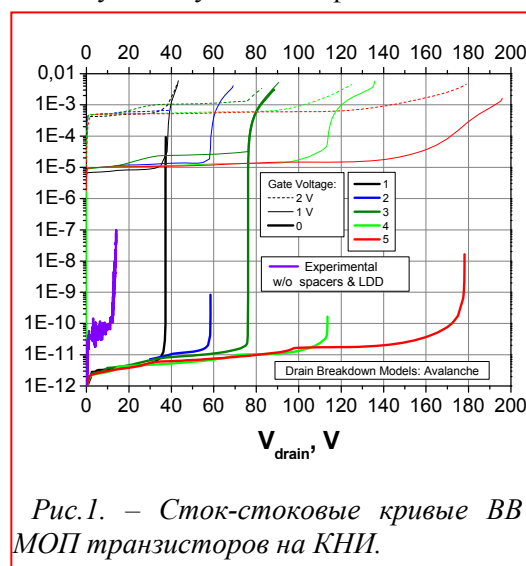
² АО «НЗПП с ОКБ», 630082, Новосибирск, ул. Дачная, 60

DOI 10.34077/Semicond2019-456

Ионная имплантация является одной из основных технологических операций в формировании современных ИС. Электрическая изоляция двойными р-п переходами для полевых транзисторов (МОПТ) источников питания DC-DC с напряжением свыше 20 V требует энергии ионов В⁺ для объемного кремния более 400 кэВ, тогда как энергия 40 кэВ достаточна на подложке КНИ с толстым слоем кремния ~1.5 мкм. TCAD-моделирование технологических процессов для таких ИС проводилось на кремнии и на КНИ-структурах ИФП СО РАН n-типа, полученных переносом водородом слоя кремния путем имплантации протонов с энергией 200 кэВ (Rp=1,8 мкм) на подложку Si n-типа с 0,3 мкм SiO₂. Экспериментальные характеристики выходных МОП-транзисторов (L= 2 или 3 мкм и W = 40 мкм) на этих материалах сравнивались с модельными расчетами в TCAD (рис.1).

Экспериментальные сток-затворные характеристики I_{ds}-V_g FET были практически идентичны моделируемым в диапазоне 7 порядков для тока стока I_{ds} за исключением интервала напряжения затвора V_g = -0,7+0,5 для объемного и -1,0+1,5 для КНИ структур, где измеренный ток I_{ds} больше расчетного на 3-4 порядка для кремния и на 2-3 порядка для КНИ, при этом результаты расчетов в моделях TCAD полностью совпадают. Согласно данным поперечного сечения просвечивающей электронной микроскопии (ХТЕМ), дислокации и дислокационные петли расположены только в тонких (<100 Нм) сильно легированных зонах исток-сток. Дислокационные петли с генерационно-рекомбинационной активностью, должны формироваться при имплантации и отжиге в области пространственного заряда только за имплантируемым слоем ~600 ум. Отсутствие дефектов за этими активными областями подтверждается данными СПЭМ.

Предположение об их доминирующем вкладе в ток I_{ds} на объемном кремнии подтверждается также зависимостью последнего от напряжения стока V_{ds}, рост которого уменьшает разницу I_{ds} между экспериментом и расчетом из-за падения времени жизни носителей заряда. Наблюдаемое снижение соответствует полевой зависимости токов генерации-рекомбинации от напряжения стока V_{ds}, так как плотность тока генерации $J_{gen} = qW_{gen}(V_d)Ni[\exp(qV_d/2kT)^{-1}]/2\tau$ экспоненциально зависит от V_{ds} и только линейно от концентрации дефектов N_D ~ 1/τ [2]. Слабая зависимость токов утечки от V_{ds} для КНИ МОПТ объясняется локализацией остаточных дефектов только в областях пространственного заряда исток-стока. Таким образом, использование КНИ-структур для силовых транзисторов повышает их энергоэффективность и рабочее напряжение за счет снижения утечек в р-п переходах после имплантационного легирования и отжига (Рис.1).



[1] Y. Taur and T.H. Ning. "Fundamentals of modern VLSI devices." Cambridge 2013, p. 680.

[2] A.O. Adan, and K. Higashi. IEEE Trans. Electron Dev., 48, 2050 (2001).

Исследование фотоэмиссионных свойств мультищелочных фотокатодов

Русецкий В.С.^{1,3}, Голяшов В.А.^{1,2}, Миронов А.В.³, Аксенов В.В.³, Терещенко О.Е.^{1,2}

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

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

³ ЗАО «Экран ФЭП», 630060, Новосибирск, ул. Зеленая горка, 1

DOI 10.34077/Semicond2019-457

В настоящее время большое внимание уделяется фотоэмиссионным свойствам материалов на основе A_3B_5 . Одним из наиболее распространённых и хорошо изученных материалов данной группы является GaAs. Т.к. данный материал достаточно хорошо изучен, ему найдено большое количество применений, в том числе, в качестве активного слоя в фотокатодах электронно–оптических преобразователей (ЭОП) 3–го поколения. Помимо GaAs, мультищелочные фотокатоды на основе K, Na, Sb, Cs всё ещё остаются крайне востребованными (в том числе, и из-за более низкой цены по сравнению с GaAs) и используются при изготовлении ЭОП 2+ поколения, а также фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Тем не менее, далеко не все свойства фотокатода такого типа изучены хорошо. Поэтому исследование эмиссионных и инжекционных свойств мультищелочного фотокатода является важной задачей, т.к., возможно, позволит улучшить его характеристики и открыть новые применения.

Для экспериментов был изготовлен вакуумный фотодиод, состоящий из двух мультищелочных фотокатодов, выращенных на стекле и закрепленных плоскопараллельно на торцах корпуса, выполненного из алюмооксидной керамики. Диаметры фотокатодов равны 18 мм с межэлектродным расстоянием около 1 мм. Спектр квантового выхода исследуемых фотокатодов приведён на рис. 1. На рис.2 приведены фотоэмиссионные спектры энергетического распределения эмитированных электронов при освещении одного из электродов с длинами волн 550 и 850 нм. На приведенных энергетических распределениях хорошо виден вклад и от первого, и от второго электрода. Разница пиков по высоте обусловлена освещением со стороны только одного из электродов. Также стоит отметить, что ширина энергетического распределения значительно зависит длины волны падающего излучения. Это можно объяснить тем, что вследствие

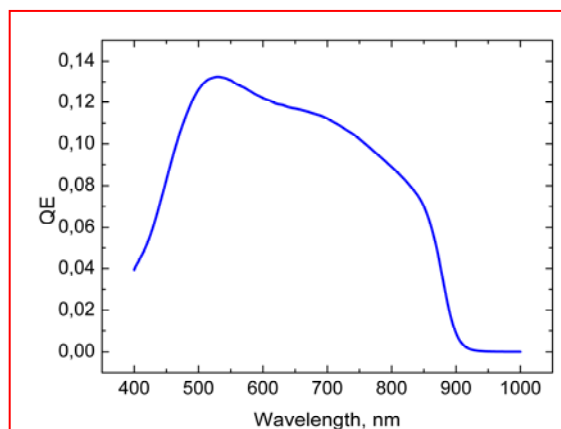


Рис.1. – Спектр внешнего квантового выхода используемых мультищелочных фотокатодов.

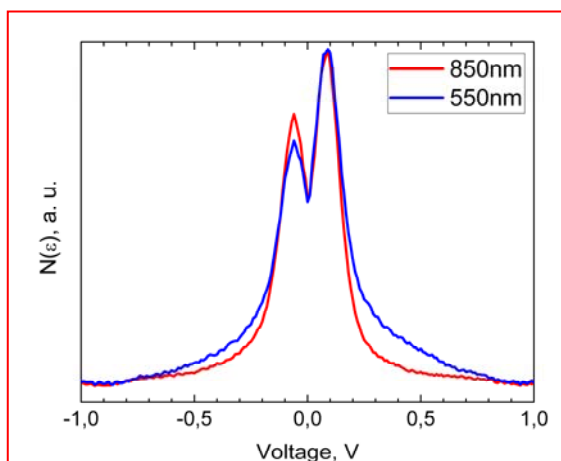


Рис. 2. – Энергетическое распределение эмитированных электронов. $T=300\text{ K}$

малой толщины мультищелочных фотокатодов (порядка 100–120 нм) в вакуум эмитируется большое количество горячих электронов. В работе сравниваются фотоэмиссионные свойства мультищелочного и GaAs фотокатодов.

Эллипсометрический мониторинг свойств тонких полупроводниковых пленок

Свиташева С.Н.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-458

Развитие современной микроэлектроники сопровождается развитием различных методов характеризации технологических процессов как *in-situ* так и *ex-situ*. В данной работе показаны несколько примеров мониторинга процессов получения различных тонких пленок. Интерес к алмазоподобным пленкам (DLC) обусловлен их уникальными физическими и химическими свойствами: они используются как защитные покрытия в инфракрасной оптике, для солнечных элементов, медицинского инструмента, графеновых нанотранзисторов. Свойства DLC пленок, полученных в МГД реакторе в сверхзвуковом потоке углеводородной плазмы [1, 2], исследованы в зависимости от состава реакционной смеси, температуры подложки и от положения в реакторе, как показано на Рис.1. На Рис.2 показан другой пример мониторинга гетерогенности пленки оксида ванадия по толщине, т.е. пленки разной толщины, полученные в одном и том же технологическом процессе, обладают разными оптическими параметрами [3]. Эллипсометрия решает задачу оптимизации времени окисления при фиксированной температуре процесса для получения пленок, состав которых ближе всего к двуокиси ванадия VO_2 . Поскольку фазовый переход 1 рода в VO_2 сопровождается скачкообразным

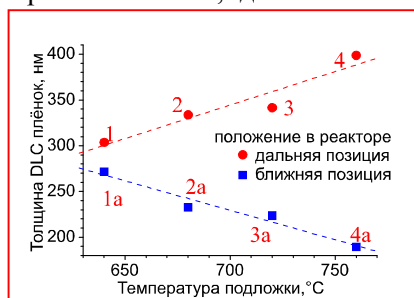


Рис.1. –отражающая система (Si-DLC) и модель Таука – Лоренца, описывающая диэлектрическую функцию DLC, были использованы для расчета толщины DLC.

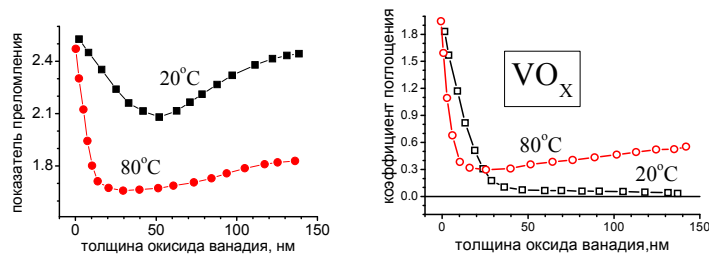


Рис.2. – Влияние температуры подложки на комплексный коэффициент преломления полиморфной пленки оксида ванадия; профиль показателя преломления как функция толщины оксида.

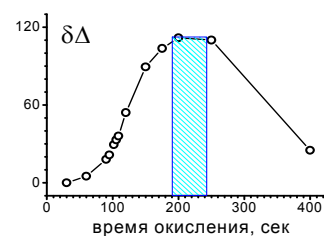


Рис.3. – Изменение $\delta\Delta = \Delta_{max} - \Delta_{min}$ при нагревании VO_x выше температуры фазового перехода металл-

изменением кристаллической решетки, следовательно, и фазовым скачком коэффициента преломления, то максимальное изменение Δ будет соответствовать максимальному содержанию двуокиси ванадия в полиморфной пленке оксида, Рис.3 . Таким образом, можно оптимизировать технологический процесс по заданному параметру.

[1] С.Н.Свиташева et al., *Автометрия*, **47**, 59 (2011).

[2] S.N.Svitasheva, G.A.Pozdnyakov, *Key Engineering Materials*, **538**, 281 (2013).

[3] S.N.Svitasheva, *Key Engineering Materials*, **538**, 113 (2013).

Эллипсометрический контроль эффекта Бурштейна – Мосса в сильнолегированных полупроводниках

Свиташева С.Н.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-459

Оптические свойства диэлектрических функций тройных соединений нитридов $Al_xGa_{1-x}N$ разного состава: с молярной долей алюминия от 0 до 0.6 были изучены бесконтактным методом спектральной эллипсометрии (SE). Исследованы а) зависимость сдвига края фундаментального поглощения и б) поведение действительной и мнимой частей диэлектрической функции за краем поглощения

как функции молярного состава $Al_xGa_{1-x}N$ пленок и их Ga- или N-полярности. Были изучены оптические свойства пленок GaN:Si, легированных кремнием. Для сравнения приведена эволюция края поглощения, полученная из спектров

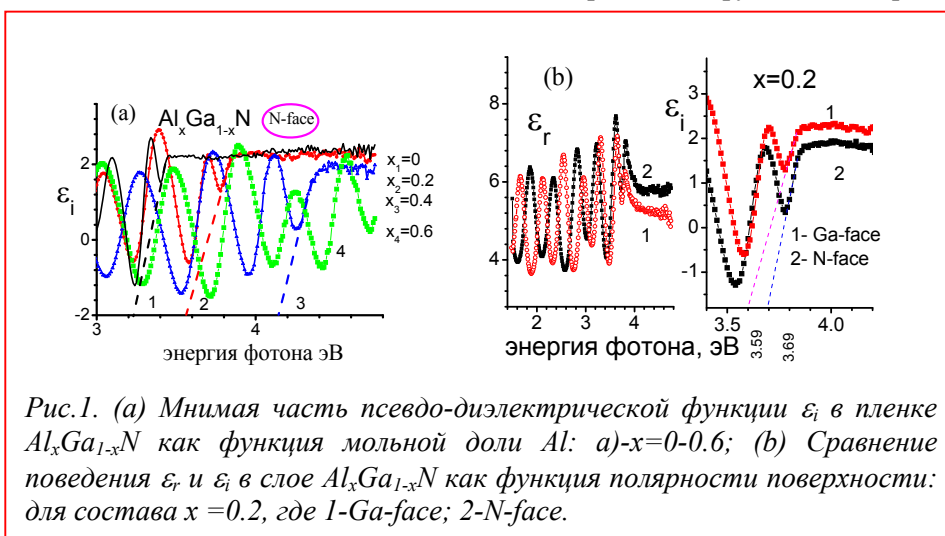


Рис.1. (а) Мнимая часть псевдо-диэлектрической функции ϵ_i в пленке $Al_xGa_{1-x}N$ как функция молярной доли Al: а)- $x=0-0.6$; (б) Сравнение поведения ϵ_r и ϵ_i в слое $Al_xGa_{1-x}N$ как функция полярности поверхности: для состава $x=0.2$, где 1-Ga-face; 2-N-face.

фотолюминесценции (PL), оценена чувствительность обоих методов. Исследованы возможности эллипсометрических измерений для характеристики зонной структуры полупроводниковых тонких пленок, используемых сегодня в электронике Основное внимание этого исследования акцентируется на изменении края поглощения, который близок по значению к ширине запрещенной зоны, но может быть более легко определен из SE спектров, как показано на Рис.1(а). Было обнаружено специфическое поведение сдвига Бурштейна - Мосса в сильно легированных пленках нитрида галлия, Рис.1(б). Рассмотрено из PL спектров влияние уровня легирования на UV-линию – линию

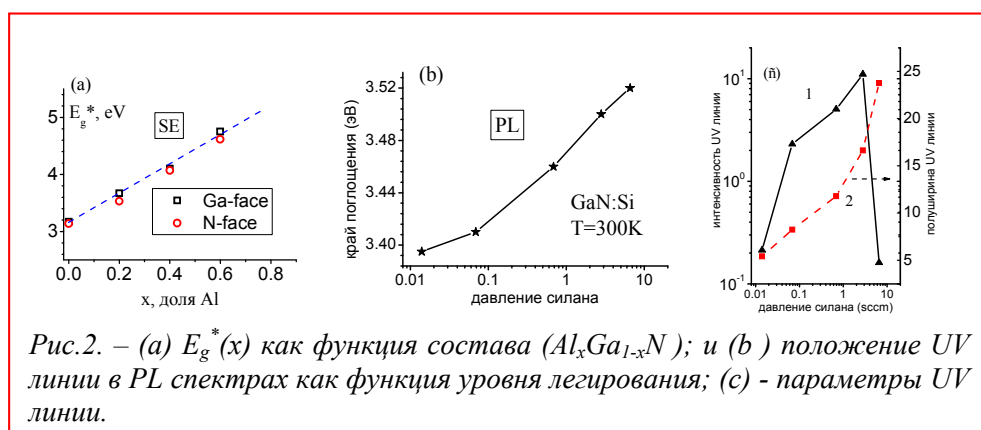


Рис.2. – (а) $E_g^*(x)$ как функция состава ($Al_xGa_{1-x}N$); и (б) положение UV линии в PL спектрах как функция уровня легирования; (с) - параметры UV линии.

фундаментального поглощения вблизи края зоны. Исследованы из SE и PL спектров зависимости оптических свойств пленок от состава, от концентрации доноров, от типа проводимости и от

полярности GaN:Si и $Al_xGa_{1-x}N$ слоев [1-3], а также приведено сравнение чувствительности двух методов, Рис.2(а,б). Метод фотолюминесценции вносит дополнительную информацию о свойствах запрещенной зоны, в зависимости от уровня легирования [4], Рис.2(с).

- [1] S.N.Svitasheva, K.S.Zhuravlev, *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing*, 47 82 (2011).
- [2] S.N.Svitasheva, A.M.Gilinsky, *Applied Surface Science* 281 109 (2013).
- [3] S.N.Svitasheva, K.S.Zhuravlev, *Proceedings, ICSE-7, Berlin* (2016.)
- [4] I.V.Osinnykh et al., *Semiconductors*, 48, 1134 (2014).

Упорядоченные массивы высокоаспектных Si наностолбиков, сформированные методами наноадгезивной печати и металл-стимулированного каталитического травления

Селезнев В.А., Принц В.Я.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-460

Наноструктурирование полупроводников позволяет выйти на новые приборы и устройства: метаматериалы, фотонные кристаллы, сенсоры, транзисторы и т.д. Проблемой развития наноструктурирования является создание массивов нанообъектов с прецизионными размерами, сформированных массовыми параллельными методами. Метод жидкостного металл-стимулированного

каталитического травления (МСКТ) полупроводников позволяет создать совершенные высокоаспектные наноструктуры - массивы полупроводниковых нанопроволок [1]. В отличие от плазменного реактивного травления и выращивания нанопроволок на границе раздела "пар-жидкость-кристалл", метод МСКТ

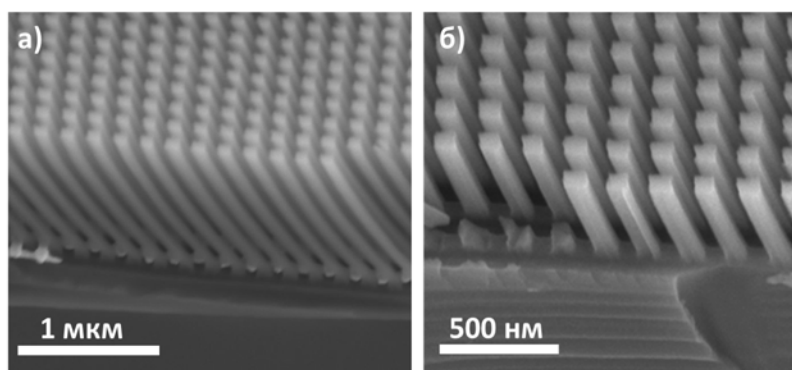


Рис.1. – Электронно-микроскопические изображения сформированных массивов Si наностолбиков: а) наностолбики с размерами 80нм×80нм×1мкм; б) наностолбики с размерами 80нм×80нм×500нм. Время каталитического травления Si подложки меньше 1 минуты.

является перспективным для изготовления массивов нанопроволок на большой площади благодаря возможности точного контроля размеров и простоты его реализации. Суть метода МСКТ заключается в локальном растворении полупроводниковой подложки только под тонким слоем металла-катализатора (Au, Pt или Ag), который при этом опускается в полупроводник. Если сформировать слой металла в виде 2D рисунка, то им можно выгравировать в полупроводнике 3D микро- и наноструктуры с высоким аспектным отношением. Для создания упорядоченных плотных массивов наноструктур методом МСКТ необходимо решить проблему формирования плотного металлического нанорисунка с сохранением чистоты поверхности полупроводника [1].

В данной работе впервые показано, что созданный наноадгезивной печатью металлический нанорисунок на поверхности Si подложки может быть использован для формирования упорядоченных массивов высокоаспектных наностолбиков методом МСКТ. В отличие от стандартных методов штамповой нанолитографии, развитая нами технология не требует использования резистов и реактивного ионного травления, что существенно упрощает ее и делает привлекательной для массового изготовления наноструктур на большой площади. На поверхности подложки Si были сформирована Au наносетка с размером ячейки 80 нм, периодом 180 нм и площадью больше 25 см², которая использовались для МСКТ подложки в водном растворе плавиковой кислоты и перекиси водорода. На рисунке 1 показаны примеры сформированных упорядоченных массивов наностолбиков различной высоты, видно, что наностолбики имеют гладкие и вертикальные стенки.

В работе выполнены исследования оптических свойств созданных высокоаспектных наноструктур и рассмотрены области их практических применений.

[1] H. Han, Z. Huang, W. Lee., *Nano Today*. **9**, 271 (2014).

Генерация мощных лазерных импульсов полупроводниковыми гетероструктурами с использованием интегральных и гибридных подходов

Слипченко С.О.¹, Подоскин А.А.¹, Соболева О.С.¹, Васильева В.В.¹, Николаев Д.Н.¹, Багаев Т.А.², Ладугин М.А.², Мармалюк А.А.², Симаков В.А.², Пихтин Н.А.¹

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

²*НИИ "Полюс" им. М.Ф. Стельмаха, Москва, 117342, Введенского, 3, корп. 1*

DOI 10.34077/Semicond2019-461

Представлены теоретические и экспериментальные результаты, достигнутые в области мощных импульсных лазерных излучателей на основе полупроводниковых гетероструктур AlGaAs/GaAs. В качестве основных направлений исследований было рассмотрено два подхода. Первый основан на эпитаксиальной интеграции функций лазерного излучателя и быстрого сильноточного ключа в рамках единой многопереходной полупроводниковой гетероструктуры. Разработанные модели и проведенные экспериментальные исследования позволили сформулировать основные требования к конструкциям разрабатываемых многопереходных гетероструктур. Продемонстрировано, что характерной особенностью разрабатываемых многопереходных структур является наличие режимов электрической бистабильности, с временами переходного процесса из состояния с высоким сопротивлением в состояние с высокой проводимостью в диапазоне от единиц до сотен нс. Показано, что основным фактором, ограничивающим максимальное значение пиковой мощности, является эффект локализации включенного состояния, выражающийся в пространственной неоднородности накачки в плоскости гетероструктуры. Проведенные исследования позволили создать как одиночные импульсные излучатели с пиковой мощностью до 50 Вт при апертуре 200 мкм, так и микролинейки с апертурой 1000 мкм и пиковой мощностью 210 Вт.

Для решения задач генерации мощных лазерных импульсов нс и суб-нс длительности был разработан гибридный подход, в рамках которого кристаллы полупроводниковых лазеров монтировались непосредственно в планарной схеме, реализующей малоиндуктивный контур для генерации импульсов тока. Были исследованы особенности динамики генерации суб-нс импульсов мощными многомодовыми полупроводниковыми лазерами. В результате продемонстрированы режимы, обеспечивающие возможность генерации импульсов длительностью в диапазоне 0.1-1 нс с частотами повторения до 100 МГц. На базе разработанной концепции был разработан 8 канальный оптоволоконный модуль, излучающий в спектральном диапазоне 850-860 нм, и, демонстрирующий для лазерных импульсов длительностью 1 нс значение выходной пиковой оптической мощности до 35 Вт с частотой повторения 100 МГц.

Радиационная стойкость 4H-SiC JBS-структур при облучении электронами и протонами

Стрельчук А.М.¹, Козловский В.В.², Лебедев А.А.¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26-28

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29

DOI 10.34077/Semicond2019-462

Результаты исследований радиационной стойкости SiC и приборов на его основе достаточно противоречивы, вплоть до того, что утверждение о предполагаемой высокой радиационной стойкости SiC подвергалось сомнению. Исследование радиационной стойкости нескольких типов коммерческих выпрямительных диодов Шоттки на основе карбида кремния (4H-SiC) при электронном и протонном облучении показало, что наиболее чувствительным к облучению и определяющим радиационную стойкость параметром является последовательное сопротивление диодов, растущее на 10 порядков при больших дозах и достигающее 10^9 Ом [1]. Пороговые дозы при облучении зависят от энергии и массы частиц и уровня легирования базового слоя. Наиболее полно были исследованы два типа классических диодов Шоттки, в то время как для диодов Шоттки третьего типа, где использовалась особая, так называемая JBS, структура, позволяющая улучшить вольт-амперную характеристику диода при обратном смещении и отличающаяся, к тому же, наименьшим уровнем легирования базы, был проведен только начальный этап исследований. В данной работе представлено исследование радиационной стойкости при облучении электронами и протонами JBS-структур с уровнем легирования базового слоя $\sim 3 \cdot 10^{15}$ см⁻³ и площадью $S \sim 6.7 \cdot 10^{-2}$ см². Установлено, что пороговая доза при облучении электронами с энергией 0.9 МэВ составляет $D_{th} \sim 5 \cdot 10^{15}$ см⁻², а при облучении протонами с энергией 15 МэВ составляет $D_{th} \sim (3-4) \cdot 10^{13}$ см⁻²; при дозах, больших пороговой, последовательное сопротивление диодов резко растет в соответствии со степенной зависимостью с показателем степени 10-15, достигает значений $\sim 10^7$ Ом и не имеет тенденции к насыщению (Рис.1).

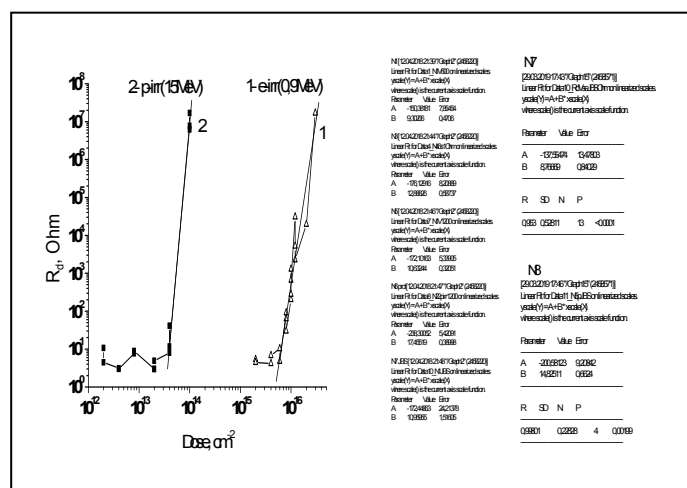


Рис.1. Зависимости последовательного дифференциального сопротивления R_d JBS-структур от дозы облучения электронами с энергией 0.9 МэВ (кривая 1) и протонами с энергией 15 МэВ (кривая 2). Последовательное дифференциальное сопротивление в исходных и облученных диодах определялось из вольт-амперных (I-V) характеристик при прямом смещении и максимальных измеряемых токах (10-20 мА) или напряжениях (10 В).

Рост последовательного сопротивления диода при увеличении дозы облучения может быть обусловлен ростом сопротивления базового слоя, а также перекомпенсацией и формированием дополнительного pn перехода.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 16-12-10106 “Радиационная стойкость карбида кремния и приборы на его основе для экстремальной электроники”).

[1] А. М. Стрельчук, В. В. Козловский, А. А. Лебедев, ФТП, 52, 1651 (2018).

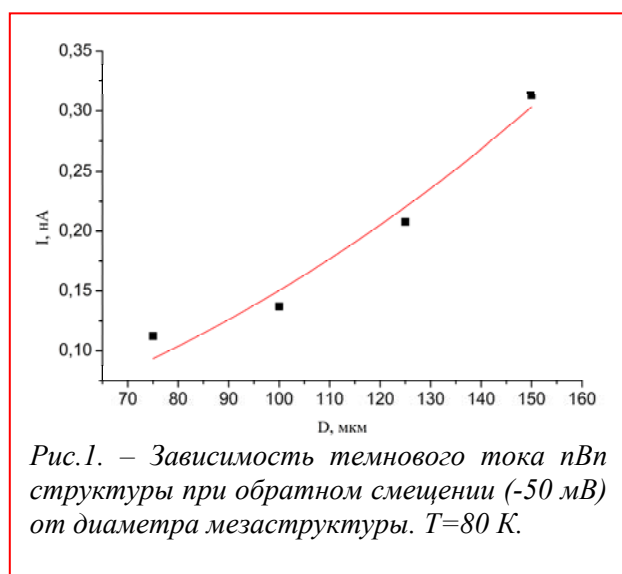
Темновые токи в фотоприемных структурах на основе соединений InSb, InAlSb выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии

Суханов М.А., Бакаров А.К., Журавлёв К.С., Протасов Д.Ю.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-463

Антимонид индия – широко применяемый материал для создания матричных инфракрасных фотоприёмников среднего диапазона – 3..5 мкм, является одним из самых узкозонных полупроводников группы $A^{III}B^V$. Одним из факторов, ограничивающих производительность фотоприемников на основе InSb, являются темновые токи, возникающие за счет тепловой генерации носителей заряда. Выделяют три основных вклада в темновой ток фотодиодов на основе InSb: диффузия носителей заряда, генерация-рекомбинация Шокли-Рида-Холла (ШРХ), которая доминирует в области обеднения, где ловушки в запрещенной зоне не заняты, и поверхностные токи утечки. Центры рекомбинации возникают в середине запрещенной зоны из-за наличия дефектов в кристалле. Поэтому в связи с проблемой темновых токов в последнее время ведется внедрение так называемой структуры с униполярным барьером. Примером такой структуры является pVn структура, состоящая из поглощающего слоя n-типа, нелегированного барьерного слоя и контактного слоя p-типа [1]. Барьером является широкозонный полупроводник, роль которого в этой структуре это блокирование потока основных носителей заряда, одновременно не препятствуя потоку неосновных носителей.



Актуальной задачей является изучение методов подавления темновых токов, связанных с генерацией-рекомбинацией ШРХ, поверхностными токами утечки и диффузией носителей заряда, оптимизация слоевой структуры и условий роста соединений InAlSb и InSb методом МЛЭ с целью улучшения производительности фотоприемников на его основе. С целью измерения темновых токов pVn структур, определения преобладающего механизма протекания темнового тока, сравнения со стандартными pin диодами были выращены pVn структуры методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

Для определения объемной и поверхностной составляющей темнового тока, были изготовлены мезаструктуры с диаметром от 75 мкм до 200 мкм, была получена зависимость темнового тока от диаметра мезаструктуры (рисунок 1), которую можно аппроксимировать квадратичной зависимостью от диаметра, что свидетельствует о протекании тока преимущественно через объем. Для определения преобладающего механизма протекания темнового тока в том или ином диапазоне температур была измерена температурная зависимость темнового тока в диапазоне от 80 К до 180 К, также были построены кривые Аррениуса для определения энергии активации темнового тока. В диапазоне температур от 80 К до 140 К преобладающим механизмом протекания темнового тока является ток генерации-рекомбинации ШРХ. При температурах от 80 К до 110 К энергия активации составляет 65 мэВ, в диапазоне температур от 110 К до 140 К энергия активации составляет 135 мэВ. Для температур от 145 К до 180 К энергия активации составила 210 мэВ.

[1] S. Maimon, G. W. Wicks, *Applied Physics Letters*, **89**, 151109 (2006).

Влияние легирования волноводных слоев на излучательные характеристики полупроводниковых лазеров на основе AlGaAs/GaAs

Телегин К.Ю., Ладугин М.А., Андреев А.Ю., Яроцкая И.В., Волков Н.А., Падалица А.А.,
Мармалюк А.А., Лобинцов А.В., Сапожников С.М.

АО «НИИ Полус им. М.Ф. Стельмаха», 117342, Москва, ул. Введенского, 3, корп. 1

DOI 10.34077/Semicond2019-464

В настоящее время одним из перспективных направлений применения полупроводниковых лазеров является их использование в качестве источников накачки (диодная накачка) в твердотельных лазерах. Благодаря этому, удастся существенно повысить эффективность твердотельных лазеров, снизить их массогабаритные параметры и энергопотребление. Для решения этой задачи необходимо создание полупроводниковых лазеров, излучающих на требуемой длине волны с увеличенной выходной мощностью и повышенным КПД. В частности, для диодной накачки YAG:Nd³⁺ требуется создание линеек и решеток лазерных диодов на основе гетероструктур Al_xGa_{1-x}As/GaAs. Выходные параметры таких излучателей во многом определяются конструкцией и технологией получения лазерной гетероструктуры, в первую очередь, совершенством ее активной области.

Активная область указанных лазеров состоит из одной или нескольких квантовых ям Al_xGa_{1-x}As с малым содержанием Al, ограниченных эпитаксиальными слоями Al_xGa_{1-x}As с большей шириной запрещенной зоны, которые выполняют роль барьеров для носителей заряда и одновременно волноводных слоев. Традиционно, указанные слои преднамеренно не легируются для снижения внутренних оптических потерь. Однако, при этом низкая концентрация носителей может приводить к повышению последовательного сопротивления и, как следствие, к увеличенному тепловыделению, что ограничивает максимально достижимую выходную мощность. Помимо этого, такой подход смещает положение р-п перехода к границе волновод-эмиттер, обуславливая увеличение напряжения отсечки, что негативно сказывается на КПД прибора.

Одним из способов решения данной проблемы является создание лазерных гетероструктур с легированным волноводом. Причем, легирование волноводных слоев должно осуществляться контролируемым образом на относительно низком уровне (10¹⁶-10¹⁷ см⁻³), что позволяет понизить последовательное сопротивление, облегчить транспорт носителей заряда в активную область при незначительном увеличении внутренних оптических потерь. Используя разноименное легирование волноводных слоев возможно помещение р-п перехода в район квантовой ямы с соответствующим снижением напряжения отсечки.

Получение таких волноводных слоев в условиях МОС-гидридной эпитаксии возможно не только с использованием классического легирования, но и с использованием автолегирования из исходных компонентов. Данный способ позволяет получать слои с заданными параметрами без введения легирующих примесей, которые могут являться дополнительными источниками безызлучательной рекомбинации, а при наличии высокого коэффициента диффузии способны проникать в активную область и приводить к ухудшению параметров лазеров.

В данной работе получены гетероструктуры Al_xGa_{1-x}As/GaAs с легированными и нелегированными волноводами, на их основе созданы полупроводниковые лазеры (w=100 мкм, L=1000-2000 мкм), а также линейки и решетки. Показано, что использование легированных волноводов позволило увеличить выходную мощность на 10-15% при прочих равных условиях.

Влияние физических свойств р-п перехода на СВЧ характеристики электрооптического модулятора на кремнии

Царев А. В.^{1,2}, Тазиев Р. М.¹

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

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

DOI 10.34077/Semicond2019-465

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования электрооптического модулятора Маха-Цендера с применением делителей пучка на основе многомодовой интерференции (ММИ) в структуре кремний на изоляторе (КНИ). Управление обеспечивается за счет эффекта обеднения в вертикальном р-п переходе, который может быть изготовлен с помощью технологической процедуры самовыравнивания. Показано, что благодаря применению специального профиля легирования (см. Рис.1) донорными примесями для формирования р-п перехода удается существенным образом оптимизировать свойства электрооптического модулятора на КНИ под заданную полосу рабочих частот и величину управляющего напряжения. В частности, предложена оптимальная конструкция модулятора бегущей волны, согласованного с внешней 50-омной нагрузкой, для которого при величине обратного смещения в -5 вольт и активной длине 1.7 мм возможна оптическая рабочая полоса частот около 50 ГГц. При этом модулятор на вертикальном р-п переходе будет иметь общую длину 7 мм и внутренние потери около 4 дБ, которые складываются из потерь на двух ММИ 1x2 и 2x2 (~0.3 дБ), потерь в активной части модулятора (~1.2 дБ) и потерь на распространение на несовершенствах границ волновода (~2.1 дБ/см = 0.7·3 дБ/см).

Также предложен особый профиль легирования р-п перехода модулятора, обеспечивающий оптическую полосу частот 30 ГГц при величине обратного смещения в -3 вольта и длине модулятора 2.5 мм. Модулятор сконструирован на гребенчатом оптическом волноводе шириной 600 мкм, высотой гребня 200 нм и высотой планрного основания 200 нм, которое оптимально для изготовления решеточных элементов связи, а фундаментальна мода данного гребенчатого волновода с пренебрежимо малыми потерями может быть трансформирована [1] с помощью инвертированного клина в широкий пучок планарного основания для последующего перехода с помощью дифракционной решетки в одномодовое оптическое волокно. Такие модуляторы могут найти применение в устройствах интегральной оптики, оптической связи и радиофотоники.

Авторы благодарят компанию Synopsys, Inc. за предоставление лицензионного программного обеспечения от Rsoft для компьютерного моделирования наших структур. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки России, уникальный

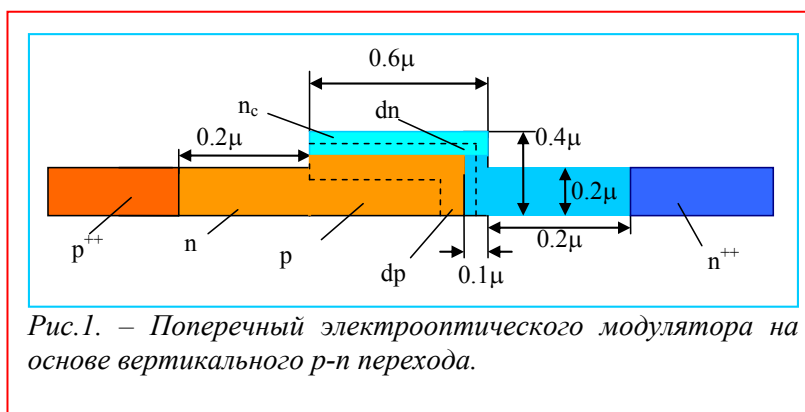


Рис.1. – Поперечный электрооптического модулятора на основе вертикального р-п перехода.

идентификатор работ (проекта) RFMEFI58117X0026, в части приобретения программного обеспечения, а также разработки и оптимизации оптической схемы модулятора на основе ММИ. Работа также выполнена при частичной поддержке гранта РФФ 19-19-00169 в части расчета электрофизических параметров модулятора на основе р-п перехода.

[1] Andrei V. Tsarev, Rinat M. Taziev, in Proc. 14th International Scientific-Technical Conference (APEIE), Novosibirsk, October 2-6, 2018, V. 1, Part.2, pp. 306-309.

Процесс изготовления и анализ транспортных свойств 3-терминальных устройств на основе кремниевой нанопроволоки

Лукьяненко А.В.^{1,2}, Тарасов А.С.^{1,2}, Шанидзе Л.В.^{1,2}, Волочаев М.Н.¹, Зеленов Ф.В.², Яковлев И.А.¹, Волков Н.В.¹

¹ ФИЦ КНЦ СО РАН 660036, Красноярск, ул. Академгородок, 50

² ИИФирЭ, СФУ, 660041, Красноярск, ул. Киренского, 28

DOI 10.34077/Semicond2019-466

В настоящее время устройства, компонентом которых является нанопроволока, вызывают заметный интерес в качестве элементов интегрированной наноразмерной электроники, а так же для изучения фундаментальных свойств в малых масштабах [1].

Были изготовлены структуры из кремниевого нанопровода, представляющие из себя полевые транзисторы с барьером Шоттки. На подложке КНИ была выращена пленка Fe методом термического испарения в сверхвысоком вакууме. Перед ростом пленки подложка очищалась при помощи химического метода, описанного в работе [2]. Для удаления естественного оксида с поверхности, подложка отжигалась в сверхвысоком вакууме при температуре 400 °С в течение 30 минут. При помощи метода сухого реактивно-ионного травления, был сформирован массив кремниевых нанопроволок с контактными площадками из железа. Получившееся устройство, представляет собой полевой транзистор, в котором в качестве контактов истока/стока выступает железо образующее контакт Шоттки с кремниевым нанопроводом, а управляющим затвором является контакт из индия.

Из анализа транспортных свойств видно, что максимальное отношение тока «включенного» и «выключенного» транзистора составляет около 5 порядков (рис.1). Характеристики устройства являются амбиполярными, то есть практически не зависят от полярности затвора. Это позволяет говорить о том, что реализуется как n-, так и p-тип проводимости. ВАХ сток-исток нелинейны и отличаются для положительных и отрицательных смещений на затворе (рис.2). Это связано с тем, что при отрицательном напряжении на затворе в канале происходит аккумуляция основных носителей (дырки), вследствие чего барьер Шоттки существенно сужается. При положительном напряжении на затворе реализуется режим инверсии, генерируются неосновные носители (электроны). В режиме инверсии ток выходит на насыщение вследствие ограниченной скорости генерации неосновных носителей. В то же время, в режиме аккумуляции дырочный ток должен неограниченно возрастать как в случае термоэлектронной эмиссии, так и при квантово-механическом туннелировании через барьер Шоттки, что и наблюдается в эксперименте.

[1] M. Mathur, *Nature*, **419**, 573 (2002).

[2] I.A. Yakovlev, S.N. Varnakov et al., *JETP Lett.*, **99**, 527-530 (2014).

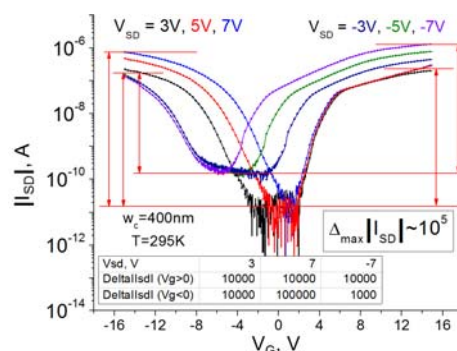


Рис.1. – Ток в канале транзистора в зависимости от напряжения на затворе, при различных смещениях на стоке.

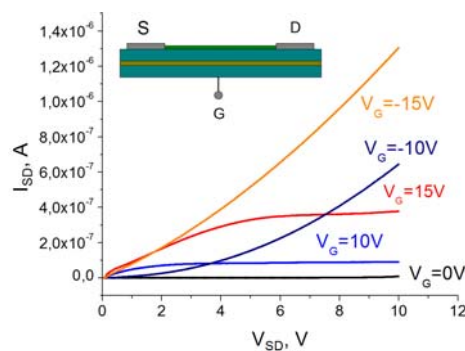


Рис.2. – Вольт-амперные характеристики канала транзистора при различных смещениях на затворе.

Секция 12. Нано- и оптомеханика

Оптическое натяжение и скомкивание двумерных полупроводников

Пошакинский А.В., Авдеев И.Д., Поддубный А.Н.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-468

Механические свойства мембран вызывают в настоящее время большой интерес благодаря успехам в синтезе двумерных кристаллов: графена и монослоев дихалькогенидов переходных металлов. Оптический отклик этих материалов характеризуется ярко выраженным плазмонным или экситонным резонансом. В данной работе показано, что механическими свойствами таких резонансных мембран можно эффективно управлять, возбуждая их электромагнитным излучением.

Нами установлено, что помимо хорошо известной силы давления света оптическое возбуждение влияет непосредственно и на силу натяжения мембраны. При помощи развитой нами теории взаимодействия света с колебаниями резонансных тел [1] была вычислена поправка к силе натяжения мембраны, возникающая при нормальном падении на нее плоской электромагнитной волны. На рис. 1 показана зависимость поправки к силе натяжения от частоты света в области резонанса диэлектрической проницаемости мембраны. Поправка может быть как положительной, так и отрицательной. Ниже резонанса свет стремится натянуть мембрану, а выше него – ее скомкать. В последнем случае сила скомкивания конкурирует с разглаживанием мембраны под действием упругих сил и силы давления света, что в определенном диапазоне интенсивностей возбуждения и температур приводит к возникновению неустойчивости относительно образования складок. В зависимости от величины отстройки частоты света от резонанса скомкивание мембраны происходит в направлении параллельном либо перпендикулярном вектору поляризации света. Изучено также влияние оптического возбуждения на дисперсию изгибных колебательных мод двумерной мембраны. Оптическая сила натяжения приводит к изменению скорости распространения изгибных фононов, а за счет оптомеханических эффектов разогрева и охлаждения можно управлять их временами жизни.

[1] A.V. Poshakinskiy and A.N. Poddubny, *Phys. Rev. X* **9**, 011008 (2019).

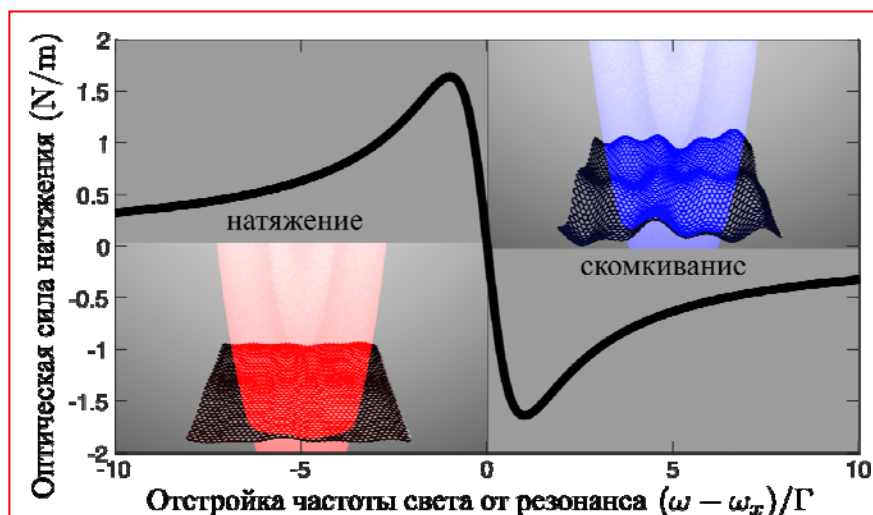


Рис.1. – Поправка к силе натяжения мембраны, обусловленная ее возбуждением неполяризованным светом с интенсивностью 10 мВт/мкм^2 , как функция отстройки частоты света от частоты резонанса диэлектрической проницаемости мембраны.

Одиночные углеродные наноосцилляторы и резонансные детекторы масс на их основе

Мухин И.С.^{1,2}, Лукашенко С.Ю.³, Комиссаренко Ф.Э.¹, Голубок А.О.^{1,3}

¹ Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

² Санкт-Петербургский Академический университет, 194021 Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8/3.

³ ИАП РАН, 190103, Санкт-Петербург, Рижский пр., 26

DOI 10.34077/Semicond2019-469

Наномеханические осцилляторы, имеющие малый объем и малую массу являются перспективными чувствительными элементами для прецизионных сенсоров различных физических величин. Кроме того, интерес к наноосцилляторам с высокой резонансной частотой и добротностью связан с тем, что при низких температурах такие, вообще говоря, макроскопические с точки зрения квантовой механики механические объекты, состоящие из большого ансамбля атомов ($10^8 - 10^9$) могут переходить в необычное для макроскопических образцов квантовое состояние [1]. Развитие нанотехнологий в последние годы сделало доступным для экспериментальных исследований разнообразные типы наномеханических осцилляторов, состоящих из различных материалов [2, 3].

В данной работе представлен метод

формирования наноосцилляторов на основе одиночных углеродных нановискеров (см. Рис. 1 а), созданных на вершине металлических острий при осаждении материала под действием сфокусированного электронного пучка в камере сканирующего электронного микроскопа (СЭМ). Данный метод является аддитивным подходом, позволяющим формировать многомерные углеродные наноструктуры. Представлена методика исследования механических свойств созданных углеродных наноструктур в условиях вакуума камеры СЭМ при возбуждении и детектировании собственных механических колебательных мод наноструктур. На Рис. 1 б) представлено СЭМ изображение одиночного С вискера, локализованного на вершине W острия, в котором возбуждены механические колебания на первой резонансной моде. На Рис. 1 в) приведена экспериментально измеренная амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) данного осциллятора.

Комплексная методика на основе метода осаждения материала под действием сфокусированного электронного пучка и метода переноса наночастиц металлическим острием, экспонируемым электронным пучком, позволила создать, исследовать и откалибровать резонансные детекторы масс на основе одиночных углеродных нановискеров с наноловушками, сформированных на вершине острий (Рис. 1 г). Анализ сдвига АЧХ колебаний нанорезонатора до и после фиксации одиночных наносфер калиброванной массы на его конце с ловушками позволил провести калибровку сенсора масс и оценить чувствительность метода на уровне ($10^{-15} - 10^{-14}$).

[1] A.D. O'Connell et al., *Nature*, **464**, 697 (2010).

[2] K. Jensen et al., *Nat. Nanotechnol.* **3**, 533 (2008).

[3] D.A. Dikin et al., *Journal of applied physics*, **93**(1), 226 (2003).

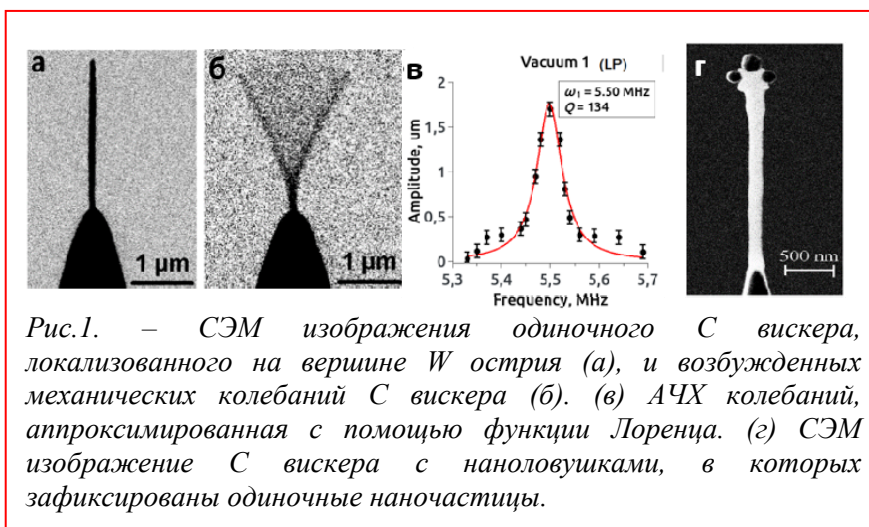


Рис.1. – СЭМ изображения одиночного С вискера, локализованного на вершине W острия (а), и возбужденных механических колебаний С вискера (б). (в) АЧХ колебаний, аппроксимированная с помощью функции Лоренца. (г) СЭМ изображение С вискера с наноловушками, в которых зафиксированы одиночные наночастицы.

Частотные и температурные зависимости аномалии, наблюдающейся при одноосном удлинении вискеро́в квазиодномерного проводника TaS₃

Никитин М.В., Покровский В.Я., Зыбцев С.Г., Фролов А.В., Орлов А.П.

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7

DOI 10.34077/Semicond2019-470

Квазиодномерные проводники с волной зарядовой плотности (ВЗП) – класс материалов, в которых наблюдается множество электромеханических явлений. В качестве примеров можно привести аномально большие изменения упругих модулей при движении ВЗП и различные виды деформации образцов в электрическом поле. Качественно эти явления можно описать в терминах упругого взаимодействия кристаллической решётки и ВЗП.

Соединение TaS₃ ромбической фазы, будучи характерным представителем этого класса материалов, отличается сильным взаимодействием между ВЗП и решёткой. В фокусе работы лежит аномалия свойств вискеро́в TaS₃, наблюдающаяся при их одноосном удлинении, $\epsilon_c \sim 0.4\text{--}0.7\%$, вдоль кристаллографической оси c : в области ϵ_c происходит снижение модуля Юнга [1], а также переход ВЗП в новое состояние, названное ультракогерентным [2]. Природа перехода пока не выяснена. Доклад посвящён исследованиям частотных и температурных зависимостей данной аномалии и других упругих свойств TaS₃.

Для изучения резонансов в работе использовалась методика гетеродинамирования с частотной модуляцией (ГЧМ). Длина исследуемых образцов варьировалась от 2240 до 30 мкм, ширина – от 10 до 0.6 мкм. С помощью методики ГЧМ обнаружены резонансные пики в интервале частот $f=10$ кГц–100 МГц; установлены собственные частоты и собственные моды возбуждаемых колебаний для образцов разной длины. Показано, что наиболее высокочастотные моды соответствуют возбуждению ультразвуковых стоячих волн, чего ранее не наблюдалось. Для данных мод в области ϵ_c обнаружено снижение f на величину, достигающую 11%. Показано [3], что этот минимум соответствует минимуму дифференциального модуля Юнга [1].

Изучение эволюции формы ВАХ образцов от удлинения в температурной области 78–120 К показало, что при температурах ниже 85 К в области ϵ_c сопротивление и пороговое поле растут скачкообразно. Сделан вывод, что переход от обычной ВЗП к ультракогерентной происходит через промежуточное состояние, отличающееся высокой степенью разупорядоченности.

Также исследована температурная зависимость резонансных частот звуковых колебаний. Для образца длиной 500 мкм значение исследованной частоты составило 5 МГц. Обнаружено снижение частоты звуковой моды на 2.5% при изменении температуры от 80 до 220 К, которое нельзя объяснить удлинением образца из-за теплового расширения. Данный результат указывает на сильную температурную зависимость скорости звука в TaS₃, что требует дальнейших исследований.

Другой перспективной задачей остается поиск аномалий модулей упругости, связанных с предполагаемым возбуждением плазменных колебаний ВЗП.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты #17-02-01343, 18-02-00931) и РНФ (проект #17-12-01519).

[1] K. Das, M. Chung, M.J. Skove, and G.X. Tessema, *Phys. Rev. B*, **52**, 7915 (1995)

[2] S.G. Zybtssev, V.Ya. Pokrovskii, *Physica B*, **460**, 34 (2015)

[3] М.В. Никитин, В.Я. Покровский, С.Г. Зыбцев, А.В. Фролов, *Письма в ЖЭТФ*, **109**, 54 (2019)

Пьезоэлектрическое возбуждение колебаний наномеханических резонаторов с двумерным электронным газом

Шевырин А.А.¹, Погосов А.Г.^{1,2}, Бакаров А.К.^{1,2}, Шкляев А.А.^{1,2}, Куросу М.^{3,4}, Ямагучи Х.^{3,4}

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

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

³ NTT Basic Research Laboratories, Atsugi-shi, 243-0198 Kanagawa, Japan

⁴ Department of Physics, Tohoku University, 980-8578 Sendai, Japan

DOI 10.34077/Semicond2019-471

Экспериментально показано, что резонансные колебания наномеханических резонаторов на основе гетероструктур AlGaAs/GaAs с двумерным электронным газом допускают пьезоэлектрическое on-chip возбуждение путем подачи переменного напряжения между двумерным электронным газом и металлическим затвором, покрывающим поверхность.

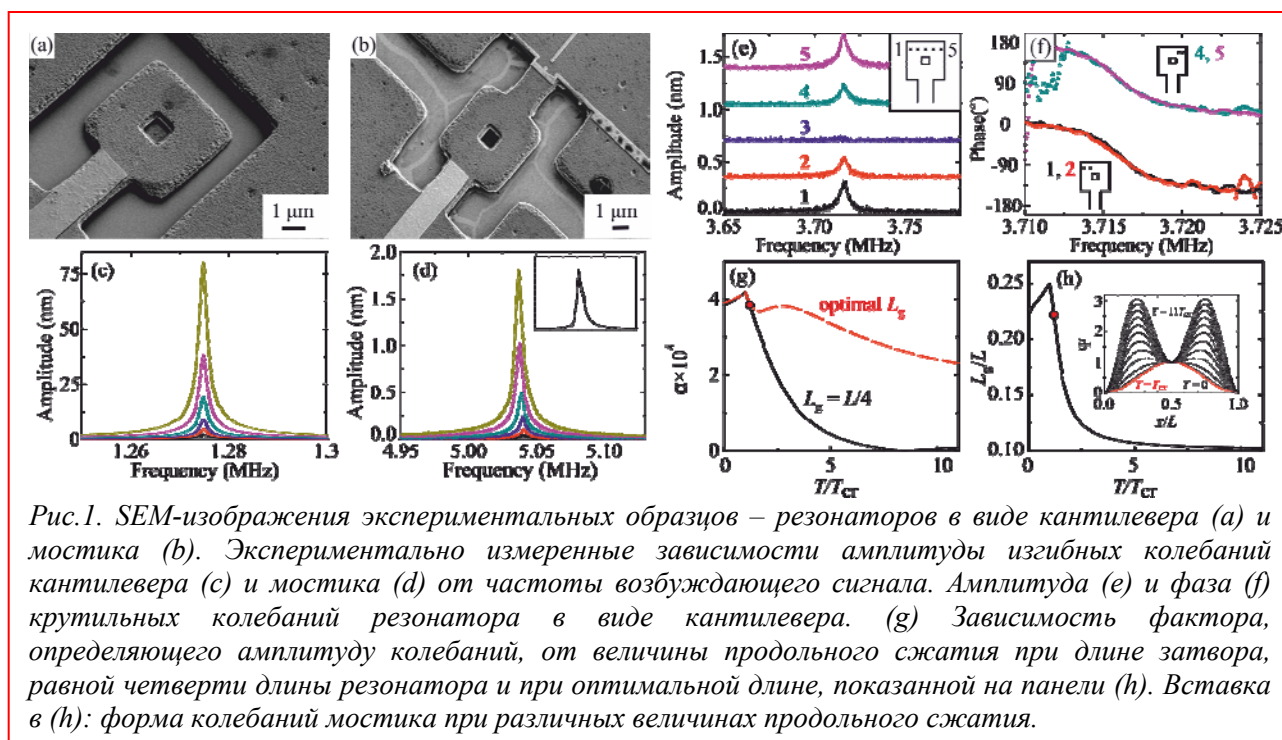


Рис.1. SEM-изображения экспериментальных образцов – резонаторов в виде кантилевера (a) и мостика (b). Экспериментально измеренные зависимости амплитуды изгибных колебаний кантилевера (c) и мостика (d) от частоты возбуждающего сигнала. Амплитуда (e) и фаза (f) крутильных колебаний резонатора в виде кантилевера. (g) Зависимость фактора, определяющего амплитуду колебаний, от величины продольного сжатия при длине затвора, равной четверти длины резонатора и при оптимальной длине, показанной на панели (h). Вставка в (h): форма колебаний мостика при различных величинах продольного сжатия.

Продемонстрировано возбуждение как изгибных, так и крутильных колебаний резонаторов толщиной 166 нм, имеющих форму кантилеверов и мостиков, при комнатной температуре. Выявлены две особенности, которые следует принимать во внимание при уменьшении размеров пьезоэлектрически возбуждаемых резонаторов. Во-первых, паразитное ослабление возбуждающего электрического сигнала становится основным фактором, ограничивающим эффективность возбуждения на резонансных частотах, возрастающих до мегагерцового диапазона при уменьшении размера. Во-вторых, тонкие и относительно длинные мостики на основе гетероструктур AlGaAs/GaAs подвержены эйлеровской неустойчивости из-за продольного сжатия. Продемонстрировано, что такая неустойчивость не препятствует возбуждению при сжатиях, близких к критическому. Однако, большое по величине сверхкритическое сжатие может приводить к полному подавлению пьезоэлектрически индуцируемых колебаний. Предложен метод, позволяющий избежать такого подавления.

Теоретическая часть работы поддержана грантом РФФИ №18-72-10058. Экспериментальная часть работы поддержана грантом РФФИ №16-32-60130.

[1] A. A. Shevyrin et al., *Appl. Phys. Lett.* **103**, 131905 (2013).

[2] A. A. Shevyrin et al., *JETP Lett.* **109**, 261 (2019)

Секция 13. Топологические изоляторы и полуметаллы Вейля

Фотопроводимость и эффекты нарушения симметрии, индуцированные терагерцовым излучением и магнитным полем, в структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

Галеева А.В.¹, Казаков А.С.¹, Артамкин А.И.¹, Дворецкий С.А.², Михайлов Н.Н.², Банников М.И.³, Данилов С.Н.⁴, Рябова Л.И.⁵, Хохлов Д.Р.^{1,3}

¹ *Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр.2, Москва, 119991, Россия.*

² *Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*

³ *Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53*

⁴ *Университет Регенсбурга, Регенсбург, D-93053, Германия.*

⁵ *Химический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр.3, Москва, 119991, Россия.*

DOI 10.34077/Semicond2019-474

В работе обсуждаются нетривиальные эффекты, наблюдаемые при изучении терагерцовой фотопроводимости (ФП) в магнитном поле в эпитаксиальных слоях $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в области составов, соответствующих инверсной структуре энергетических зон (топологической фазе).

Исследованные образцы с толщиной слоя $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ до 5 мкм были синтезированы методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs в направлении (013). Измерения гальваномагнитных свойств в диапазоне температур 4.2 – 300 К показали, что концентрация свободных электронов при гелиевой температуре составляет $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Исследование ФП проведено в условиях возбуждения импульсным лазерным излучением в диапазоне частот 0,6 – 3,9 THz в магнитных полях до 5 Тл при $T = 4.2 \text{ К}$. Измерения ФП проведены в геометрии Фарадея с использованием токовых и потенциальных контактов.

В отсутствие магнитного поля в образцах с инверсным спектром наблюдается положительная ФП, временной профиль которой несколько запаздывает по отношению к возбуждающему лазерному импульсу. Образцы с прямой структурой зон демонстрируют быстрый отрицательный фотоотклик [1, 2], который практически не изменяется в магнитном поле. Напротив, в твердых растворах с инверсным спектром знак и кинетика ФП качественно зависят от величины и направления магнитного поля, а также от расположения потенциальных контактов. В слабом магнитном поле $B < 1 \text{ Тл}$ выбранной полярности при измерениях с использованием пары потенциальных контактов, расположенных на одном из краев холловского мостика, регистрируется положительный фотоотклик. Наблюдаемый эффект демонстрирует асимметрию: только смена полярности магнитного поля или только замена потенциальных контактов на зеркальные приводит к исчезновению положительного фотоотклика. Важно, что регистрируемая ФП не изменяется при одновременной смене полярности магнитного поля и замене потенциальных контактов на зеркальные. Измерения с использованием различной конфигурации контактов указывают на нелокальный характер неравновесного транспорта в образцах с инверсным спектром. Свойства асимметричной компоненты ФП в топологической фазе анализируются с учетом возможного сосуществования объемных и поверхностных токов.

[1] *А.В. Галеева, А.И. Артамкин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, С.Н. Данилов, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. Письма в ЖЭТФ, 106, 156 (2017)*

[2] *A.V. Galeeva, A.I. Artamkin, A.S. Kazakov, S.N. Danilov, S.A. Dvoretzkiy, N.N. Mikhailov, L.I. Ryabova, D.R. Khokhlov. Beilstein J. Nanotechnol. 9, 1035 (2018)*

Радиочастотная фотопроводимость в гетероструктурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

Казаков А.С.¹, Галеева А.В.¹, Долженко Д.Е.¹, Рябова Л.И.², Банников М.А.³, Михайлов Н.Н.⁴, Дворецкий С.А.⁴, Хохлов Д.Р.^{1,3}

¹ Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2

² Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 3

³ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр-т, 53

⁴ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

DOI 10.34077/Semicond2019-475

В настоящей работе обнаружено, что в гетероструктурах на основе толстых пленок $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составами x в диапазоне (0.12 – 0.15), соответствующими топологической фазе, наблюдается положительная фотопроводимость, стимулированная импульсами радиочастотного излучения.

Пленки толщиной 3.5 мкм синтезировались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках (013) GaAs через буферные слои ZnTe толщиной 30 нм, CdTe толщиной 5 мкм и варизонный слой $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ толщиной около 1.2 мкм с плавно изменяющимся содержанием кадмия. Пленки покрывались сверху защитным варизонным слоем $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Структуры различной геометрии, в том числе холловские мостики с характерными размерами около 5×0.5 мм² изготавливались фотолитографическим методом. Все образцы обладали проводимостью n -типа, концентрация электронов составляла $\sim 10^{14}$ см⁻³. Ранее в работах [1,2] было установлено, что в указанных структурах при гелиевой температуре наблюдается положительная фотопроводимость под действием импульсов терагерцового излучения длительностью около 150 нс. Кроме того, было обнаружено, что в магнитном поле характер фотопроводимости изменяется [3]. Амплитуда фотопроводимости и ее знак зависят от направления магнитного поля и различаются для симметрично расположенных пар потенциальных контактов. Фотопроводимость наблюдалась вплоть до длины волны терагерцового излучения 500 мкм. Целью настоящей работы была проверка предположения о том, что положительная фотопроводимость в рассматриваемых структурах не имеет красной границы. Кроме того, изучался характер модификации фотопроводимости при приложении магнитного поля.

Образец помещался непосредственно в гелиевую ванну. Источник излучения позволял генерировать радиочастотные импульсы мощностью до 80 мВт и длительностью от 1 мкс в частотном диапазоне 80 МГц – 3 ГГц. Импульсы подавались на согласованный резистор 50 Ом, располагавшийся на расстоянии около 2 см от образца также в гелиевой ванне. Проводимость и фотопроводимость измерялись 4-зондовым методом для двух противоположных направлений тока.

Положительная фотопроводимость наблюдалась для всех исследованных структур из диапазона составов $0.12 < x < 0.15$ при частотах излучения от 100 МГц до 3 ГГц. При приложении магнитного поля 0.05 Тл перпендикулярно поверхности образца фотопроводимость существенно модифицировалась. Для некоторых структур в определенных диапазонах частоты возбуждения фотопроводимость даже могла иметь противоположный знак для противоположных направлений магнитного поля. Таким образом, сигнал фотопроводимости можно представить как сумму четного и нечетного по магнитному полю вкладов. Показано, что относительные амплитуды этих вкладов зависят от мощности падающего излучения, частоты возбуждения, а также геометрии исследуемой структуры.

[1] А.В. Галеева, А.И. Артамкин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, С.Н. Данилов, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. *Письма в ЖЭТФ*, **106**, 156 (2017)

[2] A.V. Galeeva, A.I. Artamkin, A.S. Kazakov, S.N. Danilov, S.A. Dvoretzkiy, N.N. Mikhailov, L.I. Ryabova, D.R. Khokhlov. *Beilstein J. Nanotechnol.* **9**, 1035 (2018)

[3] А.В. Галеева, А.И. Артамкин, А.С. Казаков, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, С.Н. Данилов, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. *XXII Международный симпозиум «Нанозифика и наноэлектроника»*, Нижний Новгород, 12-15 марта, 2018, *труды симпозиума*, т.2, с.569-570

Фототоки в полуметаллах Вейля

Голуб Л.Е., Ивченко Е.Л., Леппенен Н.В.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-476

Представлен обзор теоретических и экспериментальных достижений по фототокам в полуметаллах Вейля – трехмерных системах с линейной дисперсией, обладающих невырожденным энергетическим спектром. Они были открыты и стали активно изучаться в последнее время, привлекая большое внимание благодаря своим необычным электрическим и оптическим свойствам в объеме и на поверхности и тому, что они расширяют представления топологической теории в физике твердого тела. В таких системах в простейшей модели носители тока описываются эффективным гамильтонианом, который имеет вид гамильтонана Вейля, используемого для описания нейтрино, чем и обусловлено их название.

В полуметаллах Вейля замечательным образом ведет себя “циркулярный” фототок, то есть электрический ток, появляющийся при поглощении света без приложения внешнего электрического напряжения и меняющий свое направление на противоположное при смене знака круговой поляризации света. А именно, при отсутствии плоскостей отражения циркулярный фототок направлен вдоль момента фотона, и его темп генерации определяется, помимо напряженности электрического поля волны, мировыми постоянными. Этот результат практически не меняется при учете кулоновского взаимодействия, а для непрямых внутризонных оптических переходов в каждом вейлевском узле универсальное значение принимает плотность циркулярного фототока [1]. Нелинейный по интенсивности циркулярный фототок зависит от соотношения времён энергетической и импульсной релаксации фотоносителей и при больших интенсивностях нарастает линейно по амплитуде световой волны.

Реальные полуметаллы Вейля TaAs, TaP, NbAs, NbP и $Bi_{1-x}Sb_x$ имеют точечную симметрию C_{4v} и C_{3v} соответственно. Таким образом, в них присутствует зеркальная симметрия, при которой вклады в циркулярный фототок от двух узлов Вейля, связанных отражением, в точности компенсируют друг друга. Поэтому в направлении распространения света генерируется чисто долинный фототок. Циркулярный электрический фототок может генерироваться в направлении поперёк момента фотона, если свет распространяется перпендикулярно поворотной оси симметрии 3-его или 4-ого порядка [2]. Такой фототок микроскопически не может быть получен в рамках чисто вейлевского гамильтониана, но обусловлен линейными по импульсу спин-независимыми поправками, приводящему к “наклону” дисперсионных конусов. Установлено, что циркулярный фототок в полуметаллах симметрии C_{4v} отличен от нуля в модели с наклоном, если его энергетический спектр анизотропен в плоскости, перпендикулярной оси C_4 . Однако наклон дисперсии приводит к фототоку лишь в ограниченной области частот. Предложена альтернативная модель кубических по импульсу спин-зависимых поправок к гамильтониану Вейля, приводящих к фототоку, нарастающему с частотой света [3].

Исследованы фототоки, индуцированные магнитным полем при неполяризованном оптическом возбуждении, инвертирующие своё направление при инверсии поля. В квантовых полях такой фототок обусловлен прямыми переходами между одномерными магнитными подзонами полуметаллов Вейля. Фототок максимален, если один из фотоносителей возбуждается в киральную подзону с энергией, меньшей циклотронной. Учёт спин-независимого наклона спектра в магнитном поле приводит к конверсии чисто долинного фототока в электрический. Релаксация магнитоиндуцированного фототока обусловлена как рассеянием между узлами Вейля, так и неупругими процессами [1,2].

[1] L. E. Golub and E. L. Ivchenko, *Phys. Rev. B* **98**, 075305 (2018).

[2] Л. Е. Голуб, Е. Л. Ивченко, Б. З. Стивак, *Письма в ЖЭТФ* **105**, 744 (2017).

[3] Н. В. Леппенен, Е. Л. Ивченко, Л. Е. Голуб, *ЖЭТФ* **155** (2019).

Транспорт через сетку топологических каналов в HgTe квантовых ямах критической толщины

Квон З.Д.^{1,2}, Гусев Г.М.³, Энтин М.В.¹, Михайлов Н.Н.^{1,2}

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

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

³ Instituto de Fisica da Universidade de S~ao Paulo, 135960-170, S~ao Paulo, SP, Brazil

DOI 10.34077/Semicond2019-477

В данной работе показано, что транспорт бесщелевых дираковских фермионов в HgTe квантовых ямах с толщинами 6.3 нм - 6.4 нм, близкими к критической, соответствующей переходу от прямого к инверсному спектру, хорошо описывается в точке зарядовой нейтральности (ТЗН) моделью сетки топологических каналов. Как недавно показано в работе [1], подобная сетка может возникать в указанных системах из-за наличия флуктуаций толщины квантовой ямы. Измерения неровностей поверхности HgCdTe, на которой выращивается HgTe квантовая яма, показывают, что их высота может достигать нескольких межплоскостных расстояний. Тот факт, что подобные неровности сохраняются и на границе HgTe/HgCdTe подтверждается измерениями подвижности при концентрациях электронов $N_s > 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, когда ее поведение определяется именно рассеянием на неровностях. Тогда флуктуации потенциала, вызванные указанными неровностями, могут привести к весьма своеобразному результату для HgTe квантовых ямах с критической толщиной - возникновению сетки топологических каналов, являющихся границей между областями обычного и топологического изоляторов, как показано на Рис.1. Подобная сетка уже давно является предметом теоретических исследований, однако до настоящей работы, ее экспериментальная реализация отсутствовала. В частности, теоретический анализ показывает [2], что обсуждаемая сетка должна иметь удельное сопротивление $\rho = (0.2 - 0.4)e^2/h$. На рис.2 представлены результаты измерения ρ в зависимости от затворного напряжения для целого набора различных образцов, изготовленных на основе квантовых ям толщиной 6.3 нм и 6.4 нм. Хорошо видно, что значения измеренных сопротивлений в максимуме $\rho(V_g)$, когда транспорт может идти только через топологическую сетку, неплохо укладываются в указанный диапазон. В представляемой работе также теоретически показано, что при транспорте через сетку топологических каналов эффект Холла должен быть подавлен, и эксперимент, также проведенный в данной работе, подтверждает сделанное предсказание.

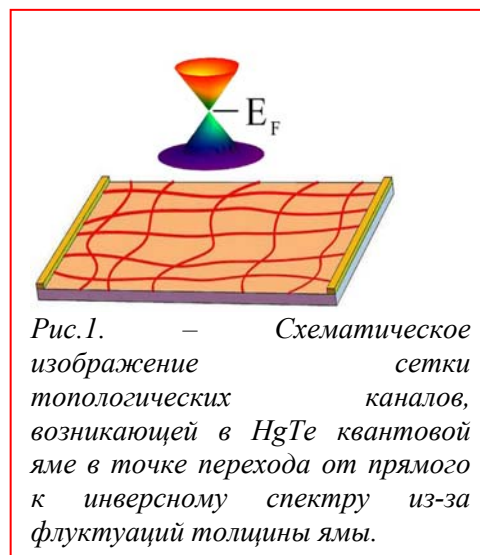


Рис.1. – Схематическое изображение сетки топологических каналов, возникающей в HgTe квантовой яме в точке перехода от прямого к инверсному спектру из-за флуктуаций толщины ямы.

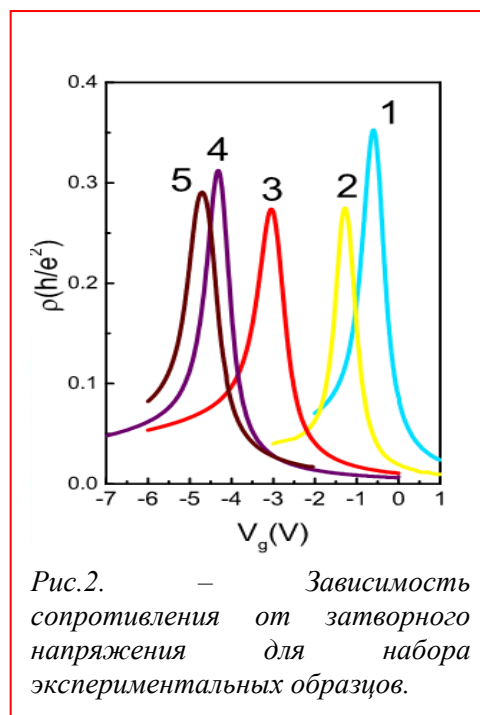


Рис.2. – Зависимость сопротивления от затворного напряжения для набора экспериментальных образцов.

[1] M. M. Mahmoodian and M. V. Entin., *Physica Status Solidi b* (2019).

[2] K. Kobayashi, T. Ohtsuki, H. Obuse, K. Slevin, *Phys.Rev. B* **82**, 165301 (2010).

Квантовый эффект Холла в трехмерном топологическом изоляторе на основе HgTe

Козлов Д.А.^{1,2}, Квон З.Д.^{1,2}, Михайлов Н.Н.¹, Дворецкий С.А.¹, Ziegler J.³, Weiss D.³

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

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

³ Institute of Experimental and Applied Physics, University of Regensburg, 93053, Regensburg, Germany.

DOI 10.34077/Semicond2019-478

Целочисленный квантовый эффект Холла (КЭХ) является одним из наиболее ярких явлений физики двумерных систем. В сильных магнитных полях и при низких температурах достаточно однородные системы демонстрируют универсальное поведение, а характерные магнитные поля и температуры, при которых начинают формироваться плато, являются уникальным отпечатком исследуемой системы. Несмотря на десятилетия экспериментальных и теоретических исследований по этому вопросу, до сих пор не существует универсальной модели, описывающей переход от классического к квантовому режиму проводимости. Ситуация становится еще более запутанной в условиях сосуществования нескольких групп носителей, например, двух подзон в широких квантовых ямах, или объемных и поверхностных носителей в трехмерных топологических изоляторах (3Д ТИ).

Данная работа посвящена экспериментальному изучению вопроса формирования КЭХ в 3Д ТИ на основе напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм. Особенность этой системы, по сравнению с другими 3Д ТИ, состоит в ее высоком качестве и относительно невысокой величине объемной щели (15 мэВ). Как следствие, с помощью затворного напряжения уровень Ферми можно помещать как в щель, так и в объемные зоны, поэтому поверхностные электроны могут сосуществовать с объемными электронами или дырками. Объемные носители характеризуются большими, по сравнению с поверхностными, эффективными массами, меньшими подвижностями и двукратным спиновым вырождением. Как следствие, формируемые этими носителями уровни Ландау разрешаются в большем магнитном поле, а наблюдаемые осцилляции полной проводимости и их переход в режим КЭХ обладают рядом нестандартных особенностей. На рис.1. представлена зависимость второй производной $d^2\sigma_{xx}(V_g, B)/dV_g^2$ от магнитного поля и затворного напряжения. На этом рисунке отчетливо наблюдается сложная

картина из нескольких вееров уровней Ландау, и в общем случае их описание теоретической моделью не представляется возможным. Однако, полный диапазон можно условно разделить на несколько областей, указанных цифрами, в которых поведение уровней Ландау и наблюдаемых зависимостей σ_{xx} и σ_{xy} можно описать упрощенными моделями. В частности, в областях 3-5 наблюдаемый узор описывается суммарной проводимостью от нескольких групп носителей, в

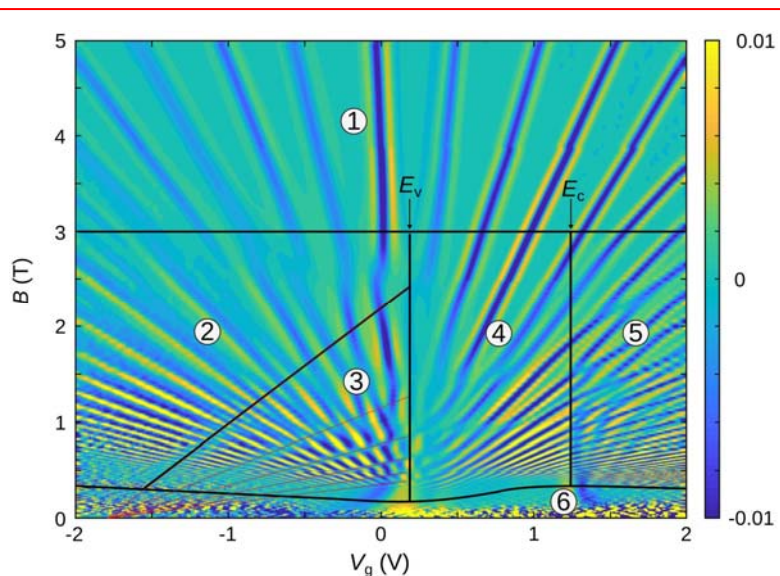


Рис.1. – Двухмерная карта проводимости $-d^2\sigma_{xx}(V_g, B)/dV_g^2$.

условиях, когда разрешенными оказываются уровни Ландау лишь от одной из этих групп.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 18-72-00189.

Демонстрация топологической защиты как фазово-когерентного явления

Петруша С.В.^{1,2}, Тихонов Е.С.^{1,2}, Квон З.Д.^{3,4}, Михайлов Н.Н.^{3,4}, Дворецкий С.А.³, Храпай В.С.^{1,2}

¹ *Institute of Solid State Physics, Russian Academy of Sciences, Chernogolovka 142432, Russia*

² *Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny 141700, Russia*

³ *Institute of Semiconductor Physics, Novosibirsk 630090, Russia*

⁴ *Novosibirsk State University, Novosibirsk 630090, Russia*

DOI 10.34077/Semicond2019-479

Одним из ключевых аспектов топологической зонной теории является предсказание существования геликальных поверхностных (в трехмерных системах) или краевых (в двумерных) состояний в топологических изоляторах (ТИ). Для таких электронных состояний предполагается топологическая защита относительно фазово-когерентного рассеяния назад. Данное предсказание имеет фундаментальное значение для краевых состояний в двумерных ТИ, так как наличие только некогерентного рассеяния назад предотвращает Андерсоновскую локализацию, неизбежную для обычных одномерных систем в пределе низкой температуры.

На сегодняшний день имеющиеся экспериментальные подтверждения существования топологической защиты остаются косвенными и неоднозначными. В то время, как нет сомнений в том, что в двумерных ТИ ток протекает по краю [1], сопротивление близкое к кванту $R_q = h/e^2$ наблюдается только для наиболее коротких образцов и с невысокой точностью [2][3]. При этом увеличение длины края приводит к линейному росту сопротивления, характерному для диффузионных проводников [4]. Отсутствие выраженной температурной зависимости, создает сложности в построении состоятельной модели сбоем фазы. Альтернативные к изучению сопротивления подходы, связанные с измерением дробового шума, не позволяют сделать однозначный вывод о природе краевого транспорта [5].

Данная работа [6] посвящена исследованию сопротивления образцов 14нм и 8.3нм квантовых ям HgTe с инвертированным спектром в магнитном поле. Изучались края длиной от ~1мкм до 30мкм, с сопротивлением (R) в нулевом магнитном поле (B) от R_q до $10R_q$. При низкой температуре T (<200 мК) и в малых полях B (~несколько десятков мТ), R резко возрастает до ~1 ГОм в случае квазибаллистических и 10 ГОм для резистивных краев, при этом электронный транспорт остается краевым. В магнитном поле температурная зависимость $R(T)$ имеет активационный характер. Величина энергии активации достигает нескольких десятков мкэВ, зависит от ширины квантовой ямы, поля и длины края и не имеет очевидной связи с одночастичным спектром. При этом в затворной характеристике наблюдаются значительные флуктуации во всем режиме двумерного ТИ, сопровождающиеся сильно нелинейными вольт-амперными характеристиками.

Таким образом, наш эксперимент демонстрирует Андерсоновскую локализацию геликальных краевых состояний, наступающую в конечном магнитном поле. Напротив, отсутствие локализации в нулевом поле является результатом топологической защиты краевых состояний от когерентного рассеяния назад при наличии симметрии по отношению к обращению времени. Мы полагаем, что этот результат крайне важен для всей физики ТИ, так как является первой прямой демонстрацией топологической защиты в двумерных ТИ как фазово-когерентного феномена.

[1] Roth, A. et al., *Science*, **325**, 294 (2009)

[2] Koenig, M. et al., *Science* **318**, 766 (2007)

[3] Olshanetsky, E. B. et al., *Physical Review Letters*, **114**, 126802 (2015)

[4] G.M. Gusev, Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky et al., *Physical Review B*, **89**, 125305 (2014)

[5] S.U. Piaturusha, V.S. Khrapai, Z.D. Kvon et al., *Physical Review B*, **96**, 245417 (2017)

[6] S.U. Piaturusha, E.S. Tikhonov, Z.D. Kvon et al., *arXiv:1902.09807* (2019)

Взаимодействие электронов в краевых состояниях с немагнитными дефектами в 2D топологических изоляторах

Сабликов В.А., Суханов А.А.

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 141190, Московская обл., Фрязино, пл. Б.А. Введенского, 1

DOI 10.34077/Semicond2019-480

В докладе изучаются взаимодействия электронов в краевых состояниях в двумерном топологическом изоляторе с немагнитными дефектами, расположенными недалеко от границы, при наличии спин-орбитального взаимодействия. Такая ситуация реализуется, по-видимому, во многих экспериментах, и часто привлекается для объяснения наблюдаемых особенностей электронного транспорта. В этих условиях важны два обстоятельства: взаимодействие краевых состояний с дефектом и взаимодействие между электронами, – изучение которых сильно осложняется присутствием спин-орбитального взаимодействия, необходимого для процессов рассеяния назад электронов в краевых состояниях. Мы предлагаем модель, позволяющую описать электронные состояния и рассеяние в этом случае. Ключевым моментом является определение одночастичных краевых состояний, связанных с дефектом [1], которые далее используются для построения двухчастичных состояний и изучения процессов рассеяния. Такие состояния формируются в результате гибридизации краевых состояний с локализованными состояниями на дефекте. Они образуют крамеровскую пару и имеют сложную электронную структуру вблизи дефекта, возникновение которой связано с тем, что спиновая и псевдоспиновая структура краевых и локализованных состояний сильно различаются. Локальная плотность краевых состояний, связанных с дефектом, имеет резкий максимум, положение которого смещено относительно уровня изолированного дефекта, а ширина определяется расстоянием от дефекта до края. Важно, что благодаря спин-орбитальному взаимодействию вблизи дефекта образуются «облака» электронной плотности, которые формируются краевыми состояниями, бегущими как вправо, так и влево. Эти облака оказывают существенное влияние на взаимодействие между электронами, особенно когда энергия состояний лежит вблизи резонанса, так как спиновая и псевдоспиновая структура состояний в топологической фазе, как известно [2], в значительной мере определяет величину прямого и обменного взаимодействий. В работе проанализированы процессы рассеяния на дефекте двух взаимодействующих электронов для разных комбинаций спиновых состояний сталкивающихся частиц в соответствии с общей теорией рассеяния одинаковых частиц, позволяющий учесть обменное взаимодействие между ними.

Исследование поддержано Российским научным фондом (проект № 16-12-10335).

[1] *V.A. Sablikov, A.A. Sukhanov, Phys. Rev. B, 91, 075412 (2015).*

[2] *V.A. Sablikov, A.A. Sukhanov, Phys. Rev. B, 98, 115423 (2018).*

Энергетическая структура поверхностных состояний топологического изолятора Bi_2Se_3 вблизи ступеней поверхности

Федотов Н.И., Зайцев-Зотов С.В.

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая 11, корп.7

DOI 10.34077/Semicond2019-481

Топологические изоляторы характеризуются наличием топологически защищенных поверхностных состояний на фоне объемной запрещенной зоны. В случае топологического изолятора Bi_2Se_3 эти поверхностные состояния образуют в обратном пространстве перекрывающийся энергетическую щель объема конус, вершина которого называется точкой Дирака.

Безмассовые дираковские электроны обладают рядом экзотических свойств. Например, они могут проходить без отражения через потенциальную ступеньку (клеиновское туннелирование), что приводит к невозможности ограничения безмассовых электронов в одномерном случае с помощью одного лишь электрического поля. В этом контексте интерес представляет изучение топологически защищенных поверхностных состояний вблизи протяженных дефектов, в частности ступеней, неизбежно присутствующих на поверхности топологического изолятора.

В результате исследований поверхности топологического изолятора Bi_2Se_3 методами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии обнаружено наличие изгиба зон вблизи ступеней поверхности, что означает формирование потенциальной ямы для электронов с характерными значениями глубины и ширины ~ 0.1 эВ и ~ 10 нм. При этом величина нормированной дифференциальной туннельной проводимости dI/dV в точке Дирака растет при приближении к краю ступени [1]. Эти результаты намекают на существование краевых состояний вблизи ступеней. Однако анализ влияния изгиба зон на туннельные спектры с помощью модели планарного туннельного контакта в рамках квазиклассического приближения показал, что при учете зависимости прозрачности туннельного барьера от приложенного напряжения изгиб зон приводит не только к сдвигу кривой дифференциальной туннельной проводимости, но и к появлению поправки к dI/dV [2]. Таким образом, рост дифференциальной туннельной проводимости сам по себе не является доказательством наличия краевых состояний. Детальное исследование формы туннельных спектров, подкрепленное численным моделированием на основе двумерного дираковского гамильтониана, показало, что, действительно, в потенциальных ямах вблизи ступеней формируются связанные одномерные состояния двумерных дираковских электронов [3]. Кроме того, моделирование состояний дираковских электронов вблизи ступеней поверхности и боковых граней в трехмерном случае в рамках эффективного континуального гамильтониана показало, что наличия ступеней недостаточно для появления краевых состояний, в то время как различие работ выхода на разных гранях приводит к образованию связанных на этих гранях состояний [4].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-12-10335.

[1] N.I. Fedotov, S.V. Zaitsev-Zotov, *Phys. Rev. B*, **95**, 155403 (2017).

[2] N.I. Fedotov, S.V. Zaitsev-Zotov, *JETP Letters*, **104**, 800 (2016).

[3] N Fedotov, S Zaitsev-Zotov, *physica status solidi (RRL)–Rapid Research Letters* (2019)

<https://doi.org/10.1002/pssr.201800617>

[4] NI Fedotov, SV Zaitsev-Zotov, *Journal of Physics: Condensed Matter* **30** (48), 485301 (2018).

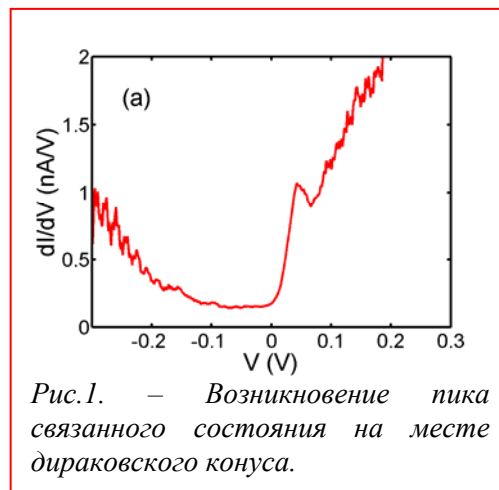


Рис.1. – Возникновение пика связанного состояния на месте дираковского конуса.

Магнитоиндуцированные фотогальванические эффекты в напряженных пленках HgTe

Будкин Г.В.¹, Candussio S.², Otteneder M.², Козлов Д.А.³, Дмитриев И.А.^{1,2}, Бельков В.В.²,
Тарасенко С.А.¹, Квон З.Д.³, Михайлов Н.Н.³, Дворецкий С.А.³, Ганичев С.Д.²

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

² University of Regensburg, 93040, Regensburg, Germany

³ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, 630090, Новосибирск

DOI 10.34077/Semicond2019-482

Обнаружены и исследованы экспериментально и теоретически фотогальванические эффекты на поверхностных состояниях трехмерных топологических изоляторов на основе пленок HgTe. Продемонстрировано, что во внешнем магнитном поле возбуждение поверхностных носителей заряда терагерцовым излучением приводит к генерации фототока.

Фотогальванические эффекты изучены в (013)-ориентированных пленках HgTe толщиной 80 нм и 200 нм, выращенных с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии. Напряженные пленки на основе HgTe обладают инвертированной зонной структурой и являются трехмерными топологическими изоляторами с проводящими поверхностными состояниями. Поверхностные состояния на каждой из границ пленки не вырождены по спину и характеризуются жесткой связью между ориентацией спина и направлением импульса. Низкая симметрия (013)-ориентированных пленок позволила изучать фотогальванические эффекты в геометрии нормального падения излучения и нормального магнитного поля. В экспериментальных зависимостях фототока от магнитного поля наблюдаются два близко расположенных резонанса, которые соответствуют циклотронным резонансам на двух поверхностях пленки. Циклотронные массы, равные приблизительно $0.03 \cdot m_0$ и $0.04 \cdot m_0$, полученные из положений резонансов, хорошо согласуются со значениями, рассчитанными в рамках многозонной $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -модели. Показано, что хотя толщина 200 нм пленок немного больше, чем предполагаемая критическая толщина релаксации напряженного кристалла, в них также присутствуют поверхностные состояния с характеристиками, подобными топологическим состояниям напряженных 80 нм пленок.

Разработана теория поверхностного фотогальванического эффекта, обусловленного генерацией тока в процессе энергетической релаксации фотовозбужденных носителей на фононах. Фототок связан с асимметрией электрон-фононного рассеяния в импульсном пространстве, индуцированной приложенным магнитным полем. В изучаемых толстых пленках толщина проводящих каналов на обеих поверхностях пленки значительно меньше толщины пленки. Таким образом, связь между поверхностными состояниями пренебрежимо мала, что позволяет рассматривать их независимо. В условиях непрямой оптической накачки электроны поглощают энергию электромагнитного поля, нагреваются и передают ее решетке за счет испускания фононов. В присутствии магнитного поля такой процесс релаксации энергии поверхностных носителей заряда приводит к возникновению тока, микроскопически это обусловлено линейной по магнитному полю добавкой в матричный элемент электрон-фононного взаимодействия. В условиях, когда частота излучения совпадает с циклотронной частотой, поглощение излучения поверхностными носителями заряда резонансно усиливается, что, в свою очередь, и приводит к многократному увеличению фототока. Из-за неэквивалентности нижней и верхней границы пленки HgTe резонансы в зависимости фототока возникают при двух разных магнитных полях.

[1] K.-M. Dantscher, D. A. Kozlov, P. Olbrich, et al, *Phys. Rev. B* **92**, 165314 (2015)

[2] S. Candussio, G.V. Budkin, M. Otteneder et al., *arXiv:1902.02972*

Наблюдение сверхпроводимости в дираковском полуметалле Cd_3As_2

Аронзон Б.А.¹, Давыдов А.Б.¹, Овешников Л.Н.¹, Моргун Л.А.¹, Кугель К.И.²,
Захвалинский В.С.³, Пилюк Е.А.³, Кочура А.В.⁴, Пудалов В.М.¹

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия

² Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики РАН, Москва 125412, Россия

³ Белгородский Государственный Национальный Исследовательский Университет, Белгород 308015, Россия

⁴ Юго-западный государственный университет, Курск 305040, Россия

DOI 10.34077/Semicond2019-483

Наше сообщение посвящено первому экспериментальному наблюдению сверхпроводимости в дираковском полуметалле Cd_3As_2 в тонких пленках без приложения внешнего давления [1], ранее наблюдалась сверхпроводимость в условиях приложения 13 ГПа. Пленки были выращены методом магнетронного распыления и отвечают поликристаллическому однородному распределению элементов Cd и As, чье соотношение согласуется с стехиометрическим соотношением Cd_3As_2 , отличие составляет не более 2%. Последнее подтверждается исследованиями рентгеновской дифракции, который показали полное соответствие Cd_3As_2 , и рамановскими спектрами, в которых наблюдаются два ярких пика полностью соответствующих положению пиков Cd_3As_2 . Специальные исследования показали отсутствие Cd в элементарном виде в веществе пленки. Формирование сверхпроводящей фазы в исследованных пленках подтверждается характерным поведением температурной и магнитопольевой зависимости сопротивления, представленной на Рис. 1, а также зависимостью $dV - dI$ характеристик, которые демонстрируют плато в районе нулевого сопротивления. Графики $H_c - T_c$ отвечают линейному поведению в промежуточном интервале температур, подобно объемным кристаллам Cd_3As_2 и Bi_2Se_3 при приложении давления (13 ГПа), что указывает на нетривиальное спаривание в исследованных пленках.

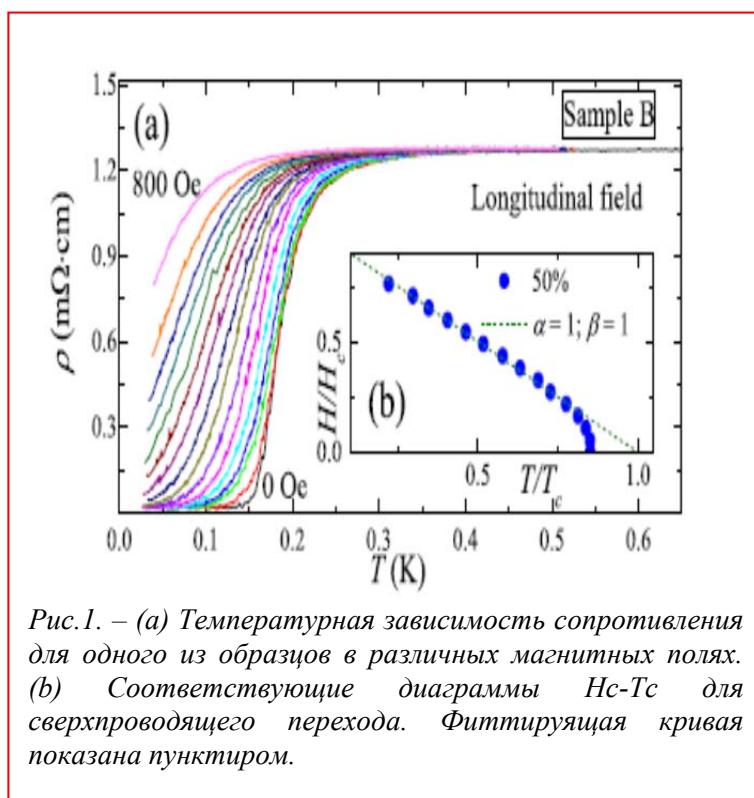


Рис.1. – (a) Температурная зависимость сопротивления для одного из образцов в различных магнитных полях. (b) Соответствующие диаграммы $H_c - T_c$ для сверхпроводящего перехода. Фиттирующая кривая показана пунктиром.

Таким образом, можно утверждать, что в тонких пленках дираковского полуметалла Cd_3As_2 в отсутствии внешнего избыточного давления доказано наличие сверхпроводимости.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФ 17-12 01345.

[1] A.V. Suslov et al., Phys. Rev.B. **99**, 094512 (2019)

Фотогальванический эффект в киральных краевых каналах

Дурнев М.В.¹, Тарасенко С.А.¹, Планк Х.², Кандуссио С.², Пернул Дж.², Дантчер К.-М.²,
Мёнш Э.², Санднер А.², Эромс Дж.², Вайс Д.², Бельков В.В.¹, Ганичев С.Д.²

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

² Университет Регенсбурга, 93053, Регенсбург, Германия

DOI 10.34077/Semicond2019-484

На краях двумерных проводящих систем, помещенных в сильное магнитное поле, когда выполнены условия квантового эффекта Холла, формируются одномерные электронные каналы, направление движения в которых определяется направлением приложенного магнитного поля. В таких киральных каналах носитель заряда движется баллистически, что приводит к квантованию поперечной проводимости системы.

В работе представлена теоретическая модель возникновения постоянного тока при освещении киральных краевых каналов электромагнитной волной. В рамках модели падающее излучение с частотой, меньшей циклотронной, приводит к непрямым оптическим переходам внутри кирального канала. В результате формируются неравновесные электроны и дырки, которые за счёт дисперсии скорости в киральном канале приводят к возникновению диссипативного вклада в краевой фототок, который может быть измерен экспериментально. Модель предсказывает ряд особенностей поведения такого краевого фототока по сравнению с фототоком, возникающим в слабых магнитных полях: в частности, направление фототока определяется направлением магнитного поля и не зависит от типа проводимости (электронной или дырочной) в системе [1]. Изменение поляризации излучения приводит лишь к изменению величины фототока, оставляя неизменным его направление.

В работе также представлены экспериментальные данные по краевому фототоку, возникающему при освещении краёв графена, находящегося в режиме квантового Холла, терагерцовым излучением [1]. Наблюдаемый фототок течёт в противоположных направлениях на противоположных краях образца, и в соответствие с предсказаниями модели, направление тока не меняется при переходе от электронной проводимости к дырочной (который осуществляется с помощью изменения напряжения на затворе образца), но меняется при смене знака магнитного поля. В работе разработана количественная теория краевого фототока, возникающего в киральных каналах в графене, выполнены расчеты величины фототока в зависимости от положения уровня Ферми, частоты и поляризации падающего излучения. Сравнение с экспериментальными данными позволило извлечь время энергетической релаксации носителей заряда в киральных каналах в графене.

[1] H. Plank, M. V. Durnev, S. Candussio et al., *2D Materials* 6, 011002 (2019).

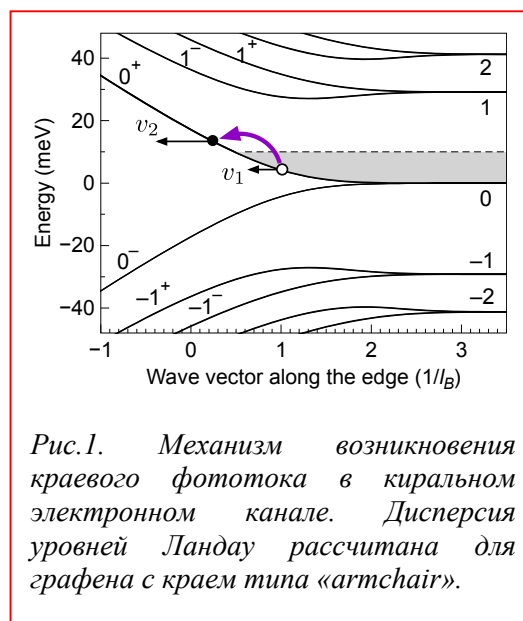


Рис.1. Механизм возникновения краевого фототока в киральном электронном канале. Дисперсия уровней Ландау рассчитана для графена с краем типа «armchair».

Зеемановское и спин-орбитальное расщепления в квантовых ямах HgTe. Роль асимметрии интерфейсов

Миньков Г.М.^{1,2}, Рут О.Э.¹, Шерстобитов А.А.^{1,2}, Алёшкин В.Я.³, Михайлов Н.Н.^{4,5},
Дворецкий С.А.^{4,5}

¹ Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

² ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18

³ Институт Физики микроструктур РАН, 603087, Нижний Новгород, ул. Академическая, 7

⁴ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

⁵ Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-485

Спин-зависимые эффекты в транспортных, туннельных, оптических явлениях интересны и важны не только для интерпретации наблюдаемых зависимостей, но и для возможных практических применений. В первую очередь эти эффекты определяются эффективным g -фактором и его анизотропией, а так же спин-орбитальным взаимодействием. Результаты экспериментальных исследований этих эффектов в квантовых ямах на основе бесщелевого полупроводника HgTe к настоящему времени фрагментарны.

В настоящей работе величина и анизотропия g -фактора определялись из анализа зависимостей амплитуды осцилляций Шубникова-де Газа в малых наклонных магнитных полях. Использовались две конфигурации оси вращения относительно магнитного поля: 1) ось вращения лежит в плоскости квантовой ямы и перпендикулярна магнитному полю; 2) ось вращения параллельна нормали квантовой ямы и наклонена относительно магнитного поля на некоторый угол. Исследовались структуры с «нормальным» ($d=4.6$ nm) и «инвертированным» ($d=10$ nm) спектрами, выращенные на подложках с ориентацией (013). Совместный анализ полученных результатов позволил определить величину поперечного g -фактора и зависимость in-plane g -фактора от ориентации in-plane магнитного поля относительно кристаллографических осей. Показано, что в структурах с «инвертированным» спектром анизотропия in-plane g -фактора очень велика: $g_{[0\ 3\ -1]}$ практически равна нулю. В структурах с «нормальным» спектром анизотропия in-plane g -фактора значительно меньше.

Измерения зависимостей биений осцилляций Шубникова де Газа в магнитном поле для различных концентраций электронов, при увеличении напряжения затвора, позволили определить величину спин-орбитального расщепления и его зависимость от концентрации электронов. Такие измерения были проведены в структурах с шириной квантовой ямы от 8.3 до 20 nm. Сопоставление полученных результатов с теоретическими расчетами показывает, что основной вклад в спин-орбитальное расщепление определяется эффектом Бычкова-Рашбы. Вклад асимметрии гетерограниц составляет величину менее 20%.

Работа выполнена при поддержке РФФИ 18-02-00050, в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема «Электрон», № АААА-А18-118020190098-5) и Программы повышения конкурентоспособности УрФУ (соглашение № 02. А03.21.0006).

Электропроводность новых антиферромагнитных топологических изоляторов $\text{MnBi}_6\text{Te}_{10}$ и $\text{MnBi}_8\text{Te}_{13}$

Абдуллаев Н.А.¹, Алиев З.С.^{1,2}, Амирасланов И.Р.¹, Алигулиева Х.В.^{1,3}, Шикин А.М.⁴,
Зверев В.Н.⁵, Мамедов Н.Т.¹, Чулков Е.В.^{4,6}

¹ Институт физики НАНА, Баку, Азербайджан

² Азербайджанский государственный университет нефти и промышленности, Баку, Азербайджан

³ Сумгаитский государственный университет, Сумгаит, Азербайджан

⁴ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

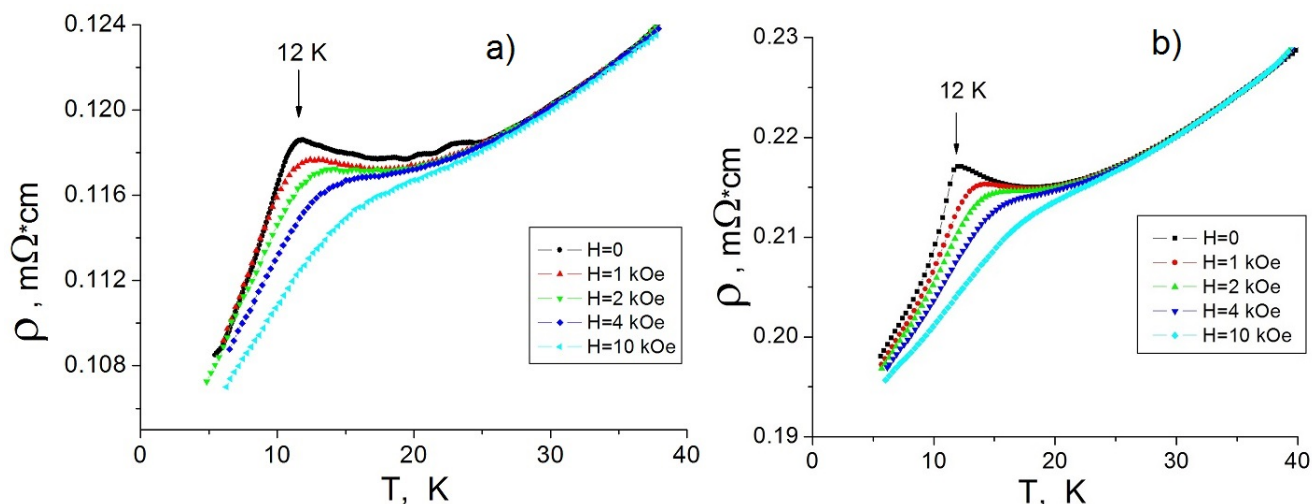
⁵ Институт физики твёрдого тела РАН, Черноголовка, Россия

⁶ Donostia International Physics Center (DIPC), San Sebastián, Spain

DOI 10.34077/Semicond2019-486

Получен целый ряд монокристаллов новых полупроводниковых антиферромагнитных топологических изоляторов системы $(\text{MnTe}) \cdot n(\text{Bi}_2\text{Te}_3)$ [1]. Соединения $\text{MnBi}_6\text{Te}_{10}$ и $\text{MnBi}_8\text{Te}_{13}$ кристаллизуются в слоистую структуру и представляют собой чередующиеся слои – квинтеты из 5-ти моноатомных плоскостей (Te-Bi-Te-Bi-Te), как у Bi_2Te_3 , и септеты из 7-ми моноатомных плоскостей MnBi_2Te_4 (Te-Bi-Te-Mn-Te-Bi-Te). В случае $\text{MnBi}_6\text{Te}_{10}$ это чередование слоёв -5-5-7-, а в случае $\text{MnBi}_8\text{Te}_{13}$ -5-5-5-7-.

Полученные соединения изучены методами рентгеновской дифракции и конфокальной рамановской спектроскопии. Проведены электрические и гальваномагнитные исследования (эффект Холла и магнитосопротивление). Температурная зависимость удельного сопротивления $\rho(T)$ имеет “металлический” ход, как и у Bi_2Te_3 , однако при низких температурах наблюдается особенность, обусловленная фазовым переходом парамагнетик-антиферромагнетик. Т.н. температура Нееля оказалась равной 12К, как для монокристаллов $\text{MnBi}_6\text{Te}_{10}$ (рис. а), так и для $\text{MnBi}_8\text{Te}_{13}$ (рис. б). Изучено влияние внешних магнитных полей (1; 2; 4 и 10 кЭ) на температурную зависимость удельного сопротивления (рис. а и б). Выявлено, что при полях выше 10 кЭ особенность в $\rho(T)$ практически исчезает.



Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской республики (гранты № EIF-BGM-4-RFTF-1/2017-21/04/1 и № EIF/MQM/Elm-Tehsil-1-2016-1(26)-71/16/1) и гранта РФФИ № 18-52-06009.

[1] Z.S. Aliev, I.R. Amiraslanov, D.I. Nasonova, A.V. Shevelkov, N.A. Abdullayev, Z.A. Jahangirli, E.N. Orujlu, M.M. Otrokov, N.T.Mamedov, M.B. Babanly, E.V. Chulkov, *Journal of Alloys and Compounds*, **789**, 443 (2019).

Перенос заряда в новых антиферромагнитных топологических изоляторах MnBi_4Te_7

Абдуллаев Н.А.¹, Алиев З.С.^{1,2}, Амирасланов И.Р.¹, Алигулиева Х.В.^{1,3}, Шикин А.М.⁴,
Зверев В.Н.⁵, Мамедов Н.Т.¹, Чулков Е.В.^{4,6}

¹ Институт физики НАНА, Баку, Азербайджан

² Азербайджанский государственный университет нефти и промышленности, Баку, Азербайджан

³ Сумгаитский государственный университет, Сумгаит, Азербайджан

⁴ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

⁵ Институт физики твёрдого тела РАН, Черноголовка, Россия

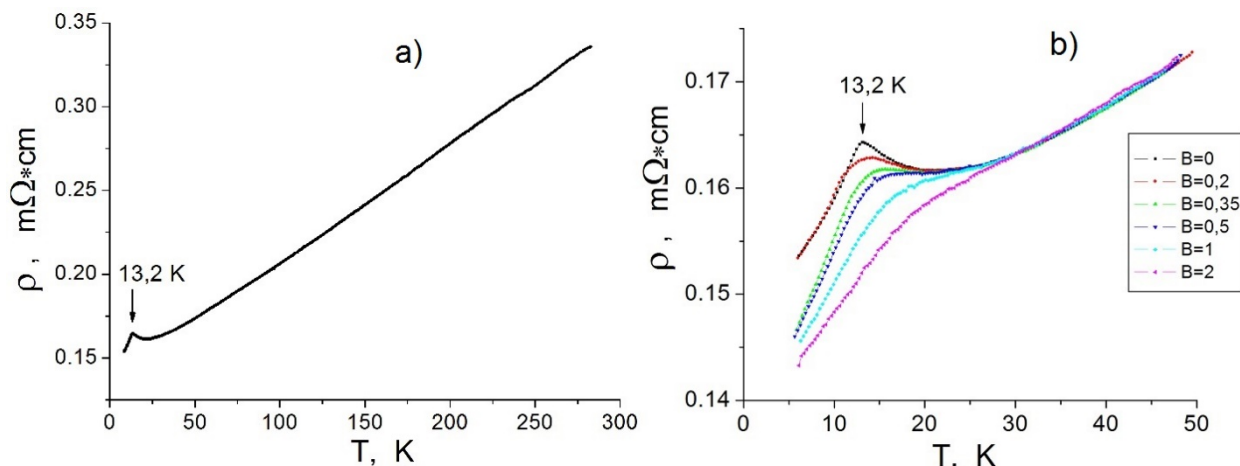
⁶ Donostia International Physics Center (DIPC), San Sebastián, Spain

DOI 10.34077/Semicond2019-487

Впервые получены монокристаллы новых полупроводниковых антиферромагнитных топологических изоляторов MnBi_4Te_7 [1]. Соединение MnBi_4Te_7 кристаллизуются в слоистую структуру с пространственной группой симметрии $P-3m1$. Слоистая структура представляет собой чередующиеся слои - квинтеты (Te-Bi-Te-Bi-Te), как и у Bi_2Te_3 , и септеты MnBi_2Te_4 (Te-Bi-Te-Mn-Te-Bi-Te).

Полученное соединение исследовано методами рентгеновской дифракции и конфокальной рамановской спектроскопии. Проведены электрические и гальваномагнитные исследования (эффект Холла и магнитосопротивление). Температурная зависимость удельного сопротивления $\rho(T)$ имеет “металлический” ход, как и у Bi_2Te_3 , однако при низких температурах наблюдается особенность (рис. а), обусловленная фазовым переходом парамагнетик-антиферромагнетик, т.н. температура Нееля оказалась равной 13,2К.

Изучено влияние внешних магнитных полей (0,2; 0,35; 0,5; 1 и 2 Т) на температурную зависимость удельного сопротивления (рис. б). Выявлено, что при полях выше 2 Т особенность в $\rho(T)$ практически исчезает.



Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской республики (гранты № EIF-BGM-4-RFTF-1/2017-21/04/1 и № EIF/MQM/Elm-Tehsil-1-2016-1(26)-71/16/1) и гранта РФФИ № 18-52-06009.

[1] Z.S. Aliev, I.R. Amiraslanov, D.I. Nasonova, A.V. Shevelkov, N.A. Abdullayev, Z.A. Jahangirli, E.N. Orujlu, M.M. Otrikov, N.T.Mamedov, M.B. Babanly, E.V. Chulkov, *Journal of Alloys and Compounds*, **789**, 443 (2019).

Квантовые поправки в 3D дираковском полуметалле $Cd_{3-x}Mn_xAs_2$ Мехия А.Б.¹, Казаков А.А.¹, Аронзон Б.А.¹, Овешников Л.Н.¹, Давыдов А.Б.¹, Риль А.И.², Маренкин С.Ф.²¹ Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Москва 119333, Россия² Институт общей и неорганической химии имени Н.С. Курнакова РАН, Москва 119071, Россия

DOI 10.34077/Semicond2019-488

В данной работе изучаются пленки твердых растворов на основе дираковского полуметалла (ДП) $Cd_{3-x}Mn_xAs_2$ с $x = 0, 0.05, 0.1$. В энергетическом спектре Cd_3As_2 присутствуют дираковский конус, который обладает линейным законом дисперсии. При добавлении магнитной примеси возможно открытие обменной щели в дираковских точках, что даёт возможность управлять шириной запрещённой зоны в топологических системах.

Данный материал является трехмерным кристаллом и по своим свойствам сравним с графеном, поскольку электроны в нем ведут себя как безмассовые частицы. Исследуемые пленки были синтезированы методом вакуумно-термического напыления на подложках из ситалла. При измерении температурной зависимости в диапазоне от 300К до 4К было обнаружено, что на протяжении всего диапазона, характер температурной зависимости остаётся полупроводниковым. Для определения параметров образцов снималась зависимость продольного и холловского сопротивления в малых полях (до 2Т), перпендикулярных плоскости образца.

При прохождении замкнутого контура квантовомеханическая система испытывает адиабатическое возмущение и появляется набег фазы, называемой фазой Берри. В топологических полуметаллах поверхностные состояния в дираковском конусе имеют нетривиальную фазу Берри π , в тривиальном состоянии фаза Берри равна нулю. Это приводит к появлению антилокализации. Наличие антилокализации свидетельствует о присутствии фазы топологического полуметалла (рис. 1). С

увеличением доли Mn, антилокализационная поправка исчезает, и наблюдается слабая локализация. Это позволяет предположить, что образец $Cd_{2.9}Mn_{0.1}As_2$ (рис. 2) не является дираковским полуметаллом, так как в нём наблюдается слабая локализация.

Нетривиальная фазы Берри разрушает слабую локализация в ДП, что позволяет предположить о наличии перехода от ДП к полупроводнику, при достижении концентрации Mn порядка 7-8%.

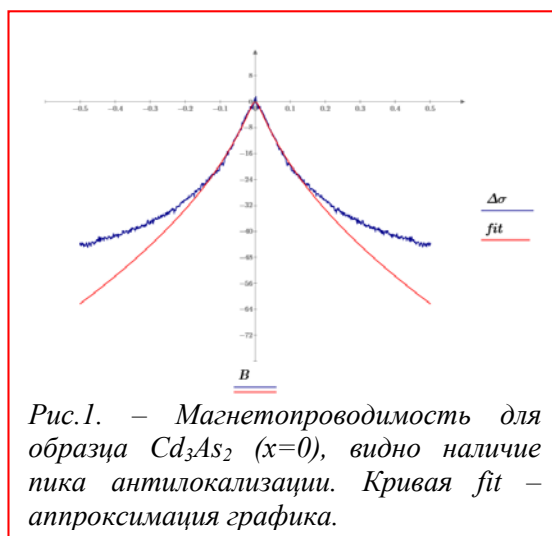


Рис.1. – Магнетопроводимость для образца Cd_3As_2 ($x=0$), видно наличие пика антилокализации. Кривая fit – аппроксимация графика.

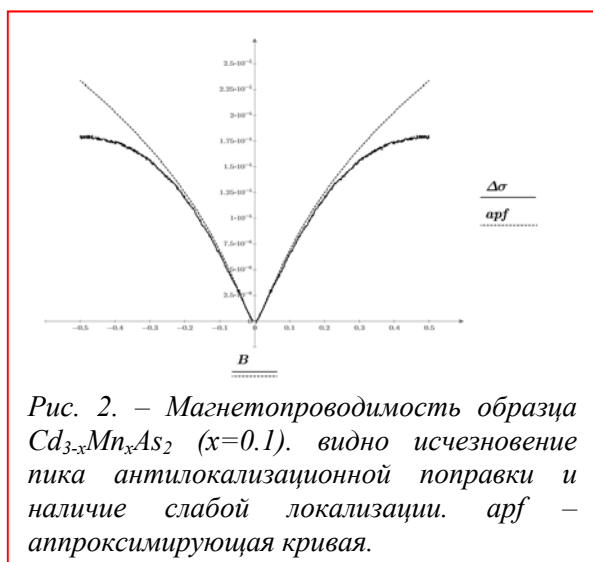


Рис. 2. – Магнетопроводимость образца $Cd_{3-x}Mn_xAs_2$ ($x=0.1$). видно исчезновение пика антилокализационной поправки и наличие слабой локализации. *arf* – аппроксимирующая кривая.

Подавление Оже-рекомбинации в полуметаллах Вейля

Афанасьев А.Н.^{1,2}, Грешнов А.А.^{1,2}, Свинцов Д.А.²

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

² Московский физико-технический институт, 141701, Долгопрудный, пер. Институтский, 9

DOI 10.34077/Semicond2019-489

Стремительный рост скорости процессов Оже-рекомбинации (ОР) при уменьшении ширины запрещенной зоны, присущий традиционным полупроводниковым материалам, является одним из главных препятствий для создания лазеров инфракрасного и терагерцового диапазона. Естественно, что наиболее остро проблема ОР встает в случае отсутствия энергетической щели как таковой. Однако, в недавно открытых материалах с ультрарелятивистским законом дисперсии носителей - полуметаллах Вейля (ПМВ) [1] - ОР может быть сильно (на несколько порядков) подавлена [2].

В случае строго изотропного закона дисперсии или наличия единственной точки Вейля во всей зоне Бриллюэна процесс ОР оказывается запрещенным законами сохранения, а его интенсивность в пределе малого дополнительного рассеяния стремится к нулю (в отличие от графена [3]). Однако, во всех экспериментально открытых и предсказанных ПМВ имеется как минимум одна группа вейлевских точек (в "семействе" TaAs - две, W_1 и W_2 , содержащие совместно 24 точки Вейля). Энергетический спектр является анизотропным из-за низкосимметричного положения точек Вейля, причем ориентация главных осей в каждой точке - своя. В меру различия законов дисперсии носителей $E(\mathbf{k})$ между различными точками Вейля (относительно единой системы координат волнового вектора) ОР в реальных ПМВ становится возможной, причем, в зависимости от того, идут ли обе "половинки" процесса в долинах одной группы или разных, соответствующие процессы можно разделить на внутригрупповые и межгрупповые (Рис. 1(a)).

Дополнительным источником подавления ОР в ПМВ служит сильное экранирование свободными носителями, в меру большого числа точек Вейля и, как правило, несобственного характера равновесного заполнения одной из групп. Интересной особенностью ОР в ПМВ является *невзаимность* межгрупповых процессов. Например, для случая изотропной дисперсии в группах W_1 и W_2 при соотношении между вейлевскими скоростями $v_2 < v_1$ точки W_1 геометрически защищены от межгруппового канала рекомбинации [2].

Для количественного описания ОР в ПМВ мы использовали метод Зипа-Мокера [4], в рамках которого свели выражения для темпа ОР к произведению геометрического и статистического факторов. Проведенные расчеты показали возможность практического формирования долгоживущей межзонной инверсии населенностей в геометрически защищенной группе W_1 ПМВ типа TaAs (Рис. 1(б)). Показано, что время релаксации долгоживущей части распределения может достигать нескольких наносекунд, что дает надежду на возможность реализации терагерцового лазера на ПМВ.

[1] N.P. Armitage et al., *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015001 (2018).

[2] A.N. Afanasiev, A.A. Greshnov, D. Svintsov, *Phys. Rev. B* **99**, 115202 (2019).

[3] G. Alymov et al., *Phys. Rev. B* **97**, 205411 (2018).

[4] O. Ziep and M. Mocker, *Phys. Status Solidi B* **98**, 133 (1980).

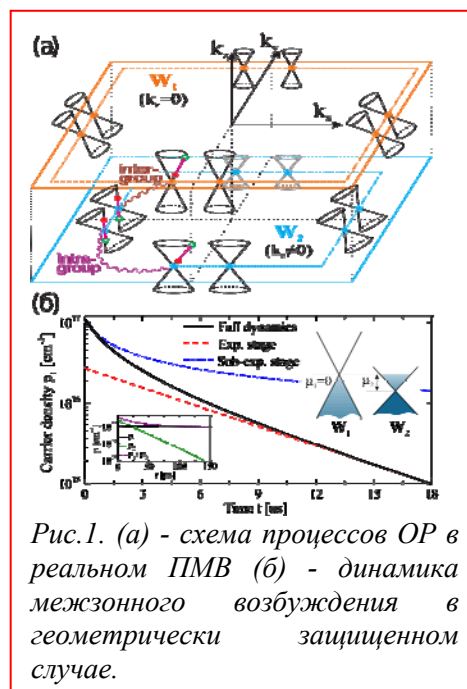


Рис.1. (а) - схема процессов ОР в реальном ПМВ (б) - динамика межзонного возбуждения в геометрически защищенном случае.

Теория емкости двумерного неупорядоченного топологического изолятора

Брагинский Л.С.^{1,2}, Энтин М.В.^{1,2}

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

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

DOI 10.34077/Semicond2019-490

Теоретически изучается емкость двумерного топологического изолятора HgTe с толщиной \bar{h} , близкой к критической h_c , соответствующей инверсии зон. Неизбежные флуктуации толщины слоя $h(\mathbf{r})$, ($\mathbf{r} = (x, y)$, двумерная координата вдоль слоя) приводят к разбиению образца на области с $\Delta(\mathbf{r}) > 0$ (обычный изолятор, ОИ) и $\Delta(\mathbf{r}) < 0$ (топологический изолятор, ТИ), на границе которых образуется сетка краевых состояний с энергиями, перекрывающими запрещенную зону однородного ТИ. Рассмотрение основывается на гамильтониане Волкова-Панкратова [1-4] со случайной щелью $\Delta(\mathbf{r}) = -\kappa(h(\mathbf{r}) - h_c)$.

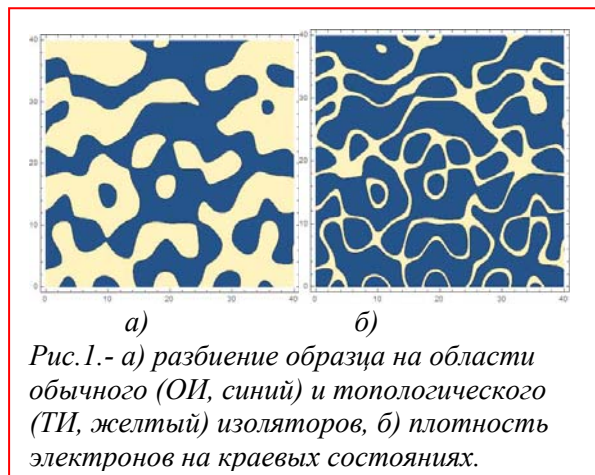


Рис.1.- а) разбиение образца на области обычного (ОИ, синий) и топологического (ТИ, желтый) изоляторов, б) плотность электронов на краевых состояниях.

Линейность спектра краевых состояний приводит к постоянной плотности состояний в запрещенной зоне. В пренебрежении межэлектронным взаимодействием и квантованием электронов на краевых состояниях это определяет квантовую емкость $C_Q = e^2 \Pi / \pi \hbar a v$ (здесь a - характерный двумерный масштаб флуктуаций толщины, v - скорость электрона на краевом состоянии), пропорциональную общему периметру Π линии уровня $\Delta(\mathbf{r}) = 0$. Величина Π найдена из перколяционных соображений.

Показано, что воздействие внешнего потенциала распространяется на все носители, принадлежащие данному краевому состоянию. Вычислена нелокальная емкость, связанная с переносом вызванного потенциалом изменения электронной плотности на расстояние порядка корреляционного радиуса краевых состояний. Показано, что в системе без полевого электрода потенциал от точечного источника заряда имеет степенную зависимость от расстояния до источника $r \gg a$, но меньшем корреляционного радиуса.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 17-02-00837).

[1] Б.А. Волков, О.А. Панкратов, Письма в ЖЭТФ, **42**, 145(1985)

[2] M.V. Entin, M.M. Mahmoodian, L.I. Magarill, Europhys. Lett. **118**, 57002 (2017).

[3] M.M. Mahmoodian, L.I. Magarill, M.V. Entin, J. Phys.: Condens. Matter **29**, 435303 (2017).

[4] M.V. Entin and L.S. Braginsky Phys. Rev. B, **96**, art. no. 115403 (2017).

Квантовый эффект Холла в объемном HgTe

Васильев Н.Н.^{1,2}, Савченко М.Л.^{1,2}, Козлов Д.А.^{1,2}, Квон З.Д.^{1,2}, Михайлов Н.Н.¹,
Дворецкий С.А.¹

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

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

DOI 10.34077/Semicond2019-491

Трехмерные топологические изоляторы представляют собой новый класс материалов, одной из отличительных особенностей которых является наличие поляризованных по спину поверхностных проводящих состояний [1]. Напряженные пленки HgTe толщиной более 70 нм являются представителями таких систем с объемной запрещенной зоной, где уже подтверждено наличие и подробно изучены транспортные свойства топологических поверхностных электронов [2]. При толщине слоя более 100 нм происходит постепенная релаксация пленки, и уже 200 нм HgTe не обладает объемной запрещенной зоной [3]. Формально такая пленка уже не является трехмерным топологическим изолятором, так как не имеет объемной щели, однако она все ещё обладает поверхностными проводящими состояниями, которые формируются благодаря наличию инвертированного порядка зон в энергетическом спектре HgTe. Таким образом, даже в объемном HgTe можно ожидать проявления двумерных эффектов, которые обусловлены наличием поверхностных состояний.

Данная работа посвящена квантовому транспорту пленки HgTe толщиной 1 мкм, которая является трехмерной системой. В такой структуре при приложении перпендикулярного магнитного поля наблюдается переход от осцилляций Шубникова-де Гааза к квантовому эффекту Холла. Это является прямой демонстрацией наличия двумерных состояний в объемном HgTe. Наблюдаемый эффект может быть обусловлен как поверхностными топологическими состояниями, так и возможным формированием вырожденного двумерного электронного газа в области изгиба зон. В работе проводится анализ обеих альтернатив.

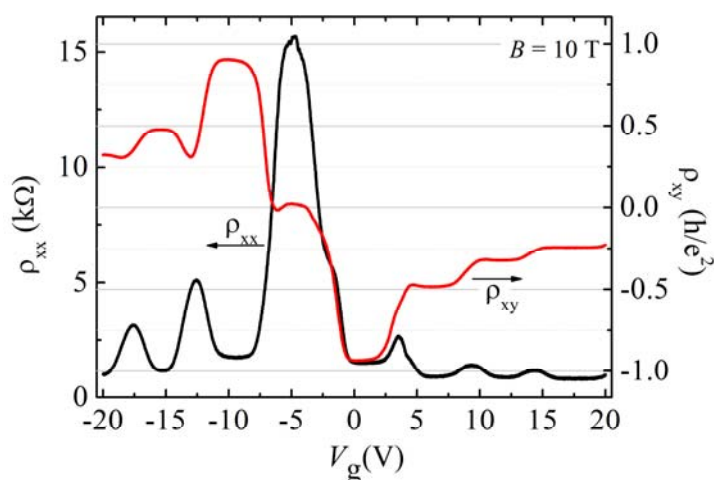


Рис.1. – Квантовый эффект Холла в пленке HgTe толщиной 1 мкм.

[1] Ando Y., *J. Phys. Soc. Jpn.* **82**, 102001 (2013).

[2] Kozlov D.A. et al., *Phys. Rev. Lett.* **112**, 196801 (2014).

[3] Savchenko M.L. et al., *arXiv:1811.03385*.

Зонный спектр квантовых ям HgCdTe: эффекты «понижения» симметрии

Гавриленко В.И.¹, Бовкун Л.С.^{1,2}, Иконников А.В.³, Алешкин В.Я.¹, Спириин К.Е.¹,
Маремьянин К.В.¹, Михайлов Н.Н.⁴, Дворецкий С.А.⁴, Potemski M.², Piot B.², M. Orlita²

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

² Laboratoire National des Champs Magnetiques Intenses, 38042 Grenoble, France

³ МГУ им. М.В. Ломоносова (физический факультет), 119991 Москва

⁴ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

DOI 10.34077/Semicond2019-492

Методом спектроскопии уровней Ландау исследована зонная структура квантовых ям (КЯ) HgTe/HgCdTe с нормальным и инвертированным спектром и выявлены проявления механизмов «понижения» симметрии: анизотропии химических связей на интерфейсах (Interface Inversion Asymmetry, ИА), отсутствие симметрии инверсии в кристаллической решетке (Bulk Inversion Asymmetry, ВИА) и встроенного электрического поля в структурах с односторонним селективным легированием барьеров (Structure Inversion Asymmetry, СИА). Методом фурье-спектроскопии исследованы спектры магнитопоглощения и фарадеевского вращения в магнитных полях до 11 Тл. Исследование спектров фарадеевского вращения дает возможность определять знак резонансной круговой поляризации переходов между уровнями Ландау носителей, что позволило идентифицировать наблюдаемые внутризонные и межзонные переходы в дальнем и среднем инфракрасном диапазонах [1]. Обнаружено, что широко используемая для описания топологических материалов на основе HgTe аксиально-симметричная 8-зонная модель Кейна не полностью описывает наблюдаемую картину внутризонных и межзонных переходов, а именно: антипересечения уровней Ландау и появление переходов, запрещенных в электродипольном приближении в рамках этой модели. Достаточно хорошее согласие с экспериментом достигается при расширении стандартной модели при учете эффектов ИА и ВИА. Учет этих факторов нарушает аксиальную симметрию и существенно модифицирует спектр прежде всего валентной зоны. [2]

Исследованы спектры циклотронного резонанса (ЦР) электронов в классических и квантующих магнитных полях в асимметричных гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe с селективным легированием барьеров с большой концентрацией носителей ($n_s > 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$). Выполнены самосогласованные расчеты энергетических спектров и уровней Ландау в рамках 8-зонной модели Кейна в приближении Хартри. В слабых полях обнаружено сильное расщепление линии циклотронного резонанса ($\sim 10\%$), связанное с гигантским (до 30 мэВ) расщеплением Рашбы на уровне Ферми в образцах как с инвертированной, так и впервые с нормальной зонной структурой. Показано, что в обоих случаях большая величина расщепления обусловлена присутствием в волновых функциях состояний нижней подзоны зоны проводимости значительной доли (от 50% и более) «дырочных» волновых функций (p-типа). Эволюция линий поглощения с магнитным полем прослежена вплоть до 34 Тл, когда магнитное квантование уже превалирует над расщеплением Рашбы. [3]

[1] Л.С. Бовкун и др. Письма в ЖЭТФ, **108**, 352 (2018).

[2] L.S. Bovkun et al., J. Phys.: Cond. Matter, **31**, 145501 (2019).

[3] Л.С. Бовкун и др. ФТП, **52**, 1274 (2018).

Упругие и оптические свойства топологических изоляторов

 $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$: Роль объемных дефектовЖевстовских И.В.¹, Аверкиев Н.С.², Гудков В.В.³, Сарычев М.Н.³, Поносов Ю.С.¹,
Кузнецова Т.В.¹, Кох К.А.⁴, Терещенко О.Е.⁵¹ ИФМ УрО РАН, 620137, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18² Иоффе Институт, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26³ Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19⁴ Институт геологии и минералогии СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Коптюга, 3⁵ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

DOI 10.34077/Semicond2019-493

В четверных соединениях $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$, характеризующихся одновременным наличием поверхностных состояний проводимости и объемной запрещенной зоны, для значений $(x, y)=(0.5, 1.3)$ реализуется максимальная компенсация электронов и дырок [1]. Большая энергетическая щель $E_g \sim 300$ meV и малый вклад от объемных носителей в кристалле $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{0.2}$ делают его наиболее подходящим кандидатом для генерации эффективного спин-поляризованного тока [2]. Объемно-изолирующее поведение в $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$ достигается введением двух преобладающих типов заряженных дефектов: вакансий Se и дефектов замещения (Bi,Sb)/Te. Однако, в процессе роста могут образоваться и другие дефекты, случайное распределение которых в кристалле трудно контролировать, но их присутствие может влиять на положение уровня Ферми и изменять проводящие свойства этих соединений не только в объеме, но и на поверхности.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования упругих и оптических свойств монокристаллов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$ в широкой области температур 4-360 К, которые выявили наличие точечных дефектов низкой симметрии. На температурной зависимости поглощения продольной ультразвуковой волны, распространяющейся вдоль базисной оси в кристалле $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{0.2}$, вблизи 200 К был обнаружен пик (Рис. 1) и смягчение упругого модуля c_{33} . Рамановские спектры, полученные на том же самом образце в различной поляризационной геометрии, показали наличие дополнительной колебательной моды на частоте 125 cm^{-1} , ширина линии этой моды значительно (на 30 cm^{-1}) возрастала с ростом температуры, а частота резко падала вблизи 200 К (Рис. 1). Обнаруженная корреляция аномального поведения упругих и оптических свойств указывала на общую природу, а их характер - на проявление беспорядка, вызванного наличием объемных дефектов низкой симметрии, обсуждаются возможные типы таких дефектов [3]. Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России № АААА-А18-118020190098-5.

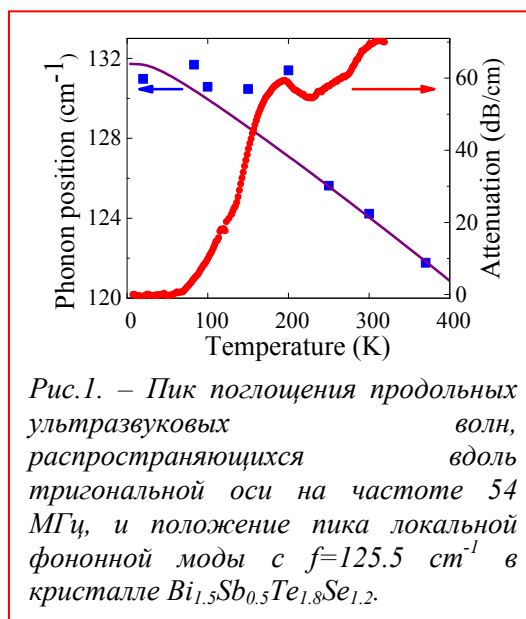


Рис.1. – Пик поглощения продольных ультразвуковых волн, распространяющихся вдоль тригональной оси на частоте 54 МГц, и положение пика локальной фоновой моды с $f=125.5 \text{ cm}^{-1}$ в кристалле $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$.

[1] Zhi Ren, A.A.Taskin, Satoshi Sasaki, Kouji Segava, and Yoichi Ando. *Phys. Rev. B* **84**, 165311 (2011).

[2] M.V. Filianina, I.I. Klimovskikh, I.A. Shvets, A.G. Rybkin, A.E. Petukhov, E.V. Chulkov, V.A. Golyashov, K.A. Kokh, O.E. Tereshchenko, C. Polley, T. Balasubramanian, M. Leandersson, A.M. Shikin. *Materials Chem. and Phys.* **207**, 253 (2018).

[3] I.V. Zhevstovskikh, Y.S. Ponosov, S.G. Titova, N.S. Averkiev, V.V. Gudkov, M.N. Sarychev, T.V. Kuznetsova, K.A. Kokh, O.E. Tereshchenko. *Phys. Status Solidi B* **255**, 1800264 (2018).

Химическая и структурная трансформация топологического изолятора BiSbTeSe_2 при осаждении Co

Кавеев А.К.¹, Сутурин С.М.¹, Голяшов В.А.², Терещенко О.Е.², Кох К.А.³

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

² ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

³ ИГМ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Коптюга, 3

DOI 10.34077/Semicond2019-494

В настоящее время новый класс материалов - топологических изоляторов – является привлекательным с точки зрения применения в спинтронике [1]. Исследования свойств границы раздела между ферромагнитным металлом и топологическим изолятором имеют большое значение для обеспечения контролируемого взаимодействия топологических состояний и намагничивания, что перспективно для разработки устройств спинтроники, основанных на управлении током через топологические состояния. Авторами изучена химическая и структурная трансформация верхнего слоя BiSbTeSe_2 (далее BSTS_2) при осаждении Co методом лазерной молекулярно-лучевой эпитаксии при температуре 330°C . Для анализа кристаллической структуры слоя был использован разработанный авторами [2] метод трехмерного картографирования обратного пространства с помощью ДБЭ. Выявлено, что на поверхности $\text{BSTS}_2(0001)$ образуется структурно упорядоченная пленка, по своей структуре и составу отличная от основной подложки. Данная пленка состоит из трех структурных доменов, повернутых на угол 120° друг относительно друга (Рис. 1 - морфология поверхности образца, полученная методом АСМ). Каждый из этих доменов имеет примитивную орторомбическую структуру с параметрами решетки $a = 4.99$, $b = 5.86$, $c = 3.66$ Å. Наиболее близкое совпадение с наблюдаемым набором дифракционных рефлексов дается решеткой CoSe_2 ($a = 4.896$ Å, $b = 5.821$ Å, $c = 3.663$ Å, пространственная группа № 58 Pmnn). Другим аналогичным соединением, имеющим такую же пространственную группу, является CoTe_2 ($a = 5.301$ Å, $b = 6.298$ Å, $c = 3.882$ Å). Это соединение дает идеальное совпадение для пропорции $a:b:c$, но менее хорошо подходит по величинам параметров решетки. Разумно предположить, что в рассматриваемом случае за счет растворения Co и химической реакции образуется соединение $\text{CoTe}_x\text{Se}_{2-x}$ с параметрами решетки, промежуточными между параметрами CoTe_2 и CoSe_2 , но близкими к параметрам CoSe_2 , с учетом избытка Se по сравнению с Te в подложке BSTS_2 . Были определены эпитаксиальные соотношения: $[100] \text{CoTe}_x\text{Se}_{2-x} \parallel [001] \text{BSTS}_2$; $[001] \text{CoTe}_x\text{Se}_{2-x} \parallel \langle 0-10 \rangle \text{BSTS}_2$. Измерения методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением показали, что электронная структура дираковских состояний сохранялась до покрытий Co более 3 Å. Более простой случай химической модификации металлами рассмотрен в работе [3], где проанализировано изменение химического состава верхнего слоя Bi_2Se_3 , изоструктурного к BSTS_2 , при осаждении различных металлов, в том числе Co , с образованием CoSe_2 в верхнем слое. Вместе с тем, в нашей работе был создан новый объект, представляющий собой проводящую пленку на основе Co на поверхности более сложно по химическому составу топологического изолятора. Работа поддержана проектом РФФИ 17-17-02-00729.

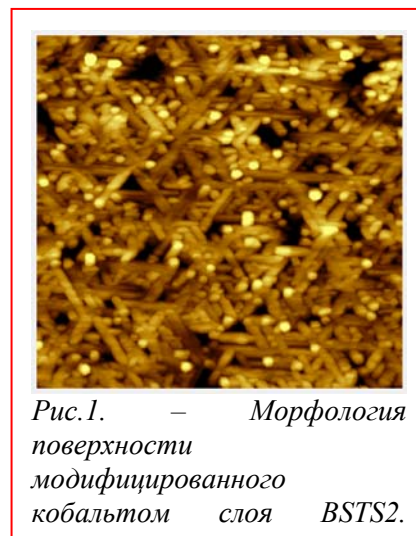


Рис.1. – Морфология поверхности модифицированного кобальтом слоя BSTS_2 .

[1] J. Sanchez-Barriga et al., Nat. Comm., 7, 10559, (2016).

[2] S. M. Suturin, et al., J. Appl. Crystallogr., 49, 1532 (2016).

[3] L. A. Walsh, et al., J. Phys. Chem. C, 121, 23551 (2017).

Фотоиндуцированный нелокальный отклик в эпитаксиальных пленках $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным энергетическим спектром

Казаков А.С.¹, Галеева А.В.¹, Артамкин А.И.¹, Дворецкий С.А.², Михайлов Н.Н.²,
Банников М.И.³, Данилов С.Н.⁴, Рябова Л.И.⁵, Хохлов Д.Р.^{1,3}

¹ Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр.2, Москва, 119991, Россия.

² Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

³ Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53

⁴ Университет Регенсбурга, Регенсбург, D-93053, Германия.

⁵ Химический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр.3, Москва, 119991, Россия.

DOI 10.34077/Semicond2019-495

Твердые растворы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при $x < \sim 0.16$ характеризуются инверсным энергетическим спектром, обеспечивающим формирование топологической фазы. От большинства топологических изоляторов ее отличают сравнительно низкие концентрации свободных носителей заряда, в связи с чем оказывается возможным изучение транспорта в таких материалах в условиях фотовозбуждения. Ранее обсуждалось возможное влияние процессов с участием неравновесных носителей в объеме и на интерфейсах, включающих топологические состояния, на фотопроводимость в эпитаксиальных слоях $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ [1]. В настоящей работе изучен терагерцовый фотоотклик в структурах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным спектром в нелокальной конфигурации, позволяющей в ряде случаев установить вклад краевого транспорта.

Исследованные структуры $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($0.12 < x < 0.16$) толщиной ~ 4 мкм синтезированы на полуизолирующей подложке GaAs [013] с буферными слоями CdTe и ZnTe методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Транспортные свойства структур изучены в диапазоне температур 4.2 – 300 К. Все образцы характеризуются n-типом проводимости. Значения концентрации свободных электронов в объеме составляют $\approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при $T = 4.2$ К. Исследование фотопроводимости проведено в условиях возбуждения импульсным лазерным излучением в диапазоне частот 0.6 – 3.9 THz в магнитных полях до 4 Тл при $T = 4.2$ К. Измерения были проведены как в стандартной геометрии холловского мостика, так и в нелокальной конфигурации типа H-bar с различными геометрическими параметрами, в том числе с варьируемым расстоянием между парами токовых и потенциальных контактов.

Обнаружено, что амплитуда регистрируемого в нелокальной конфигурации фотоотклика практически не изменяется при увеличении расстояния между парой потенциальных контактов и токовых в пределах характерной длины образца (~ 5 мм). Наблюдаемое при этом изменение кинетики фотосигнала анализируется с учетом экспоненциального уменьшения плотности тока в объеме при удалении от токовых контактов и подавления объемного вклада в фотопроводимость. В слабом магнитном поле ($B < \sim 1$ Тл) нелокальный фотоотклик проявляет свойство асимметрии: изменяет знак на противоположный как при смене полярности магнитного поля, так и при замене потенциальных контактов на расположенные зеркально относительно пары токовых.

Полученные экспериментальные результаты указывают на то, что в эпитаксиальных пленках $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в области составов, соответствующих инверсному энергетическому спектру, в условиях подсветки терагерцовым излучением может быть реализован нелокальный режим фотопроводимости, обусловленный формированием краевых каналов транспорта. Есть основания полагать, что наблюдаемый нелокальный транспорт фотовозбужденных носителей связан с присутствием топологических состояний.

[1] A.V. Galeeva, A.I. Artamkin, A.S. Kazakov et al. Beilstein J. Nanotechnol. 9, 1035 (2018)

Квантовые топологические эффекты в селениде ртути с низкой концентрацией электронов

Лончаков А.Т., Бобин С.Б., Неверов В.Н.

ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18

DOI 10.34077/Semicond2019-496

В работах [1,2] нами были представлены экспериментальные данные, полученные из анализа магнитосопротивления (МС), которые свидетельствуют о вероятном существовании в HgSe при малой концентрации электронов фазы полуметалла Вейля. Известно, что в вейлевских полуметаллах нетривиальным является не только МС, но и эффект Холла. Настоящий доклад посвящен исследованию особенностей холловского сопротивления в HgSe, как кандидата в семейство полуметаллов Вейля без центра пространственной инверсии с целью выявления в нем теоретически предсказанного в [3] внутреннего квантового спинового эффекта Холла (КСЭХ).

Измерения проводились в магнитном поле до 12Т при температуре в интервале (0.33 – 150)К на образцах HgSe с концентрацией электронов $8.8 \cdot 10^{15}$ (образец 1) и $2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (образец 2). Электрический ток \vec{J} был направлен вдоль оси x , нечетный по магнитному полю поперечный (холловский) сигнал U_{xy} регистрировался вдоль оси y . В эксперименте использованы два варианта ориентации магнитного поля: $\vec{B} \parallel z \perp \vec{J}$ (\vec{B}_z - конфигурация) и $\vec{B} \parallel x \parallel \vec{J}$ (\vec{B}_x - конфигурация). Для наиболее чистого образца 1 в ультраквантовом пределе в поперечном холловском сопротивлении $|\rho_{xy}(B_z)|$ выявлено плато, которое с понижением температуры трансформируется в протяженный максимум. Происхождение последнего можно связать с образованием туннельной щели в полуметалле Вейля в точке Дирака [4]. В \vec{B}_x - конфигурации для «продольного» холловского сопротивления, феноменологически определенного соотношением $\rho_{xy}(B_x) = U_{xy}d/J$ (d - толщина образца), в магнитном поле обнаружено платообразное поведение (*plateau-like behavior (PLB)*) при четком соответствии каждого плато минимуму продольного МС. Установлено, что PLB- структура трансформируется в «лестничную» (*step-like behavior (SLB)*) структуру в «продольной» холловской проводимости $\sigma_{xy}(B_x) = [\rho_{xy}(B_x)]^{-1}$. Величина скачка (кванта) $\Delta\sigma_{xy}$ между соседними плато для образца 1 составила $308 \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$. Условие квантования $\sigma_{xy} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \Delta\sigma_{xy}$ определяется близким к полуцелому фактором заполнения $\nu \approx \left(n + \frac{1}{2}\right)$ (n – номер подзоны Ландау). Полученную SLB-структуру мы связываем, исходя из [3], с открытием в образце 1 полуцелого КСЭХ с величиной спиновой холловской проводимости $\sigma_{xy}^s = \frac{\hbar}{e} \Delta\sigma_{xy} = 308 \frac{\hbar}{e} \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$. КСЭХ в \vec{B}_x - конфигурации является чисто топологическим квантовым эффектом Холла, вклад в который дают только релятивистские квазичастицы в узлах Вейля. Поэтому он должен хорошо воспроизводиться в широком интервале электронных концентраций, что подтверждается наблюдением полуцелого КСЭХ в \vec{B}_x - конфигурации для образца 2.

Таким образом, открытый нами в селениде ртути в \vec{B}_x - конфигурации КСЭХ является еще одной яркой демонстрацией нетривиальной физики полуметаллов Вейля. Его можно использовать в качестве нового магнитотранспортного метода для детектирования в исследуемом материале узлов Вейля с противоположной киральностью.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Электрон», № АААА-А18-118020190098-5) при частичной поддержке РФФИ (№ 18-32-00198 мол_а).

[1] A.T. Lonchakov et al., *Appl. Phys. Lett.*, **112**, 082101(2018).

[2] S.B. Bobin et al., *J. Phys.:Condens. Matter*, **31**, 115701 (2019).

[3] Y. Sun et al., *Phys.Rev. Lett.*, **117**, 146403 (2016).

[4] C.-L. Zhang et al. *Nature Phys.*, **13**, 979 (2017).

Магнетосопротивление поликристаллического антиферромагнитного топологического изолятора MnBi_2Te_4

Майзлах А.А.^{1,2}, Кон И.А.¹, Щукин К.П.^{1,2}, Лузанов В.А.³, Зайцев-Зотов С.В.^{1,2}

¹ ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, 125009, г. Москва, ул. Моховая, 11 стр. 7

² МФТИ (ГУ), 141701, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9

³ ФИРЭ РАН, 141120, Московская область, г. Фрязино, пл. Введенского, 1

DOI 10.34077/Semicond2019-497

MnBi_2Te_4 является антиферромагнитным топологическим изолятором (АФМИ) с температурой антиферромагнитного перехода 20 К [1]. Как и Bi_2Te_3 , MnBi_2Te_4 является слоистым материалом. Наличие встроенных в кристаллическую решётку магнитных атомов нарушает симметрию обращения времени, тем самым открывая щель в поверхностных состояниях и способствуя реализации аномального квантового эффекта Холла и аксионных состояний [1-3]. В настоящей работе представлены результаты исследования магнетотранспортных свойств поликристаллических образцов MnBi_2Te_4 .

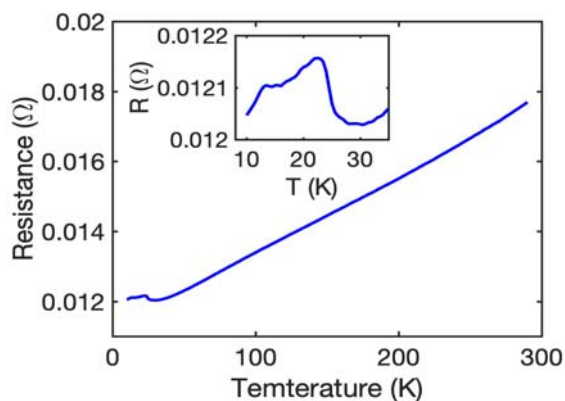


Рис.1. — Температурная зависимость сопротивления MnBi_2Te_4 .

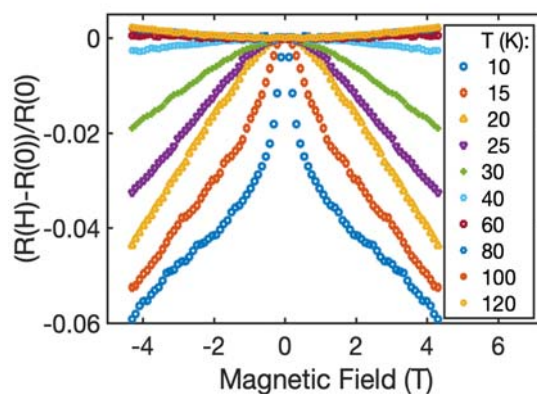


Рис.2. — Магнетосопротивление MnBi_2Te_4 при различных температурах.

С помощью метода, описанного в работе [4], был синтезирован поликристаллический материал. Рентгеноструктурный анализ показал наличие единственной фазы MnBi_2Te_4 и отсутствие примесей непрореагировавших исходных веществ и их соединений (MnTe_x , Bi_2Te_3). Образцы имели форму параллелепипедов с характерными размерами 4x2x1 мм. Изучены транспортные свойства в диапазоне температур 6 - 300 К и магнитных полях до 5 Тл. На зависимости $R_{xx}(T)$ наблюдается особенность, предположительно связанная с переходом в антиферромагнитное состояние в районе $T = 24$ К, а также особенность при $T = 13.5$ К (рис. 1). При $T = 40 - 60$ К наблюдается смена знака магнетосопротивления с положительного на отрицательный (рис. 2). Отрицательное магнетосопротивление может говорить о влиянии вейлевских фермионов [5] или являться результатом антиферромагнетизма в материале [6]. Из результатов измерения эффекта Холла определены концентрация и подвижность носителей заряда при различных температурах, типичные значения составили порядка 10^{20} см^{-3} и $40 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ соответственно. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 19-02-00593).

[1] Gong, Yan, et al., arXiv:1809.07926 (2018).

[2] Li, Rundong, et al., Nature Physics **6**, 284 (2010).

[3] Otrokov, M. M., et al., JETP Letters, **105**, 297 (2017).

[4] Lee, Dong Sun, et al., Crys.tEng.Comm. **15**, 5532 (2013).

[5] Xu, Su-Yang, et al., Science **349**, 613 (2015).

[6] Usami, Kan, J. Phys. Soc. Japan, **45**, 466 (1978).

2D транспорт в топологическом изоляторе критической толщиныМахмудиан М.М.^{1,2}, Энтин М.В.^{1,2}¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-498

Теоретически изучается двумерный электронный транспорт в топологическом изоляторе HgTe с толщиной, близкой к критической, соответствующей инверсии зон. Неизбежные флуктуации толщины слоя приводят к разбиению образца на области с положительной и отрицательной щелью, на границе которых образуется сетка краевых состояний. Рассмотрение основывается на гамильтониане Волкова-Панкратова [1-4] со случайной щелью $\Delta(\mathbf{r})$

$$H = \begin{pmatrix} \Delta(\mathbf{r}) & v\sigma\mathbf{k} \\ v\sigma\mathbf{k} & -\Delta(\mathbf{r}) \end{pmatrix}, \quad \Delta(\mathbf{r}) = -\kappa(h(\mathbf{r}) - h_c), \quad \mathbf{r} = (x, y), \quad \mathbf{k} = (k_x, k_y),$$

где σ - матрицы Паули, $h(\mathbf{r})$ - толщина слоя HgTe, случайно зависящая от двумерной координаты \mathbf{r} , \mathbf{k} - двумерный импульс.

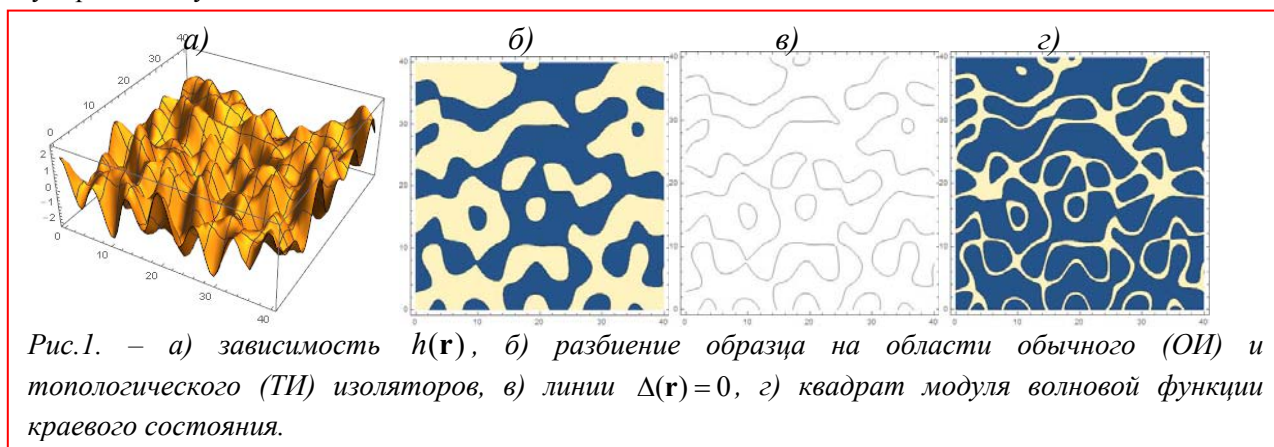


Рис.1. – а) зависимость $h(\mathbf{r})$, б) разбиение образца на области обычного (ОИ) и топологического (ТИ) изоляторов, в) линии $\Delta(\mathbf{r}) = 0$, г) квадрат модуля волновой функции краевого состояния.

Рассматривается статическая проводимость двумерной системы при низкой температуре в ситуации, когда уровень Ферми лежит в запрещенной зоне. В такой ситуации краевые состояния, возникающие вблизи линий уровня $\Delta(\mathbf{r}) = 0$, являются единственными перезаряжаемыми состояниями. Проблема анализируется на основе теории протекания. В качестве параметра порядка выбрана величина ξ , определяемая через среднюю толщину \bar{h} и средне-квадратичную флуктуацию толщины слоя δ : $4\xi(1-\xi) = \exp(-(\bar{h} - h_c)^2 / 2\delta^2)$. Когда $\xi \ll 1$, эта величина дает долю фазы ТИ в ОИ или наоборот. При этом краевые состояния образуют несвязанные замкнутые линии и глобальная проводимость исчезает. При $\bar{h} \rightarrow h_c$ ($\xi \rightarrow \xi_c = 0.5$) краевые состояния покрывают весь образец. В пренебрежение их перекрытием кондактанс образца флуктуирует между 0 и e^2/h . С учетом перекрытия проводимость большого образца перестает флуктуировать и оказывается порядка e^2/h . Наличие ширины краевого состояния слегка увеличивает долю малой фазы, на величину периметра всех кластеров (в расчете на единицу площади), умноженному на их типичную ширину $2\sqrt{\hbar v a / \kappa \delta}$. Это сдвигает переход к металлической проводимости по отношению к $\xi = \xi_c$, что дает оценку для перехода Андерсона $\xi_A = \xi_c \pm 2\sqrt{\hbar v / a \kappa \delta}$. В работе также изучена высокочастотная проводимость системы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 17-02-00837).

[1] M.M. Mahmoodian, M.V. Entin. *Phys. Stat. Solidi B*, 1800652 (2019).

[2] M.V. Entin, M.M. Mahmoodian, L.I. Magarill, *Europhys. Lett.* 118, 57002 (2017).

[3] M.M. Mahmoodian, L.I. Magarill, M.V. Entin, *J. Phys.: Condens. Matter* 29, 435303 (2017).

Пересечение уровней и нулевой уровень Ландау в двойной квантовой яме HgTe

Ольшанецкий Е.Б.¹, Гусев Г.М.², Левин А.Д.², Райчев О.Е.³, Михайлов Н.Н.¹,
Дворецкий А.С.¹

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

² Instituto de Fisica da Universidade de Sao Paulo, 135960-170, Sao Paulo, SP, Brazil

³ Institute of semiconductor physics, NAS of Ukraine, Prospekt Nauki 41, 03028, Kyiv, Ukraine

DOI 10.34077/Semicond2019-499

Свойства однослойных и двухслойных дираковских систем, таких однослойный и двухслойный графен, привлекают большое внимание [1-3]. В частности, квазичастицы в однослойном графене являются безмассовыми дираковскими фермионами с линейным законом дисперсии и фазой Берри, равной π , в то время как в двухслойном графене квазичастицы являются киральными (chiral) фермионами с энергетическим спектром близком к параболическому и фазой Берри 2π . Важным свойством двухслойного графена является возможность управления его зонной структурой - приложение внешнего поперечного электрического поля приводит к появлению энергетической щели между зоной проводимости и валентной зоной. Транспортные измерения в магнитном поле позволяют увидеть разницу между однослойным и двухслойным графеном. Например, квантование Ландау в однослойном графене в отличие от двухслойного пропорционально квадратному корню как от номера уровня, так и от приложенного магнитного поля [4]. Тем не менее, зонная структура графена является довольно сложной. В частности, двухслойный графен имеет четырехкратно вырожденные уровни (спиновое и долинное вырождение), за исключением нулевого уровня, вырожденного восьмикратно. Характер спектра в магнитном поле зависит от того, какое из вырождений, спиновое или долинное, снимается раньше.

Недавно была обнаружена еще одна 2D система безмассовых квазичастиц, имеющая только один дираковский конус и реализующаяся в квантовой яме HgTe критической толщины [5-7]. Дираковские фермионы в КЯ HgTe имеют высокую подвижность и демонстрируют хорошо выраженный квантовый эффект Холла. В настоящей работе изучены транспортные свойства структуры, состоящей из двух КЯ HgTe критической толщины 6.3 нм, разделенных барьером 3 нм. Данная структура представляет собой дираковскую систему, схожую с двухслойным графеном, но без долинного вырождения последней [8,9]. Изучение двойной квантовой ямы HgTe дает возможность исследовать дисперсию уровней Ландау в двухслойной однодолинной системе дираковских фермионов. В работе выполнены транспортные измерения в туннельно связанной двойной 6.3 нм квантовой яме HgTe и проведено последующее сравнение полученных результатов с численной моделью уровней Ландау в данной системе. Наблюдаются множественные пересечения нулевого уровня с другими уровнями Ландау. Положение и последовательность этих пересечений согласуется с численной моделью, если предположить наличие встроенного электрического поля в структуре вследствие асимметричного расположения в ней атомов легирующей примеси.

[1]. A.H. Castro Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, A.K. Geim, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 109 (2009).

[2]. N.M.R. Peres, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2673 (2010).

[3]. S. Das Sarma, Shaffique Adam, E.H. Hwang, E. Rossi, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 407, (2012).

[4]. Y. Barlas, Kun Yang, A.H. MacDonald, *Nanotechnology* **23**, 052001 (2012).

[5]. B. Buttner, C.X. Liu, G. Tkachev et al, *Nat. Phys.* **7**, 418 (2011).

[6]. D.A. Kozlov et al, *JETP Lett.* **96**, 730 (2012).

[7]. G.M. Gusev et al, *Phys. Rev. B* **85**, 125309 (2012).

[8]. P. Michetti, J.C. Budich et al, *Phys. Rev. B* **85**, 125309 (2012).

[9]. S.S. Krishtopenko et al, *Nat. Sci. Rep.* **6**, 30755 (2016).

Диффузия атомов 1, 2 и 13-й групп на поверхности топологических изоляторов

Рябищенкова А.Г.

Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

DOI 10.34077/Semicond2019-500

Исследование топологических изоляторов (ТИ) является актуальной задачей современной физики твердого тела. Эти материалы обладают экзотическими свойствами – являются изоляторами в объеме и имеют топологически защищенные проводящие состояния на поверхности [1]. Электроны, находящиеся в таких состояниях, защищены симметрией относительно обращения времени от упругого обратного рассеяния на дефектах, что способствует протеканию электрического тока почти без потерь энергии. Благодаря этому ТИ имеют огромный потенциал для спинтроники и спинтронных устройств. Адсорбция различных атомов на поверхность ТИ позволяет управлять различными их свойствами, при этом, сохраняя топологическое состояние на поверхности. Так, например, адсорбция атомов 1 группы позволяет управлять свойствами фермионов Дирака на контакте немагнитных атомов и ТИ Sb_2Te_3 [2]. Тогда как интеркаляция атомов 2 и 13 групп в топологический изолятор Bi_2Se_3 приводит к возникновению сверхпроводимости [3,4]. Интеркаляция – это внедрение примесных атомов в межблочные промежутки, которые называются ван дер Ваальсовыми промежутками слоистых систем. Существует ещё несколько работ, в которых делаются предположения для химически похожих атомов о том, что в одном случае происходит десорбция, а в другом – интеркаляция [5,6]. Таким образом, вопрос о локализации атомов, их возможных путях диффузии на поверхности, а также энергиях активации на настоящий момент является актуальным.

В работе представлены результаты первопринципных расчетов адсорбции и диффузии адатомов 1, 2 и 13 групп на (0001) поверхностях топологических изоляторов на основе халькогенидов. На основе первопринципных расчетов энергий адсорбции было определено равновесное положение адатомов 1 (Li, Na, K, Rb, Cs), 2 (Be, Mg, Ca, Sr и Ba) и 13 (B, Al, Ga, In и Tl) групп на поверхности (0001) тетрадимитоподобных ТИ. Для выявленного равновесного положения было определено зарядовое состояние каждого из адатомов, охарактеризован тип его связи с поверхностью, а также рассчитана равновесная высота его адсорбции над поверхностью и длина связи адатома с ближайшим атомом поверхностного слоя. В рамках метода упругой ленты были рассчитаны энергии активации диффузии и оценены диффузионные длины адатомов 2 и 13 групп на бездефектной поверхности (0001) тетрадимитоподобных ТИ. Исследована возможность интеркаляции отдельных адатомов, при условии выгоды позиции под поверхностью, со ступенчатой поверхности (0001) ТИ в его приповерхностные ван-дер-Ваальсовы пустоты.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-01068 мол_а.

[1] M. Hasan and C. Kane, *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 3045 (2010).

[2] C. Seibel, H. Maab, M. Ohtaka et al., *Phys. Rev. B*, **86**, 235105(2012).

[3] V. K. Shrut, P. Maurya, P. Neha et. al., *Phys. Rev. B*, **92**, 020506 (2015).

[4] L. Wu, M. Brahlek, R. V. Aguilar et. al., *Nature Physics*, **9**, 410 (2013).

[5] M. Bianchi, R. C. Hatch, Z. Li et. al., *ACS Nano*, **6**, 7009 (2012).

[6] Z.-H. Zhu, G. Levy, B. Ludbrook, et. al., *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 186405(2011).

Слабая антилокализация в трехмерных топологических изоляторах на основе пленок HgTe различной толщины

Савченко М.Л.^{1,2}, Козлов Д.А.^{1,2}, Квон З.Д.^{1,2}, Михайлов Н.Н.¹, Дворецкий С.А.¹, Петруша С.В.^{3,4}

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

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

³Институт физики твердого тела РАН, 142432, Черноголовка

⁴Московский физико-технический институт, 141700, Долгопрудный

DOI 10.34077/Semicond2019-501

Трехмерный топологический изолятор – это система, которая обладает запрещенной зоной в объемном спектре вырожденных по спину носителей тока и невырожденными поверхностными состояниями, направление спина которых жестко связано с направлением импульса [1]. Вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия в таких структурах их аномальное магнетосопротивление определяется положительной по знаку интерференционной поправкой к проводимости, а именно эффектом слабой антилокализации. Хорошо известно [2], что в системе с несколькими типами носителей при отсутствии взаимодействия между ними поправки к проводимости от разных каналов суммируются, а в случае сильного взаимодействия – усредняются. В рамках этого подхода было показано [3], что в трехмерном топологическом изоляторе на основе пленки HgTe толщиной 80 нм поверхностные и объемные носители слабо взаимодействуют друг с другом, однако вопрос о силе взаимодействия между топологическими состояниями с противоположных поверхностей остался открытым.

Данная работа посвящена экспериментальному изучению аномального магнетосопротивления в пленке HgTe толщиной 200 нм. Изучаемая система аналогична ранее исследованной пленке толщиной 80 нм, однако характеризуется большим пространственным разделением поверхностных состояний, а также имеет близкую к нулю запрещенную зону, поэтому поверхностные носители всегда сосуществуют с объемными. Получено, что также как и в пленке меньшей толщины, квантовая поправка к проводимости в 200 нм системе имеет положительный знак. Однако амплитуда поправки составляет единицы $e^2/\pi h$, что в несколько раз превышает характерные значения в 80 нм структуре. По-видимому, обнаруженная разница связана с более эффективным разделением топологических состояний на верхней и нижней поверхностях, что уменьшает их взаимодействие и усиливает эффект слабой антилокализации. В работе проводится анализ полученных данных на основе диффузионной [4] и баллистической [5] теорий слабой локализации и выявление причин, которые определяют величину поправки к проводимости.

Работа С.В. Петруши была выполнена в рамках государственного задания ИФТТ РАН

[1] Y. Ando, *J. Phys. Soc. Japan* **82**, 102001 (2013).

[2] I. Garate, L. Glazman, *Phys. Rev. B* **86**, 035422 (2012).

[3] M. L. Savchenko et al., *JETP Lett.* **104**, 311 (2016).

[4] S. Hikami, A. I. Larkin, Y. Nagaoka, *Prog. Theor. Phys.* **63**, 707 (1980).

[5] A. Zduniak, M. I. Dyakonov, W. Knap, *Phys. Rev. B* **56**, 1996 (1997).

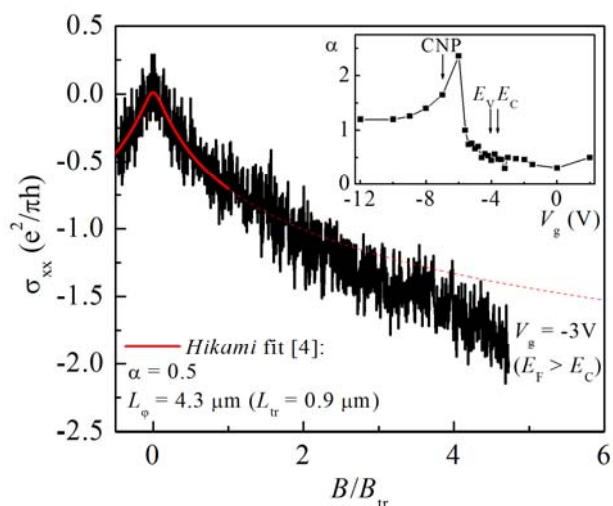


Рис.1. – Пример подгонки кривой слабой антилокализации в пленке HgTe толщиной 200 нм.

Трехмерный топологический изолятор на основе частично релаксированной пленки HgTe

Савченко М.Л.^{1,2}, Васильев Н.Н.^{1,2}, Козлов Д.А.^{1,2}, Квон З.Д.^{1,2}, Михайлов Н.Н.¹, Дворецкий С.А.¹

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

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

DOI 10.34077/Semicond2019-502

Топологические изоляторы уже более 10 лет играют одну из центральных ролей в физике низкоразмерных электронных систем [1, 2]. Особенностью трехмерных топологических изоляторов на основе теллурида ртути является их относительно малая величина энергетической щели, возникающая благодаря напряжению решетки [3]. Требование к наличию напряжения приводит к ограничению на максимальную толщину слоя HgTe, составляющую порядка 100 нм. С другой стороны, изучение пленок большей толщины представляет несомненный интерес по причине большего пространственного разделения поверхностных состояний, более слабой электростатической связи и уменьшения их возможной гибридизации. Однако при увеличении толщины выше критической следует ожидать релаксации пленок. Данная работа посвящена экспериментальному изучению частично релаксированной пленки HgTe толщиной 200 нм с близкой к нулю запрещенной зоной и поверхностными топологическими состояниями с помощью измерения транспортного и емкостного отклика.

Подгонка классического магнетотransпорта изучаемой системы моделью Друде позволила получить амбиполярный электронно-дырочный транспорт с электронной подвижностью до $3 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Подробный анализ осцилляций Шубникова-де Гааза в проводимости и емкости позволил выделить три группы электронов, идентифицировав их как электроны на верхней и нижней поверхностях и объемные электроны. Величина объемной запрещенной зоны оказалась близка к нулю. Однако было показано, что отсутствие щели не влияет на основные свойства поверхностных состояний. Представленные методы позволяют изучать другие трехмерные топологические материалы [4] вне зависимости от наличия в них объемной запрещенной зоны.

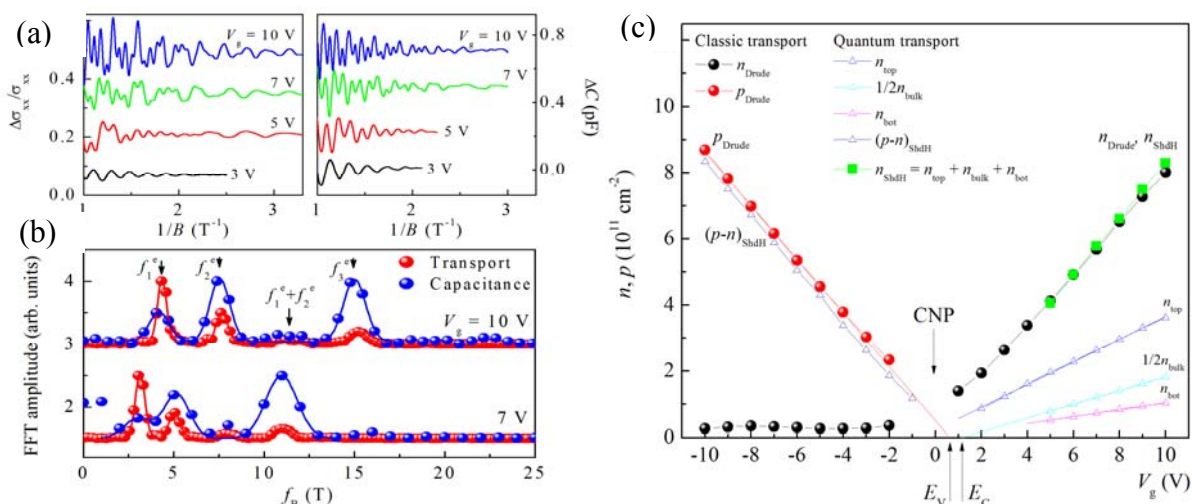


Рис.1. – Осцилляции Шубникова-де Гааза в транспорте и емкости (a), их Фурье-образ (b) и затворная зависимость полученных концентраций (c).

- [1] Fu et al., PRL **98**, 106803 (2007).
 [2] Hasan et al., Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
 [3] Kozlov et al., PRL **112**, 196801 (2014).
 [4] Bradlyn et al., Nature **547**, 298 (2017)

Электронные свойства дираковского полуметалла InBi

Федотов Н.И.¹, Майзлах А.А.^{1,2}, Гусев А.С.², Кон И.А.¹, Павловский В.В.¹, Щукин К.П.^{1,2},
Зайцев-Зотов С.В.^{1,2}

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

² МФТИ (ГУ), 141701, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9

DOI 10.34077/Semicond2019-503

Топологические дираковские и вейлевские полуметаллы являются новыми топологическими материалами [1], которые привлекают не меньшее внимание, чем топологические изоляторы. Сравнительно недавно было установлено, что InBi является топологически-нетривиальным материалом, в энергетическом спектре которого наблюдается дираковская линия [2]. К настоящему времени опубликовано лишь несколько работ, в которых данный материал изучается в связи с его топологически нетривиальными свойствами. В частности, в InBi было обнаружено гигантское положительное магнетосопротивление [3]. Нет данных ни о типе носителей тока, ни об их концентрации и подвижности. Не проводились также исследования методами сверхвысоковакуумной сканирующей туннельной спектроскопии (СТС). В настоящем докладе представлены результаты изучения электронных свойств кристаллов этого соединения методами СТС и с помощью изучения магнетосопротивления.

Методом кристаллизации из расплава выращены кристаллы дираковского полуметалла InBi. Методами сверхвысоковакуумной сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и СТС в комбинации с первопринципными расчетами, а также и с помощью изучения зависимости электронного транспорта от температуры и магнитного поля изучены электронные свойства выращенных кристаллов. Низкотемпературное магнетосопротивление положительное в согласии с ранее опубликованными результатами [3], проводимость *n*-типа, холловская концентрация носителей тока при температуре 8 К $1.2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, холловская подвижность носителей заряда порядка $4 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

На рис. 1 показана локальная плотность состояний (LDOS) на поверхности скола, полученная методом СТС в условиях сверхвысокого вакуума, а также результаты первопринципных расчетов методом функционала плотности с учетом спин-орбитального взаимодействия (пакет Abinit). LDOS измеренная вдали от края ступени, соответствует вычисленной объемной LDOS, сдвинутой на 0.3 эВ в сторону вакуумных состояний.

В вейлевских полуметаллах, а также в топологических изоляторах второго порядка на краях ступеней могут возникать краевые состояния с одномерным спектром. Пунктиром на рис. 1 показана LDOS на краю ступени. Видно, что она претерпевает существенные изменения по сравнению с плотностью состояний вдали от ступени. Вопрос о причинах и характере такого изменения требует дальнейших исследований.

Работа выполнена с использованием Суперкомпьютерного комплекса МГУ имени М.В. Ломоносова и при поддержке гранта РНФ 16-12-10335.

[1] A.A. Burkov, M.D. Hook and L. Balents, *Phys.Rev.B* **84**, 235126 (2011).

[2] Sandy Adhitha Ekaiana, Shu-Chun Wu, Juan Jiang et al., *New J. Phys.* **19**, 065007 (2017).

[3] K. Okawa, M. Kanou, H. Namiki, and T. Sasagawa, *Phys. Rev. Materials* **2**, 124201 (2018)

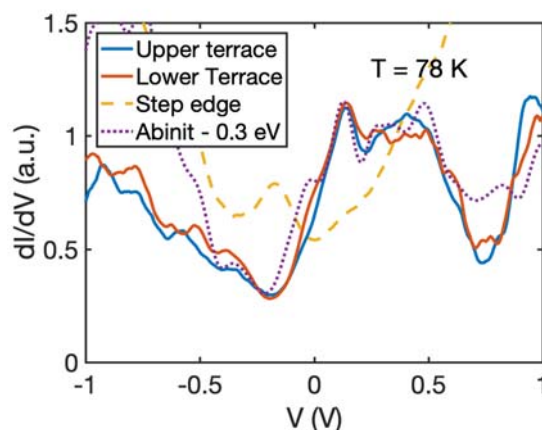


Рис.1. — LDOS на верхней и нижней террасе и вблизи ступени, а также полученная из первопринципных расчетов.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

A		Klopf J.M.	53
Amano H.	144	Korotyeyev V.V.	207
Andre R.	200	Kraft R.	369
Anghel S.	280	Krupke R.	369
Акимов И.А.	291, 292	Kudlacik D.	240, 291
B		Kuntzmann A.	263, 287
Bae S.-Y.	144	Kurokawa Y.	453
Bakarov A.K.	195	L	
Baldwin K.W.	223	Lahderanta E.	285, 281, 279
Baldycheva A.	358	Levin A.D.	195
Bandurin D.A.	358	Levinson E.V.	195
Baranovskii S.D.	304	Lhuillier E.	368
Bayer M.	36, 200, 240, 263, 264, 283, 287, 291, 292, 295, 301, 368	M	
Betz M.	280	Maharjan N.	398
Biadala L.	263, 287	Moreels I.	287
C		N	
Candussio S.	482	Nakarmi M.L.	398
Canneson D.2	368	Nasilowski M.	240, 263, 287
Clark S.J.	162, 164	Ngo Ngoc Ha	260
D		Nguyen V.H.	453
Danneau R.	369	Nguyen Huy Viet	260
Desrat W.	255	Nitta S.	144
Dubertret B.	240, 263, 287	O	
Dzhagan V.M.	258	Oelerich J.O.	304
G		Orlita M.	492
Gall V.	369	Ota Y.	453
Gebhard F.	304	Otteneder M.	482
Geurts J.	310	P	
Gil B.	212	Paßmann F.	280
Gocalinska A.	406	Pecz B.	153
Gotoh K.	453	Pelucchi E.	406
H		Pfeiffer L.N.	223
Hasegawa S.	204	Piot B.	492
Hübers H.-W.	53, 308	Pohl A.	308
I		Polovitsyn A.	287
Ichinokura S.	204	Potemski M.	492
J		Q	
Jandieri K.	304	Qiang G.	287
Jouault B.	255	R	
Juška G.	304, 406	Rahaman M.	258
K		Rautert J.	264
Kamburov D.	223	Redlich B.	308
Karczewski G.	291, 301, 310	Reznik A.	304
Kauppinen C.	207	Robin Y.	144
Kirstein E.	291	S	
		Semeniuk O.	304
		Smet J.H.	222, 355, 360

Solonenko D.	154	Алешкин В.Я.	167, 177, 199, 213, 218, 231, 409, 410, 418, 426, 485, 492
Suihkonen S.	207	Алигулиева Х.В.	45, 486, 487
Sun M.	370	Алиев В.Ш.	440, 438
T		Алиев З.С.	486, 487
Teissier R.	165	Алиев И.Ш.	110
Терре F.	167, 255, 309	Алтухов И.В.	59, 165
Toompuu J.	329	Алымов Г.В.	226
Tran Van Quang	260	Альперович В.Л.	75, 76, 102
U		Аминев Д.Ф.	67
Umansky V.	222, 355, 360	Амирасланов И.Р.	486, 487
Usami N.	453	Андреев А.Д.	227
V		Андреев А.Ю.	449, 464
Valkovskii V.V.	304	Андреев Б.А.	168, 409
Villegas K.H.A.	370	Андреев И.В.	198, 214, 399
Voelskow M.	272	Аникеева В.Е.	44
W		Аникин К.В.	154, 258
Weiss D.	210, 478	Анисимов А.Н.	315
West K.W.	223	Антонов В.А.	173, 174, 456
Wiater M.	291	Антонова И.В.	109
Wojtowicz T.	291, 301	Аплеснин С.С.	42, 47, 117
Z		Арапкина Л.В.	89, 137, 138, 181
Zahn D.R.T.	154, 258	Арапов Ю.Г.	219
Ziegler J.	210, 478	Армбристер В.А.	401, 411
A		Аронзон Б.А.	483, 488
Абдуллаев Н.А.	45, 52, 486, 487	Арсеев П.И.	279
Абрамкин Д.М.	60	Артамкин А.И.	474, 495
Абрамкин Д.С.	124, 151	Артамонов Д.М.	294
Абрамова Г.М.	286	Артеев Д.С.	207
Абросимов Н.В.	53, 308	Асеев А.Л.	452
Авдеев И.Д.	260, 265, 468	Астанкова К.Н.	87
Авдиенко П.С.	212	Астахов Г.В.	315
Аверкиев Н.С.	51, 231, 261, 279, 281, 285, 305, 313, 335, 341, 493	Астров Ю.А.	53
Аждаров Г.Х.	45	Афанасьев А.Н.	489
Азаров И.А.	87, 135, 140	Афанасьев И.Б.	68
Акимов А.Н.	78, 106, 276, 277, 301, 325	Афоненко А.А.	426
Акопян Д.А.	325	Ахмадуллин Р.Р.	293
Аксенов В.В.	94, 457	Ахундов И.О.	75, 78, 90, 106, 277
Аксенов М.С.	88, 427, 434, 435	Б	
Аксенов С.В.	152	Бабичев А.В.	448
Акчурин Р.Х.	337	Багаев В.С.	58, 383
Александров И.А.	153, 314, 429	Багаев Т.А.	450, 158, 436, 461
Алексеев П.С.	70, 194	Багочюс Е.К.	215
Алешин А.Н.	367	Бадалова З.И.	45
		Бадмаева И.А.	440
		Байдакова Н.А.	409, 410, 453

Байдусь Н.В.	418	Болдин М.С.	40
Бакаров А.К.	145, 175, 206, 220, 238, 252, 463, 471	Болдырев К.Н.	44
Бакин В.В.	46, 81, 82, 127	Болховитянов Ю.Б.	130
Бакшеев Д.Г.	245, 357	Большаков А.Д.	185, 319, 361, 443
Бандурин Д.	352	Большаков А.П.	59
Банников М.А.	474, 475, 495	Бондаревская А.С.	336, 341
Баранов А.И.	443	Бондаренко Л.В.	204
Баранов А.Н.	165	Бончик А.Ю.	324
Баранов П.Г.	315	Борисов Г.М.	86, 156, 433
Барышников К.А.	305, 316	Бородавченко О. М.	267
Басалаева Л.С.	400	Бортников С.Г.	438
Басов М.В.	437	Боряков А.В.	100
Бахарев С.М.	55	Брагинский Л.С.	490
Бахвалов К.В.	455	Брунков П.Н.	125, 306
Бегишева О. Б.	47, 117	Бубис А.В.	150
Бекин Н.А.	317, 318	Будажанова А.Е.	91
Белов П.А.	155	Буданов А.В.	288
Белолипецкий А.В.	260	Буданцев М.В.	205
Белоновский А.В.	391	Бударных В.И.	421
Белых В.В.	283, 295, 393	Будкин Г.В.	201, 239, 482
Бельков В.В.	482, 484	Бузынин Ю.Н.	96
Бельтюков Я.М.	312	Букатин А.С.	414
Беляев К.Г.	212	Булдыгин А.Ф.	243
Белянин В. Н.	214	Бурдов В.А.	259
Бер Б.Я.	332, 429	Буряк П.А.	406
Березовец В.А.	231	Бушуйкин П.А.	168, 409
Березовская Т.Н.	166	Быков А.А.	220, 354, 406
Берковиц В.Л.	70	Былинкин А.Н.	244
Берсукер И.Б.	305, 341	В	
Берт Н.А.	72, 184	Важенин В.А.	322
Бисти В.Е.	216	Вайнер Б.Г.	92, 372
Блохин С.А.	406	Вайс Д.	484
Блошкин А.А.	401	Валишева Н.А.	88, 427, 434, 435, 442
Бобин С.Б.	48, 496	Валишева Н.А.	427, 434, 435, 442
Бобрецова Ю.К.	423, 448	Вальков В.В.	152
Бовкун Л.С.	492	Ваньков А.Б.	202, 225
Богданов А.А.	396	Варавин В.С.	71, 309, 324, 338, 421, 439, 441
Богданов Е.В.	327	Васев А.В.	101, 112, 118, 124, 126
Боголюбский А.С.	234, 235	Василенко А.П.	112
Богомоллов Д.Б.	151	Васильев В.В.	71, 421
Богомяков А.С.	278, 299	Васильев Н.Н.	491, 502
Богословский Н.А.	335	Васильев Р.Б.	242
Бодров С.Б.	61, 371	Васильев Я.В.	326, 339
Боев М.В.	217, 351	Васильев Р.Б.	258
Бойко А.М.	347	Васильева В.В.	461
Бойко М.Е.	347	Васильевский И.С.	157, 165, 402

Вдовин В.И.	104, 153, 171, 307, 456	Герасимова А.К.	440
Ведь М.В.	288	Гергель В.А.	160, 161
Великанов Д.А.	286	Германенко А.В.	178, 218
Вербус В.А.	410	Герт А.В.	260
Верхогляд А.Г.	182	Гишинский А.М.	98, 108, 427, 434
Вершков В.А.	67	Гиндина М.И.	306
Веселов Д.А.	423	Гиппиус Н.А.	396, 397, 412
Виитаниеми М.	323	Гиршова Е.И.	162, 391, 395
Виниченко А.Н.	157, 165, 402	Гладилин А.А.	49, 320
Винниченко М.Я.	207	Гладышев А.Г.	448
Витлина Р.З.	209	Глазов М.М.	282, 323, 374
Вихрова О.В.	288	Глухов А.В.	456
Вишняков А.В.	421	Говоркова Т.Е.	54, 64, 321
Власов А.С.	406	Голеницкий К.Ю.	231
Власов Ю.Н.	288	Голинская А.Д.	242, 266
Войцеховский А.В.	111, 134, 324, 373, 439	Головатенко А.А.	263, 287
Волков В.А.	224, 350	Головин В.С.	158, 163, 180, 428, 455
Волков Н.А.	464, 466	Голуб Л.Е.	200, 223, 289, 476
Володин А.М.	372	Голубок А.О.	469
Володин В.А.	87, 159, 183, 268, 344, 378	Гольдорт В.Г.	86, 433
Волочаев М.Н.	466	Голяшов В.А.	78, 90, 94, 106, 109, 277, 457, 494
Воробьев А.Б.	215, 243	Горан А.В.	354
Воробьев Л.Е.	207	Горбачевич А.А.	142, 191, 415
Воробьева Ю.С.	215	Горлова И.Г.	143
Вороненков В.В.	93, 424	Горн Д.И.	439
Воронковский В.А.	440	Горный И.В.	369
Воропаев К.О.	448	Горохов Е.Б.	87
Г		Горчаков А.В.	442
Гавриленко В.И.	167, 199, 309, 338, 492	Горшков Д.В.	78, 421, 441
Гаврилов С.С.	390	Горшкова Н.М.	160, 161
Гаврилова Т.А.	87, 98, 108, 118, 135	Горшунов Б.П.	377
Гаврина П. С.	158, 180	Грешнов А.А.	489
Гаврищук Е.М.	320	Григорьев Ф.С.	146
Гайдук П.И.	137, 138	Гриценко В.А.	386, 425
Гайдученко И.	352	Гришанов Н.В.	444
Гайслер А.В.	404	Гришина Я.В.	403
Гайслер В.А.	60, 404	Груздев Н.Б.	322
Галеева А.В.	338, 474, 475, 495	Грузнев Д.В.	204
Галиев Г.Б.	107	Губарев С. И.	214, 247, 248, 399
Галиев Р.Р.	107	Гудина С.В.	211, 219, 234, 235
Галимов А.И.	212	Гудков В.В.	51, 305, 336, 341, 493
Галицын Ю.Г.	114, 115, 270, 381	Гуляев Д.В.	135, 442
Гамбарян М.П.	159	Гупалов С.В.	265
Ганичев С.Д.	482, 484	Гусев А.С.	503
Гейм А.	352	Гусев Г.М.	195, 477, 499
Генералов В.М.	452	Гусев Д.С.	122

Гусихин П.А.	198, 203, 214, 399	Дмитриев Д.В.	98, 108, 131, 427, 434,
Гутаковский А.К.	88, 97, 104, 130, 151, 173, 278, 299, 307, 431		435, 442
Гуткин А.А.	125, 306	Дмитриев И.А.	355, 482
Д		Дмитриенко Е.В.	432
Давлеткильдеев Н.А.	380	Днепровский В.С.	242, 266
Давыдов А.Б.	483, 488	Добрецова А.А.	221
Давыдов В.Ю.	70, 144, 168, 212	Доброхотов П.Л.	402
Данилов А.И.	436, 450	Долбак А.Е.	99
Данилов Л.В.	95	Долженко Д.Е.	475
Данилов С.Н.	474, 495	Дорожкин С.И.	222, 355, 360
Дантчер К.-М.	484	Дорофеев С.Г.	266
Дворецкая Л.Н.	185, 443	Дорохин М.В.	40, 100, 288
Дворецкий С.А.	71, 167, 177, 182, 189, 199, 210, 211, 221, 231, 235, 239, 249, 252, 255, 309, 324, 338, 421, 430, 439, 474, 475, 478, 479, 482, 485, 491, 492, 495, 499, 501, 502	Дравин В.А.	67
Двуреченский А.В.	74, 120, 262, 267, 268, 278, 290, 299, 304, 378, 401, 411	Драгунова А.С.	166
Де Са Перейра Д.	395	Дричко И.Л.	220, 223
Девицкий О.В.	119	Дровосеков А.Б.	122
Дегтярев В.Е.	294	Дроздов К.А.	269
Дегтяренко К.М.	373	Дубинов А.А.	167, 199, 213, 418, 426
Деменев А.А.	394	Дубков В.П.	138
Демина П.Б.	40, 100, 288	Дуда Т.А.	258
Демьяненко М.А.	447	Дудин В.С.	325
Денисов А.О.	149, 150	Дульцев Ф.Н.	400
Денисов Д.В.	346, 448	Дунаевский М.С.	70
Денисов К.С.	281, 289, 285	Дурнев М.В.	323, 484
Денисов Н.В.	204	Дьяков С.А.	396, 397, 412
Денисов С.А.	96	Е	
Дербенёва Н.В.	259	Евдокимов А.Е.	296
Деребезов И.А.	60, 404	Европейцев Е.А.	144, 201
Дерюшкин В.В.	48	Евтихийев В.Р.	391
Дерябин А.С.	97, 130	Егоркин А.В.	456
Джонсон К.	323	Егоркин В.И.	429
Дзядух С.М.	373, 439	Егоров А.В.	121
Дижур С.Е.	165	Егоров А.Ю.	164, 448
Дикман С.М.	196	Егранов А.В.	336, 341
Димитриев Г.С.	368	Елесин А.Г.	182
Дирко В.В.	111	Елисеев И.А.	144
Дмитриев А.А.	220, 405	Елисеев С.А.	146
Дмитриев А.В.	50	Емельянов Е.А.	101, 112, 118, 124, 126, 151
Дмитриев А.П.	369	Емельянова С.М.	64
		Еремин Е.В.	286
		Ермаков О.Е.	396
		Ерофеева И.В.	40, 100
		Есаев Д. Г.	376
		Есин М.Ю.	112, 118, 151
		Ефимов В.М.	375, 376

Ефимов Ю.П.	146	Зыбцев С.Г.	148, 359, 362, 470
Ж		И	
Жаркова Е.В.	242, 266	Иванов А.А.	250
Жачук Р.А.	77, 99	Иванов Е.К.	84
Жданов Е.Ю.	145, 175	Иванов К.А.	162, 164, 391, 395
Жевстовских И.В.	51, 305, 336, 341, 493	Иванов С.В.	144, 201, 212, 227, 293
Жерлицын С.	305	Иванов Э.В.	451
Живодков Ю.А.	128	Ивина Н.Л.	105
Живулько В.Д.	267	Ивченко Е.Л.	240, 368, 476
Жиль Б.	201	Игнатъев И.В.	146
Жмерик В.Н.	201	Ижнин И.И.	324
Жукавин Р. Х.	53, 308	Иконников А.В.	325, 338, 492
Жуков А.Е.	414	Икусов Д.Г.	182, 189, 430
Жуков Е.А.	200, 291, 292	Ильинская Н.Д.	291
Жуков С.С.	377	Ильичев Н.Н.	49, 320
Жукова Е.С.	244, 377	Ильницкий М.А.	174, 456
Журавлев А.Г.	76, 102	Инюшкин А.В.	188
Журавлёв К.С.	98, 108, 114, 115, 131, 153, 238, 270, 271, 314, 332, 333, 381, 427, 429, 434, 435, 442, 463	Ипатов Д.Е.	444
З		Исмаилов А.М.	110
Заболотных А.А.	224, 350	Ищенко Д.В.	78, 90, 106, 277
Заварин Е.Е.	207	К	
Загитова А. А.	214	Кавеев А.К.	277, 494
Задиранов Ю.М.	406	Кавокин К.В.	298, 300
Зайнагутдинов А.Р.	294	Каган М.С.	59, 165
Зайцев А.А.	429	Каган М.Ю.	152
Зайцев А.В.	96	Кадикова И.Ф.	68
Зайцева Э.Г.	103, 452	Казаков А.А.	488
Зайцев-Зотов С.В.	481, 497, 503	Казаков А.С.	474, 475, 495
Закиров Е.Р.	104, 375, 376	Казаков И.П.	160
Зарезин А.М.	203, 399	Казанов Д.Р.	392
Зарубанов А.А.	271, 456	Казанцев Д.М.	75
Захвалинский В.С.	483	Казанцев Д.Ю.	332, 429
Зверев А.В.	421, 444	Кайбышев В.Х.	201
Зверев В.Н.	486, 487	Кайсин Б.Д.	225
Звягин И.П.	363	Калагин А.К.	354
Здоровейщев А.В.	40, 100, 288	Каламейцев А.В.	379
Зегря Г.Г.	95, 172	Калевич В.К.	300
Зеленер Б.Б.	38	Калинушкин В.П.	49, 320
Зеленов Ф.В.	466	Калитеевский М.А.	162, 164, 261, 391, 395
Земляков В.Е.	429	Калитухо И.В.	240, 291, 292, 368
Зиновьев В.А.	74, 267, 278, 290, 411	Камаев Г.Н.	268, 378
Зиновьева А.Ф.	262, 267, 278, 290, 299	Кандуссио С.	484
Золотарев В.В.	163, 428	Капаев В.В.	415
Зотов А.В.	204	Капитонов В.А.	428
		Капитонов Ю.В.	301
		Капон Э.	241
		Капралов К.Н.	226

Капустин А.А.	222, 355, 360	Колосовский Е.А.	442
Карачинский Л.Я.	448	Комиссаренко Ф.Э.	469
Каргин Н.И.	157, 402	Комиссарова Т.А.	291
Карлина Л.Б.	347	Комков О.С.	227
Карпов В.В.	430	Кон И.А.	165, 497, 503
Касимкин П.В.	326, 339	Конаков А.А.	259, 294
Кахраманов К.Ш.	52	Конников С.Г.	347
Кахраманов С.Ш.	52	Конфедератова К.А.	115
Кац В.Н.	200	Коняев В.П.	436
Кацюба А.В.	268, 278, 378	Коптева Н.Е.	292
Кащенко М.А.	244	Копылов В.Б.	107
Квон З.Д.	206, 210, 221, 239, 249, 357, 364, 477, 478, 479, 482, 491, 501, 502	Копылова Т.Н.	373
Кен О.С.	291, 292	Коренев В.Л.	291, 292
Керимова Т.Г.	56	Корнев А.А.	414
Кеслер В.Г.	104	Коробейников И.В.	41, 54
Кибис О.В.	366	Королёв А.В.	322
Кириенко В.В.	299, 401	Корольков О.М.	329
Кириленко Д.А.	70, 144, 185, 212, 319	Корольков И.В.	135
Клепикова А.С.	250	Коростелин Ю.В.	305
Климов А.А.	423, 448	Кортаев А.Г.	324
Климов А.Э.	78, 90, 106, 277, 325	Корытин А.И.	61, 371
Климов Е.А.	107	Косолобов С.Н.	46, 81, 82, 127
Клоков А.Ю.	67	Котин П.А.	266
Клочков А.Н.	107	Котляр К.П.	166, 176
Кнотько А.В.	327, 328	Котов Г.И.	288
Кобльмюллер Г.	150	Котова Л.В.	200
Ковалёв А.А.	86, 433	Кох К.А.	109, 493, 494
Ковалев Б.Б.	327, 328	Коханенко А.П.	111, 373
Ковалев В.М.	217, 351, 370, 379	Кочерешко В.П.	200
Ковалевский К.А.	53	Кочиев М.В.	295, 393
Коваль О.Ю.	185, 319	Кочура А.В.	483
Ковчавцев А.П.	88	Крайнов И.В.	369
Кожухов А.С.	75, 98, 108, 429	Красильник З.Ф.	34, 168, 396, 409, 412, 418
Козлов А.И.	445, 446, 447	Красильникова Л.В.	168
Козлов Д.А.	210, 239, 249, 478, 482, 491, 501, 502	Красников Д.В.	377
Козлов Д.В.	309, 338	Кривобок В.С.	58, 320, 342, 343, 383
Козлова М.В.	242, 266	Кривякин Г.К.	159
Козловский В.В.	329, 462	Кричевский В.В.	436
Козырев А.А.	449	Криштопенко С.С.	221, 255
Козырев Н.В.	293	Кручинин В.Н.	84
Кокурин И.А.	313	Крыжановская Н.В.	166, 185, 400, 414
Колесников А.В.	97	Крылов И.В.	269
Колодезный Е.С.	448	Крюков Р.Н.	288
Колосовский Д.А.	98, 108	Кугель К.И.	483
		Кудинов А.В.	310
		Кудрин А.В.	288

Кудрявцев А.А.	68	Лесников В.П.	100
Кудрявцев К.Е.	167, 168, 199, 418	Лешко А.Ю.	428
Кудряшов Д.А.	166	Линпенг К.	323
Кузнецов А.Б.	109	Литвяк В.М.	300, 310
Кузнецов С.А.	433	Лифшиц М.Б.	281
Кузнецов Ю.М.	40, 100	Лобанов В.В.	190
Кузнецова М.С.	296	Лобанов С.В.	397
Кузнецова Т.В.	493	Лобанов Д.Н.	168
Кузьмин А. О.	110	Лобинцов А.В.	436, 450, 464
Кукушкин В.И.	403	Лобов И.А.	380
Кукушкин И.В.	198, 202, 203, 214, 225, 247, 248, 254, 284, 399, 403	Ловцюс В.А.	146
Кукушкин С.А.	176	Логинов Д.К.	169
Кулагина М.М.	406	Лозовой К.А.	111
Кулаков Д.А.	294	Лончаков А.Т.	48, 64, 496
Кулаковский В.Д.	394, 407	Лотин А.А.	121
Кулеев И.Г.	55	Лошкарев И.Д.	112, 124, 135, 151
Кулеев И.И.	55	Лузанов В.А.	497
Кулик Л.В.	197, 278, 290	Лукашенко С.Ю.	469
Кунавин П.Е.	178	Лукьяненко А.В.	466
Кунцевич А.Ю.	228	Лундин В.В.	207, 306
Курнявко Ю.В.	436	Лютецкий А.В.	158
Курова И.А.	331	Лясота А.А.	241
Куросу М.	471	М	
Курусь А.Ф.	326	Магарилл Л.И.	209, 229
Кусраев Ю.Г.	264, 291, 292, 293	Майзлах А.А.	497, 503
Кустов Д.А.	109	Майтама М.В.	454
Кутиньо Ж.	77, 99	Макаров С.Н.	182
Кучинская П.А.	268	Макаров Ю.С.	421, 444
Л		Макеев М.А.	113
Ладугин М.А.	158, 337, 402, 423, 436, 449, 450, 461, 464	Максимов А.А.	186, 187, 297, 407
Ланцев Е.А.	40	Максимов М.В.	414
Ларионов А.В.	197	Малин Т.В.	114, 115, 153, 270, 332, 333, 381, 429
Латышев А.В.	71, 73, 75, 79, 80, 113, 129, 258, 354, 364, 421	Малыхин С.А.	68
Лебедев А.А.	329, 462	Мамедов Н.Т.	486, 487
Лебедев Д.В.	406	Мамедова И.А.	56
Лебедев С.П.	358	Мамычев В.И.	444
Лебедева Н.М.	291	Мансуров В.Г.	114, 115, 270, 381, 429
Лебедок Е.В.	115, 153, 270	Манцевич В.Н.	279
Левин А.Д.	499	Маремьянин К.В.	207, 492
Левин Р.В.	95, 116	Маренкин С.Ф.	488
Левитский Я.В.	391	Марин Д.В.	140, 421
Ледовских Д.В.	86, 156, 433	Маричев А.Е.	95, 116
Леппенен Н.В.	476	Мармалюк А.А.	158, 337, 402, 423, 436, 449, 450, 461, 464
		Марченков В.В.	54, 64
		Марчишин И.В.	421

Маслов А.Ю.	170	Монсо П.	179, 340
Маслова Н.С.	279	Моргун Л.А.	483
Масюгин А.Н.	117	Морозов И.А.	166, 443
Матецкий А.В.	204	Морозов К.М.	162, 164, 391, 395
Махмудиан М.М.	208, 498	Морозов М.Ю.	233
Машанов В.И.	135	Морозов С.В.	167, 199, 213, 309, 338
Машин А.И.	410	Морозова Е.А.	68
Машинский К.В.	246	Морозова Е.Е.	410, 453
Мелебаев Д.	408	Морозова Н.В.	41
Мельникова В.С.	246	Мудрый В. А.	267
Менелаоу К.	395	Муравьев В.М.	198, 203, 214, 247, 248, 399
Мёнш Э.	484		
Меньшенин В.В.	322	Мусаев А.М.	57
Мехия А.Б.	488	Мустафин И.А.	358
Микаелян Г.Т.	449	Мутилин С.В.	431
Микитчук К.Б.	427, 434	Мухин И.С.	185, 319, 361, 443, 469
Милахин Д.С.	114, 115, 270, 381, 429	Мынбаев К.Д.	324
Милёхин А.Г.	154, 258	Мяконьких А.В.	173, 174
Милёхин И.А.	258	Н	
Минкин В.С.	160, 161	Нагаев К.Э.	147
Минтаиров А.М.	230, 406	Назаров Н.А.	94
Миньков Г.М.	218, 231, 252, 485	Намозов Б.Р.	293
Миронов А.В.	94, 457	Насибулин А.Г.	377
Миронов С.А.	49, 138	Насибулов И.А.	120
Мирошников И.В.	180	Настаушев Ю.В.	400
Митрофанов М.И.	391	Настовьяк А.Г.	118
Михайлин Н.Ю.	346	Наумова О.В.	103, 432, 452
Михайлов А.Н.	272	Небогатикова Н.А.	109
Михайлов Н.Н.	71, 167, 177, 182, 189, 199, 210, 211, 221, 231, 235, 239, 249, 252, 255, 309, 324, 338, 430, 439, 474, 475, 477, 478, 479, 482, 485, 491, 492, 495, 499, 501, 502	Неведомский В.Н.	72, 95, 184
Михайлова М.П.	95	Неверов В.Н.	211, 219, 234, 235, 255, 496
Михалевский В.А.	121, 122, 136	Нежданов А.В.	410
Михалюк А.Н.	204	Некоркин С.М.	418
Михеев В.В.	244	Некрасов С.В.	264
Михрин С.	395	Ненашев А.В.	74, 262, 267, 290, 304, 411
Могильников К.П.	128	Несмелов С.Н.	373, 439
Могорычная А.В.	377	Нестоклон М.О.	201, 223, 260, 265
Можаров А.М.	319, 361, 443	Неустроев Е.П.	382
Моисеев К.Д.	231, 451	Нефёдов Ю.А.	254, 284
Моисеев Э.И.	414	Нечаев Д.В.	201
Молдавская М.Д.	207	Никитин М.В.	470
Монкман Э.	395	Никифоров А.И.	135, 154
		Николаев А.Е.	306
		Николаев В.В.	261
		Николаев Д.Н.	163, 455, 461
		Николаев С.Н.	58, 122, 342, 343, 383

Никонов С.А.	359, 362	Петров А.С.	79, 236
Никулин Д.А.	119	Петров М.Ю.	296
Новиков А.В.	34, 168, 396, 409, 410, 411, 412, 418, 453	Петров П.В.	335
Новиков И.И.	448	Петросян Т.К.	387
Новиков П.Л.	120	Петруша С.В.	149, 479, 501
Новиков С.В.	384, 385	Петрушков М.О.	101, 112, 118, 124, 126, 151
Новиков С.М.	181	Пивцов В.С.	433
Новиков Ю.Н.	386	Пилюк Е.А.	483
Новодворский О.А.	121, 122, 123, 136	Пирогов Е.В.	319
Новоселов А.Р.	447	Пиршин И.В.	138
Нунупаров М.С.	228	Пихтин Н.А.	158, 163, 180, 419, 423, 428, 436, 455, 461
О		Планк Х.	484
Овезов М.К.	367	Платонов А.В.	200
Овешников Л.Н.	483, 488	Погосов А.Г.	145, 175, 205, 252, 471
Овсюк В.Н.	447	Подгорных С.М.	211, 219, 235, 255
Овсянников С.В.	41	Поддубный А.Н.	468
Окулов В.И.	64, 321, 330	Подоскин А.А.	158, 180, 436, 455, 461
Окулова К.А.	321	Позина Г.	164, 391, 395
Оладышкин И.В.	371	Покровский В.Я.	143, 148, 359, 362, 470
Ольшанецкий Е.Б.	499	Полищук О.В.	237
Онищенко Е.Е.	342, 343, 383	Полстянкин А.В.	444
Орлов А.П.	143, 179, 340, 470	Полтавцев С.В.	301
Орлов Л.К.	105, 171	Пономарев С.А.	80, 113
Орлов М.Л.	171	Поносов Ю.С.	493
Ормонт М.А.	363	Попов А.А.	40
Ормонт Н.Н.	331	Попов В.В.	233, 237, 246, 356
Осинных И.В.	332, 333	Попов В.И.	382
П		Попов В.П.	173, 174, 183, 456
Павленко И.А.	157	Попов М.Р.	211, 250, 255
Павлов А.Ю.	161, 454	Попов Я.Е.	262
Павлов В.Ю.	454	Посвянский Д.В.	253
Павлов Д.А.	96	Похабов Д.А.	145, 175
Павлов Н.В.	172	Пошакинский А.В.	280, 311, 315, 392, 468
Павлов С.Г.	53, 308	Прасолов Н.Д.	125
Павловский В.В.	503	Предеин А.В.	421
Павский К.В.	120	Преображенский В.В.	72, 86, 101, 112, 118, 124, 126, 151, 184, 433
Падалица А.А.	436, 464	Принц В.Я.	35, 215, 431, 460
Памятных Е.А.	321	Приходько К.С.	228
Паневин В.Ю.	207	Протасов Д.Ю.	238, 429, 463
Папроцкий С.К.	59, 165	Прошина О.В.	170
Паранчич Л.Д.	48	Пручкина А.А.	342, 343
Парфеньев Р.В.	346	Пудалов В.М.	483
Паршина Л.С.	121, 122, 123, 136	Путилин Ф.Н.	121
Пашин Н.С.	106		
Перевалов Т.В.	334		
Пернул Дж.	484		

Путято М.А.	72, 86, 101, 112, 118, 124, 126, 151, 184, 433	Рыльков В.В.	122
Пушкарев Р.В.	299	Рыхлицкий С.В.	84, 132, 140
Пушкарев С.С.	107	Рябищенкова А.Г.	500
Пушный Б.В.	95, 116	Рябова Л.И.	269, 325, 474, 475, 495
Пышная И.А.	432	Рябоштан Ю.Л.	337, 402
Пышный Д.В.	432	С	
Р		Сабина И.В.	71, 421, 441
Рабданов М.Р.	110	Сабликов В.А.	480
Разумец Е.А.	115, 270	Савельев А.П.	219
Райчев О.Е.	499	Савенко И.Г.	217, 351, 370, 379
Ральченко В.Г.	59	Савилов С.В.	121
Рахлин М.В.	212	Савин К.А.	58, 383
Редуто И.В.	414	Савицкий Г.В.	324
Резванов Р.Р.	49	Савченко М.Л.	239, 249, 491, 501, 502
Резник Р.Р.	70, 176	Саиджонов Б.М.	242
Ремесник В.Г.	177, 421, 430, 441	Санднер А.	484
Риль А.И.	488	Сапега В.Ф.	240, 291, 292, 368
Рогило Д.И.	79, 80, 113	Сапожников С.М.	436, 450, 464
Родин С.Н.	391	Сапунов Г.А.	185, 319
Родина А.В.	240, 263, 287, 368	Саранин А.А.	204
Родионов Н.Б.	59	Сарычев М.Н.	51, 305, 336, 341, 493
Родякина Е.Е.	73, 74, 206, 258, 354, 364, 411	Сафатов А.С.	452
Рожанский И.В.	279, 281, 285	Сафонов Д.А.	157
Рожков С.А.	46, 81, 82, 127	Сахаров А.В.	207, 306
Романов В.В.	451	Сахаров М.В.	134
Романова А.Ю.	406	Светогоров В.Н.	337
Романова О.Б.	42, 43	Свинцов Д.А.	226, 236, 244, 352, 489
Романович Д.Н.	158, 180, 455	Свит К.А.	271
Рочас С.С.	448	Свиташева С.Н.	458, 459
Рубцова Н.Н.	86, 156, 433	Седова И.В.	212, 293
Рувимов С.	201	Селезнев В.А.	431, 460
Руденко К.В.	173, 174	Селенин Н.	395
Рудин С.А.	74	Семенко А.В.	433
Рудова Н.А.	163	Семенова О.Е.	51
Рудра А.	241	Семёнова О.И.	44, 60, 128
Румянцев В.В.	53, 167, 199, 213, 309, 338	Семина М.А.	39, 374
Румянцев Е.Л.	178	Семягин Б.Р.	72, 86, 101, 118, 124, 126, 151, 184, 433
Румянцева М.Н.	269	Сенков В.М.	138
Русецкий В.С.	94, 457	Сергеев С.М.	396, 412
Рут О.Э.	231, 252, 485	Сергеев Ю.А.	61, 371
Рыбин М.В.	405	Сибельдин Н. Н.	241, 393
Рыбина У.И.	62	Сибирмовский Ю.Д.	402
Рыжков М.С.	239	Сидоров Г.Ю.	71, 78, 104, 421, 439, 441
Рыжов И.И.	310	Сидоров Ю.Г.	71, 421
		Силов А.Ю.	313
		Симаков В.А.	158, 436, 450, 461

Синченко А.А.	179	Султанов Д.Б.	243
Синченко А.А.	340	Супрун С.П.	78, 90, 106, 277
Ситников М.Н.	43, 62, 65	Суриков В.Т.	336
Ситников С.В.	73, 129	Суслов А.В.	223
Скипетров Е.П.	327, 328	Сусов Е.В.	430
Скипетрова Л.А.	328	Сутурин С.М.	494
Скориков М.Л.	241	Суханов А.А.	480
Скорородов Е.В.	168, 396, 410, 412	Суханов М.А.	463
Скуратов В.А.	344	Суханова Г.В.	387
Слаповский Д.Н.	454	Сушков О.П.	245
Слепчук Н.	329	Т	
Слипченко С.О.	158, 163, 180, 423, 428, 436, 455, 461	Табачкова Н.Ю.	148
Слынько В.Е.	327, 328	Тазиев Р.М.	465
Смагина Ж.В.	74, 411	Талочкин А.Б.	63
Смирнов А.М.	242, 266	Тамеев А.Р.	384, 385
Смирнов А.Н.	70, 212	Тарасенко С.А.	280, 311, 315, 482, 484
Смирнов В.И.	406	Тарасов А.С.	78, 90, 106, 277, 466
Смирнов Д.С.	201, 282, 298	Тарков М.С.	422
Смирнов И.Ю.	220, 223	Тартаковский И.И.	186, 187, 297, 407
Соболев А.С.	160, 161	Тебеньков А.В.	387
Соболев М.С.	319	Телегин К.Ю.	464
Соболева О.С.	158, 163, 180, 428, 461	Терехов А.С.	46, 81, 82, 127
Соколов В.В.	42, 47, 62	Терещенко О.Е.	51, 78, 90, 94, 106, 109, 277, 325, 457, 493, 494
Соколов В.И.	322	Тетельбаум Д.И.	272
Соколов Д.В.	380	Тийс С.А.	85, 381
Соколов Л.В.	97, 130	Тимофеев В.А.	135, 154
Соколовский Г.С.	420	Тимофеев В.Б.	382
Солдатов Н.А.	131	Тимофеева Н.А.	320
Соловьёв В.А.	227	Титова Е.И.	244
Соловьёв В.В.	254, 403	Титова С.Г.	51
Сорокин С.В.	212, 293	Тиходеев С.Г.	397,407
Сошников И.П.	166	Тихомирова Г.В.	387
Спесивцев Е.В.	84, 132	Тихонов Е.С.	149, 150, 479
Спирин К.Е.	492	Ткаченко В.А.	245, 357, 364
Спирина А.А.	133, 139	Ткаченко О.А.	245, 357, 364
Средин В.Г.	134	Токман М.Д.	371
Ставровский Д.Б.	137, 138	Торопов А.А.	144, 201, 212
Степанец-Хуссейн Э.	197	Торопов А.И.	98, 108, 238, 243, 427, 434, 442
Степанов А.Н.	61, 371	Трошков С.И.	406
Степанов В.Д.	151	Трубина С.В.	153, 278
Степина Н.П.	109, 262, 278, 299	Труханов Е.М.	85, 339
Степихова М.В.	396, 411, 412	Трухин В.Н.	358
Сторожевых М.С.	181	Трушин В.Н.	96
Стрельчук А.М.	329, 462	Тупчая А.Ю.	204
Стрыгин И.С.	354	Туруткин К.В.	235
Ступак М.Ф.	182		

Тысченко И.Е.	183, 272, 456	Хвальковский Н.А.	59, 165
У		Хворостин А.В.	327
Уаман Светикова Т.А.	338	Хисамеева А.Р.	247, 248
Убыйвовк Е.В.	185	Хмельницкий Р.А.	59, 67, 183
Уваров О.В.	49, 137, 181, 320	Хорошилов В.С.	102
Удод Л.В.	42, 43	Хоссени У.А.Л.	341
Ужаков И.Н.	177, 189, 430	Хохлов Д.Р.	269, 325, 474, 475, 495
Уйгуров Д.М.	382	Храмова О.Д.	121, 122, 123, 136
Усик А.Ю.	54, 64	Храмцов Е.С.	146
Уткин Д.Е.	401, 413	Храпай В.С.	149, 150, 479
Уточкин В.В.	167	Худайбердиев Д.А.	249
Ушаков Д.В.	426	Ц	
Ушанов В.И.	72, 184	Цапенко А.П.	377
Ф		Царев А.В.	442, 465
Фадеев М.А.	167, 199, 309	Цветков В.А.	67
Файнер Н.И.	299	Цирлин Г.Э.	185
Фатеев Д.В.	237, 246, 356	Цыпленков В.В.	53, 66
Федина Л.И.	80, 113, 307	Цырлин Г.Э.	70, 166, 176
Федоров В.В.	185, 319, 361, 443	Ч	
Федоров Г.	352	Чалдышев В.В.	72, 184, 398
Федоров И.Б.	222	Чалков В.Ю.	96
Федоров И.В.	95	Чаплик А.В.	208, 209
Федосенко Е.В.	106	Чарикова Т.Б.	250
Федотов Н.И.	481, 503	Чегнов В.П.	49
Федюхин Л.А.	442	Чегнова О.И.	49
Фёльсков М.	278	Ченцов С.И.	320, 342, 343
Фетисова М.В.	400, 414	Чербунин Р.В.	300, 310
Фефелов А.Г.	418	Черебыло Е.А.	121, 122, 136
Филатов А.В.	430	Черепанов В.	99
Филатов Д.О.	96	Черкашин Н.А.	72
Филатов Е.В.	186, 187, 297, 407	Черкова С.Г.	159, 344
Филатов Н.А.	414	Черненко А.В.	345
Филлипсон Г.Ю.	65	Черничкин В.И.	325, 338
Фирсов Д.А.	207	Чернов М.Ю.	227
Фирсов Д.Д.	227	Черноглазов К.Ю.	122
Фойхтлендер Б.	99	Чернодубов Д.А.	188
Фокин А.В.	322	Чернопицкий М.А.	58, 342, 383
Фомин Б.И.	74, 103, 411, 432, 452	Чиж А.Л.	427, 434
Фортунатов А. А.	214	Чиж К.В.	137, 138
Фрицлер К.Б.	339	Чижов А.С.	269
Фролов А.В.	143, 179, 340, 470	Чикалова-Лузина О.П.	367
Фу К.-М.	323	Чистохин И.Б.	128, 427, 434, 435
Х		Чукичев М.В.	49
Хабибуллин Р.А.	161, 426	Чулков Е.В.	486, 487
Хазанова С.В.	294	Ш	
Харьков А.М.	62, 65	Шайблер Г.Э.	46, 81, 82, 127
		Шалеев М.В.	396, 412, 453

Шалыгин В.А.	207	Шуплецов А.В.	228
Шамахов В.В.	163, 455	Шутов И.С.	336, 341
Шамирзаев Т.С.	151, 264	Щ	
Шамшур Д.В.	346	Щеглов Д.В.	79, 80, 113, 129
Шанидзе Л.В.	466	Щепетильников А.В.	248, 254, 284
Шапиев И.М.	110	Щербаков И.П.	367
Шапочкин П.Ю.	146	Щукин К.П.	497, 503
Шарков А.И.	67	Э	
Шарков М.Д.	347	Энтин М.В.	229, 477, 490, 498
Шаров В.А.	70	Эпов В.С.	78
Шастин В.Н.	53, 66, 308	Эполетов В.С.	116
Шахунов В.А.	143, 340	Эренбург С.Б.	153, 278
Шашкин И.С.	163, 428, 455	Эромс Дж.	484
Шварц Н.Л.	75, 118, 133, 139	Ю	
Швец В.А.	84, 118, 132, 140, 189, 430	Югова И.А.	301
Швецов А.Е.	259	Юнин П.А.	168, 409
Шевырин А.А.	251, 471	Юрасов Д.В.	409, 410, 418, 453
Шелаев А.В.	406	Юрьев В.А.	68, 137, 138, 181
Шелушинина Н.Г.	211, 219, 234, 235, 250	Юрьева Т.В.	68
Шенгуров В.Г.	96	Юферев В.С.	180
Шенгуров Д.В.	396, 410	Юхно М. Ю.	47
Шепелин А.В.	372	Я	
Шерстобитов А.А.	218, 231, 252, 485	Яблонский А.Н.	396, 409, 410, 411, 412
Шерстякова В.Н.	106	Яблонский А.Н.	409, 410, 411, 412
Шестак Л.И.	449	Яговкина М.А.	72
Шикин А.М.	486, 487	Якимов А.И.	401
Широков А.Е.	415	Яковкина Л.В.	431
Шкляев А.А.	83, 91, 145, 175, 252, 413, 471	Яковлев Д.Р.	200, 240, 263, 264, 283, 287, 291, 292, 295, 301, 368
Шлегель В.Н.	326, 339	Яковлев И.А.	466
Шмаков А.Н.	44	Якунин М.В.	211, 219, 234, 235, 255
Шорникова Е.В.	240, 263, 287	Якушев М.В.	71, 84, 140, 182, 324, 421, 439
Шорохов А.В.	190	Ямагучи Х.	471
Шретер Ю.Г.	93, 424	Яроцкая И.В.	337, 449, 464
Шубин Н.М.	142, 191	Ярошевич А.С.	364
Шубина Т.В.	144, 201, 212, 392	Ясин Ш.	305
Шуваев А.М.	353	Яссиевич И.Н.	260
Шугуров К.Ю.	361		
Шульман А.Я.	253		
Шумилин А.В.	262, 312		

СПИСОК УЧАСТНИКОВ

Bayer Manfred

TU Dortmund University
August-Schmidt-Straße 4, 44227 Dortmund, Germany
manfred.bayer@tu-dortmund.de

Абдуллаев Надир Аллахверди оглу

Институт Физики АН Азербайджана
пр. Г.Джавида, 131,
г. Баку, AZ1143, Азербайджан
abnadir@mail.ru

Абрамкин Демид Суад

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
dalamber.07@mail.ru

Абрамова Галина Михайловна

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН
Академгородок, г. Красноярск, 660036
agm@iph.krasn.ru

Авдеев Иван Дмитриевич

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
ivan-avdeev505@mail.ru

Аверкиев Никита Сергеевич

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
averkiev@les.ioffe.ru

Азаров Иван Алексеевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
azarov_ivan@mail.ru

Акимов Илья Андреевич

TU Dortmund University
August-Schmidt-Straße 4,
44227 Dortmund, Germany
ilja.akimov@tu-dortmund.de

Аксенов Максим Сергеевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
m.se.aksenov@gmail.com

Аксенов Сергей Владимирович

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН
Академгородок,
г. Красноярск, 660036
asv86@iph.krasn.ru

Александров Иван Анатольевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
aleksandrov@isp.nsc.ru

Алексеев Павел Сергеевич

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
alekseev_p_s@mail.ru

Алексеев Прохор Анатольевич

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
prokhor@gmail.com

Алешин Андрей Николаевич

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
aleshin@transport.ioffe.ru

Алешкин Владимир Яковлевич

Институт физики микроструктур РАН –
филиал ФИЦ Институт прикладной физики РАН
ГСП-105, г. Нижний Новгород, 603950
aleshkin@ipmras.ru

Альперович Виталий Львович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
alper_v@mail.ru

Амасев Дмитрий Валерьевич

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН
ул. Вавилова, 38,
г. Москва, 119991
amoslegkie@gmail.com

Андреев Иван Владимирович

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

Андронов Александр Александрович

Институт физики микроструктур РАН –
филиал ФИЦ Институт прикладной физики РАН
ГСП-105, г. Нижний Новгород, 603950
andron@ipm.sci-nnov.ru

Аникеева Василиса Евгеньевна

Институт спектроскопии РАН
ул. Физическая, 5,
г. Троицк, Москва, 108840
anikeeva.ve@phystech.edu

Аникин Кирилл Витальевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
anikin@isp.nsc.ru

Анисимов Андрей Николаевич
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
aan0100@gmail.com

Аплеснин Сергей Степанович
Сибирский государственный университет науки и
технологий им. академика М.Ф. Решетнева
пр-т им. газеты «Красноярский рабочий», д. 31, а/я
1075,
г. Красноярск, 660037
aplesnin@sibsau.ru

Арапкина Лариса Викторовна
Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН
ул. Вавилова, 38,
г. Москва, 119991
arapkina@kapella.gpi.ru

Аржанникова София Андреевна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
science@isp.nsc.ru

Аронзон Борис Аронович
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Ленинский пр-т. 53,
г. Москва, 119991
aronzonba@lebedev.ru

Асеев Александр Леонидович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090

Афанасьев Александр Николаевич
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
afanasiev.an@mail.ru

Ахундов Игорь Олегович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
akhundov.igor@gmail.com

Багаев Тимур Анатольевич
АО "НИИ "Полус" им. М.Ф. Стельмаха"
ул. Введенского, д. 3, корп. 1,
г. Москва, 117342
bagaevtimr@mail.ru

Багочюс Евгений Кястутисович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
gcorp@ya.ru

Бакаров Асхат Климович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
bakarov@isp.nsc.ru

Бакин Василий Вениаминович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
bakin@ngs.ru

Барышников Кирилл Александрович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
barysh.1989@gmail.com

Басалаева Людмила Сергеевна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
basalaeva@isp.nsc.ru

Басов Михаил Викторович
Всероссийский научно-исследовательский институт
автоматики им. Н.Л. Духова (ФГУП «ВНИИА»)
Сушевская ул., д.22, Москва, 127055
basov.vniia@gmail.com;

Батищев Виталий Валерьевич
Институт радиотехнических систем и управления
Южного федерального университета (ИРТСУ)
Некрасовский пер, 44,
г. Таганрог, Ростовская область, 347928
vit-celt@yandex.ru

Бегишева О.Б.
Сибирский государственный университет науки и
технологий им. академика М.Ф. Решетнева
пр-т им. газеты «Красноярский рабочий», д. 31, а/я
1075, г. Красноярск, 660037

Бекин Николай Александрович
Институт физики микроструктур РАН –
филиал ФИЦ Институт прикладной физики РАН
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950
nbekin@ipmras.ru

Белов Павел Алексеевич

Санкт-Петербургский государственный университет
Университетская набережная, д. 7–9,
г. Санкт-Петербург, 199034
pavelbelov@gmail.com

Белоновский Алексей Владимирович

Санкт-Петербургский национальный исследовательский
Академический университет РАН
ул. Хлопина, дом 8, корпус 3, литер А,
г. Санкт-Петербург, 194021
leha.s92.92@gmail.com

Белых Василий Валерьевич

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Ленинский пр-т. 53,
г. Москва, 119991
belykh@lebedev.ru

Берт Николай Алексеевич

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
nikolay.bert@mail.ioffe.ru

Бетеров Илья Игоревич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
beterov@isp.nsc.ru

Бисти Вероника Евгеньевна

Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черноголовка, Московская обл. 142432
bisti@issp.ac.ru

Блошкин Алексей Александрович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
bloshkin@isp.nsc.ru

Бобин Сергей Борисович

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева
Уро РАН
ул. С. Ковалевской, д.18,
г. Екатеринбург, 620108
bobin@imp.uran.ru

Бобрецова Юлия Константиновна

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
Санкт-Петербург, 129021
bobre-yulya@yandex.ru

Боев Максим Вадимович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
boevm@isp.nsc.ru

Болдырев Кирилл Николаевич

Институт спектроскопии РАН
ул. Физическая, 5,
г. Троицк, Москва, 108840
kn.boldyrev@gmail.com

Большаков Алексей Дмитриевич

Санкт-Петербургский национальный исследовательский
Академический университет РАН
ул. Хлопина, дом 8, корпус 3, литер А,
г. Санкт-Петербург, 194021
bolshakov@live.com

Бондаревская Анна Сергеевна

Уральский федеральный университет
им. первого Президента России Б.Н. Ельцина
ул. Мира, 19,
г. Екатеринбург, 620002
any-bondarevskaya@yandex.ru

Борисов Геннадий Михайлович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
gennadiy.m.borisov@gmail.com

Бортников Сергей Григорьевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
bortnik@isp.nsc.ru

Брагинский Леонид Семенович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
brag@isp.nsc.ru

Будажопова Анастасия Евгеньевна

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
lan-minor@ya.ru

Буданцев Максим Владимирович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
mvbnsk68@gmail.com

Будкин Григорий Владимирович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
gbudkin@gmail.com

Буравлев Алексей Дмитриевич
Санкт-Петербургский национальный
исследовательский
Академический университет РАН
ул. Хлопина, дом 8, корпус 3, литер А,
г. Санкт-Петербург, 194021
bour@mail.ioffe.ru

Бурдов Владимир Анатольевич
Национальный исследовательский Нижегородский
государственный университет им. Н.И.
Лобачевского
просп. Гагарина, 23,
г. Нижний Новгород, 603950
burdov@phys.unn.ru

Быков Алексей Александрович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
bykov@isp.nsc.ru

Вайнер Борис Григорьевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
bgv@isp.nsc.ru

Ваньков Александр Борисович
Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черноголовка, Московская обл. 142432
vankov@issp.ac.ru

Васильев Никита Николаевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
nikita31415@gmail.com

Васильевский Иван Сергеевич
Национальный исследовательский
ядерный университет «МИФИ»
Каширское ш., 31 ,
г. Москва, 115409
ivasilevskii@mail.ru

Веселов Дмитрий Александрович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
dmitriy90@list.ru

Виниченко Александр Николаевич
Национальный исследовательский
ядерный университет «МИФИ»
Каширское ш., 31 ,
г. Москва, 115409
vanaxel@gmail.com

Витлина Ритта Зиновьевна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
ritta@isp.nsc.ru

Войцеховский Александр Васильевич
Томский государственный университет
пр. Ленина, 36,
г. Томск, 634050
vav43@mail.tsu.ru

Волков Владимир Александрович
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп. 7,
г. Москва, 125009
VoVA@cplire.ru

Вороненков Владислав Валерьевич
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
Санкт-Петербург, 129021
v.v.voronenkov@ya.ru

Воронковский Виталий Александрович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
voronkovskii@isp.nsc.ru

Гавриленко Владимир Изыславович
Институт физики микроструктур РАН –
филиал ФИЦ Институт прикладной физики РАН
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950
gavr@ipmras.ru

Гаврилов Сергей Сергеевич
Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черноголовка, Московская обл. 142432
gavr_ss@issp.ac.ru

Гаврина Полина Сергеевна
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
gavrina@mail.ioffe.ru

Галеева Александра Викторовна
Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова
Ленинские горы, 1, стр. 2 ,
г. Москва, 119991
galeeva@physics.msu.ru

Гамбарян Маргарита Петровна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
gambaryan@isp.nsc.ru

Гапонов Сергей Викторович
Институт физики микроструктур РАН –
филиал ФИЦ Институт прикладной физики РАН
ГСП-105, г. Нижний Новгород, 603950
svg@ipmras.ru

Гасанова Мехрибан Ширин
Азербайджанский Технический Университет
ул. Г. Джавид,
г. Баку, 1073, Азербайджан,
mhsh28@mail.ru

Гергель Виктор Александрович
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
г. Москва, 125009
ygergel@mail.ru

Германенко Александр Викторович
Уральский федеральный университет
им. первого Президента России Б.Н. Ельцина
ул. Мира, 19,
г. Екатеринбург, 620002
alexander.germanenko@urfu.ru

Герт Антон Владимирович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
dinfaug@mail.ru

Гилинский Александр Михайлович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
gilinsky@isp.nsc.ru

Гиндина Маргарита Игоревна
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
mgindina@yandex.ru

Гиппиус Алексей Алексеевич
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Ленинский пр-т. 53,
г. Москва, 119991
gippius@sci.lebedev.ru

Гиршова Елизавета Ильинична
Санкт-Петербургский национальный
исследовательский Академический университет
РАН
ул. Хлопина, дом 8, корпус 3, литер А,
г. Санкт-Петербург, 194021
ilinishna@gmail.com

Гладилин Андрей Александрович
Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН
ул. Вавилова, 38,
г. Москва, 119991
andrewglad@yahoo.co.uk

Глазов Михаил Михайлович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
glazov@coherent.ioffe.ru

Глухов Александр Викторович
АО "Новосибирский завод полупроводниковых
приборов с ОКБ"
ул. Дачная, 60,
г. Новосибирск, 630082
gluhov@nzpp.ru

Говоркова Татьяна Евгеньевна
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева
Уро РАН
ул. С. Ковалевской, д.18,
г. Екатеринбург, 620108
govorkova@imp.uran.ru

Голинская Анастасия Дмитриевна
Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова
Ленинские горы, 1, стр. 2 ,
г. Москва, 119991
and.golinskaya@gmail.com

Головатенко Александр Анатольевич
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
sasha.pti@mail.ioffe.ru

Голуб Леонид Евгеньевич
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
golub@coherent.ioffe.ru

Голяшов Владимир Андреевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
golyashov@isp.nsc.ru

Горбацевич Александр Алексеевич
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Ленинский пр-т. 53,
г. Москва, 119991
aag@sci.lebedev.ru

Горлова Ирина Геннадьевна
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
г. Москва, 125009
gorl@cplire.ru

Горн Дмитрий Игоревич
Томский государственный университет
пр. Ленина, 36,
г. Томск, 634050
gorn_dim@sibmail.com

Горшков Дмитрий Витальевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
GorshkovDV@isp.nsc.ru

Горшкова Наталья Михайловна
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
г. Москва, 125009
gorshkovan@bk.ru

Грибков Виктор Петрович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
gribkov@isp.nsc.ru

Григорьев Филипп Сергеевич
Санкт-Петербургский государственный
университет
Университетская набережная, д. 7–9,
г. Санкт-Петербург, 199034
f.grigoriev@spbu.ru

Гриценко Владимир Алексеевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
grits@isp.nsc.ru

Гришина Яна Викторовна
Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черноголовка, Московская обл. 142432
grishina@issp.ac.ru

Груздев Никита Борисович
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева
Уро РАН
ул. С. Ковалевской, д.18,
г. Екатеринбург, 620108
nbgruzdev@mail.ru

Гугучкин Андрей Валерьевич
АО «Экран-Оптические Системы»
ул. Даргомыжского, 8А корп. 2,
г. Новосибирск, 630047
office@ekran-os.ru

Гудина Светлана Викторовна
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева
Уро РАН
ул. С. Ковалевской, д.18,
г. Екатеринбург, 620108
svpopova@imp.uran.ru

Гуляев Дмитрий Владимирович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
gulyaev@isp.nsc.ru

Гуляев Юрий Васильевич
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
г. Москва, 125009
gulyaev@cplire.ru

Гусев Геннадий М.
Instituto de Física (IF) Universidade de São Paulo
São Paulo, Brasil
gusev@if.usp.br

Гусихин Павел Артурович
Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черноголовка, Московская обл. 142432
gusikhin@issp.ac.ru

Гутаковский Антон Константинович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
gut@isp.nsc.ru

Данилов Леонид Викторович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
danleon84@mail.ioffe.ru

Дворецкая Лилия Николаевна
Санкт-Петербургский национальный
исследовательский
Академический университет РАН
ул. Хлопина, дом 8, корпус 3, литер А,
г. Санкт-Петербург, 194021
Liliyabutler@gmail.com

Дворецкий Сергей Алексеевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
dvor@isp.nsc.ru

Двуреченский Анатолий Васильевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
dvurech@isp.nsc.ru

Дёмина Полина Борисовна
Научно-исследовательский физико-технический
институт (НИФТИ) ННГУ им. Н.И. Лобачевского
просп. Гагарина, 23, корп.3,
г. Нижний Новгород, 603950
demina@phys.unn.ru

Денисов Константин Сергеевич
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
denisokonstantin@gmail.com

Денисов Сергей Александрович
Национальный исследовательский Нижегородский
государственный университет
им. Н.И. Лобачевского
просп. Гагарина, 23,
г. Нижний Новгород, 603950
denisov@nifti.unn.ru

Деребезов Илья Александрович
Институт физики полупроводников им. А.В.
Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
derebezov@isp.nsc.ru

Дерябин Александр Сергеевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
das@isp.nsc.ru

Дикман Сергей Михайлович
Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черноголовка, Московская обл. 142432
dickmann@issp.ac.ru

Дмитриев Алексей Владимирович
Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова
Ленинские горы, 1, стр. 2 ,
г. Москва, 119991
dmitriev@lt.phys.msu.ru

Дмитриев Алексей Андреевич
Санкт-Петербургский национальный
исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики
Кронверкский пр., д.49,
г. Санкт-Петербург, 197101
alexey.dmitriev@mail.ioffe.ru

Дмитриев Дмитрий Владимирович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
ddmitriev@isp.nsc.ru

Днепровский Владимир Самсонович
Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова
Ленинские горы, 1, стр. 2 ,
г. Москва, 119991
scon281@phys.msu.ru

Добрецова Алёна Александровна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
DobretsovaAA@gmail.com

Долбак Андрей Евгеньевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
dolbak@isp.nsc.ru

Дорожкин Сергей Иванович
Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черноголовка, Московская обл. 142432
dorozh@issp.ac.ru

Дричко Ирина Львовна
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
irina.l.drichko@mail.ioffe.ru

Дронов Михаил Александрович
Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова
Ленинские горы, 1, стр. 2 ,
г. Москва, 119991
mikhail.dronov@gmail.com

Дубинов Александр Алексеевич
Институт физики микроструктур РАН –
филиал ФИЦ Институт прикладной физики РАН
ГСП-105, г. Нижний Новгород, 603950
sanya@ipm.sci-nnov.ru

Дурнев Михаил Васильевич
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
dunev@mail.ioffe.ru

Дутов В.А.
Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 1,
г. Новосибирск, 630090

Европейцев Евгений Андреевич
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
Evropeitsev@beam.ioffe.ru

Емельянов Евгений Александрович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
e2a@isp.nsc.ru

Ефимов Валерий Михайлович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
efimov@isp.nsc.ru

Жачук Руслан Анатольевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
zhachuk@mail.ru

Жданов Евгений Юрьевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
zhdanov@isp.nsc.ru

Жевстовских Ирина Владимировна
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева
Уро РАН
ул. С. Ковалевской, д.18,
г. Екатеринбург, 620108
zhevstovskikh@imp.uran.ru

Жукавин Роман Хусейнович
Институт физики микроструктур РАН –
филиал ФИЦ Институт прикладной физики РАН
ГСП-105, г. Нижний Новгород, 603950
zhur@ipmras.ru

Жуков Сергей Сергеевич
Московский физико-технический институт (МФТИ)
Институтский пер., 9.,
г. Долгопрудный, Московская область, 141701
zs1978@mail.ru

Жуков Юрий Михайлович
ООО "Экситон Аналитик"
Гражданский пр, д. 11,
г. Санкт-Петербург
YURI.ZHUKOV@prevac.ru

Журавлев Константин Сергеевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
zhur@isp.nsc.ru

Журавлев Андрей Григорьевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
zh@ngs.ru

Заболотных Андрей Александрович
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
г. Москва, 125009
zabolotnyh_andre@mail.ru

Забродский Андрей Георгиевич
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
Санкт-Петербург, 129021
Andrei.Zabrodskii@mail.ioffe.ru

Зайцева Эльза Гайнуллаевна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
zayceva@isp.nsc.ru

Зайцев-Зотов Сергей Владимирович
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
г. Москва, 125009
serzz@cplire.ru

Закиров Евгений Рашитович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
erzakirov@isp.nsc.ru

Зеленер Борис Борисович
Объединенный институт высоких температур РАН
(ОИВТ РАН)
ул. Ижорская, д.13, стр.2,
г. Москва, 125412,
boboze1@mail.ru

Зиновьев Владимир Анатольевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
zinoviev@isp.nsc.ru

Зиновьева Айгуль Фанизовна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
aigul@isp.nsc.ru

Золотарев Василий Владимирович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
zolutarev.bazil@mail.ioffe.ru

Зыбцев Сергей Григорьевич
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
г. Москва, 125009
zybt@cplire.ru

Иванов Сергей Викторович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
Ivan@beam.ioffe.ru

Иванов Константин Александрович
Санкт-Петербургский национальный
исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики
Кронверкский пр., д.49,
г. Санкт-Петербург, 197101
kivanov1992@gmail.com

Ивина Наталья Львовна
Нижегородский институт управления
просп. Гагарина, 46,
г. Нижний Новгород, 603950
nataivina@mail.ru

Ивченко Евгениус Левович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
ivchenko@coherent.ioffe.ru

Ижнин Игорь Иванович
Научно-производственное предприятие
"Электрон-Карат"
ул. Стрийская, 202,
г. Львов, Украина, 79031
i.izhnin@carat.electron.ua

Иконников Антон Владимирович
Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова
Ленинские горы, 1, стр. 2,
г. Москва, 119991
antikon@physics.msu.ru

Ипатов Дмитрий Евгеньевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
ipdmev@gmail.com

Исмаилов Абубакар Магомедович
Дагестанский государственный университет,
физический факультет
ул. М. Гаджиева 43 а,
г. Махачкала, Республика Дагестан
egdada@mail.ru

Исюк Владимир Ильич
АО "Новосибирский завод полупроводниковых
приборов с ОКБ"
ул. Дачная, 60,
г. Новосибирск, 630082
secretar@nzpp.ru

Ищенко Денис Вячеславович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
ischenkod@isp.nsc.ru

Кавеев Андрей Камильевич
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
kaveev@mail.ioffe.ru

Каган Мирон Соломонович
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
г. Москва, 125009
kagan@cplire.ru

Казаков Алексей Сергеевич
Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова
Ленинские горы, 1, стр. 2,
г. Москва, 119991
askazakov@physics.msu.ru

Казанов Дмитрий Робертович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
kazanovdr@gmail.com

Казанцев Дмитрий Михайлович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
dmkazantsev@isp.nsc.ru

Кайсин Борис Дмитриевич
Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черногловка, Московская обл. 142432
tiesb@yandex.ru

Каламейцев Александр Владимирович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
kalam@isp.nsc.ru

Калитуха Инна Викторовна
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
kalitukha@gmail.com

Камаев Геннадий Николаевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
kamaev@isp.nsc.ru

Каплянский Александр Александрович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
A.Kaplyanskii@mail.ioffe.ru

Капралов Кирилл Николаевич
Московский физико-технический институт (МФТИ)
Институтский пер., 9.,
г. Долгопрудный, Московская область, 141701
kapralov.kn@phystech.edu

Капустин Александр Альбертович
Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черногловка, Московская обл. 142432
kapustin@issp.ac.ru

Касимкин Павел Викторович
Институт неорганической химии
им. А.В. Николаева СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева, 3,
г. Новосибирск, 630090
kaspavik@mail.ru

Кахраманов Камил Шамил оглы
Институт Физики АН Азербайджана
пр. Г.Джавида, 131,
г. Баку, AZ1143, Азербайджан
kamil.qahramanov@yahoo.com

Кахраманов Самир Шамил оглы
Институт Физики АН Азербайджана
пр. Г.Джавида, 131,
г. Баку, AZ1143, Азербайджан
samir.gahramanov@gmail.com

Кацюба Алексей Владимирович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
kacuba@ngs.ru

Кведер Виталий Владимирович
Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черногловка, Московская обл. 142432
kveder@issp.ac.ru

Квон Зе Дон
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
kvon@isp.nsc.ru

Кен Ольга Сергеевна
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
olja.ken@mail.ioffe.ru

Кибис Олег Васильевич
Новосибирский государственный технический
университет
пр-т Карла Маркса, 20,
г. Новосибирск, 630073
Oleg.Kibis@nstu.ru

Климов Александр Эдуардович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
klimov@isp.nsc.ru

Клочков Алексей Николаевич
Институт сверхвысокочастотной
полупроводниковой
электроники им. В.Г. Мокерова РАН
Нагорный проезд, 7, стр.5,
г. Москва, 117105
klochkov_alexey@mail.ru

Ковалев Вадим Михайлович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
vmk111@yandex.ru

Ковалев Борис Борисович

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова
Ленинские горы, 1, стр. 2,
г. Москва, 119991
skip@mig.phys.msu.ru

Ковалевский Константин Андреевич

Институт физики микроструктур РАН –
филиал ФИЦ Институт прикладной физики РАН
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950
atan4@yandex.ru

Ковчавцев Анатолий Петрович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
kap@isp.nsc.ru

Козлов Александр Иванович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
kozlov@isp.nsc.ru

Козлов Дмитрий Андреевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
dimko@isp.nsc.ru

Козлов Дмитрий Владимирович

Институт физики микроструктур РАН –
филиал ФИЦ Институт прикладной физики РАН
ГСП-105, г. Нижний Новгород, 603950
dvkoz@ipmras.ru

Козырев Николай Владимирович

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
kozyrev.nikolay@bk.ru

Кокурин Иван Александрович

Мордовский государственный университет
им. Н.П. Огарева
ул. Большевикская, 68,
г. Саранск, 430005
kokurinia@mail.ru

Колодезный Евгений Сергеевич

Санкт-Петербургский национальный
исследовательский
университет информационных технологий,
механики и оптики
Кронверкский пр., д.49,
г. Санкт-Петербург, 197101
e.kolodeznyy@gmail.com

Колосовский Данил Антонович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
danil-ak@yandex.ru

Комков Олег Сергеевич

Санкт-Петербургский государственный
электротехнический университет «ЛЭТИ»
ул. Профессора Попова, дом 5,
г. Санкт-Петербург, 197376
oleg_sergeevich@mail.ru

Конаков Антон Алексеевич

Национальный исследовательский Нижегородский
государственный университет им. Н.И.
Лобачевского
просп. Гагарина, 23,
г. Нижний Новгород, 603950
konakov_anton@mail.ru

Конфедератова Ксения Александровна

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

Копьев Петр Сергеевич

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
Ps@korjev.ioffe.ru

Коробейников Игорь Витальевич

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева
Уро РАН
ул. С. Ковалевской, д.18,
г. Екатеринбург, 620108
i_korobeynikov@mail.ru

Котляр Константин Павлович

Санкт-Петербургский национальный
исследовательский
Академический университет РАН
ул. Хлопина, дом 8, корпус 3, литер А,
г. Санкт-Петербург, 194021
konstantin21kt@gmail.com

Котова Любовь Викторовна

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
kotova@mail.ioffe.ru

Кох Константин Александрович

Институт геологии и минералогии
им. В.С. Соболева СО РАН
проспект Академика Коптюга, 3,
г. Новосибирск, 630090
k.a.kokh@gmail.com

Кочнев Михаил Валерьевич

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Ленинский пр-т, 53,
г. Москва, 119991
kochievmv@mail.ru

Крайнов Игорь Вадимович

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
igor.kraynov@mail.ru

Красильник Захарий Фишелевич

Институт физики микроструктур РАН –
филиал ФИЦ Институт прикладной физики РАН
ГСП-105, г. Нижний Новгород, 603950
krasilnik@list.ru

Красников Геннадий Яковлевич

АО «НИИМЭ» и ПАО «Микрон»
Западный проезд, д. 12/1,
г. Москва, Зеленоград, 124460

Крылов Иван Владимирович

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова
Ленинские горы, 1, стр.2,
г. Москва, 119991
iv.krylov@physics.msu.ru

Кудинов Алексей Валерьевич

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
Koudinov@orient.ioffe.ru

Кудрявцев Константин Евгеньевич

Институт физики микроструктур РАН –
филиал ФИЦ Институт прикладной физики РАН
ГСП-105, г. Нижний Новгород, 603950
konstantin@ipmras.ru

Кузнецова Мария Сергеевна

Санкт-Петербургский государственный
университет
Университетская набережная, д. 7–9,
г. Санкт-Петербург, 199034
mashakuznecova@bk.ru

Кузьмин Андрей Олегович

Институт катализа СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева, 5,
г. Новосибирск, 630090
kuzmin@catalysis.ru

Кукушкин Игорь Владимирович

Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черноголовка, Московская обл. 142432
kukush@issp.ac.ru

Кулаковский Владимир Дмитриевич

Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черноголовка, Московская обл. 142432
kulakovs@issp.ac.ru

Кулеев Иван Игоревич

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева
Уро РАН
ул. С. Ковалевской, д.18,
г. Екатеринбург, 620108
kuleyevI@imp.uran.ru

Кулик Леонид Викторович

Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черноголовка, Московская обл. 142432
kulik@issp.ac.ru

Кульбачинский В.А.

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова
Ленинские горы, 1, стр. 2,
г. Москва, 119991
kulb@mig.phys.msu.ru

Кунцевич Александр Юрьевич

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Ленинский пр-т, 53,
г. Москва, 119991
alexkun@lebedev.ru

Курсаев Юрий Георгиевич

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
Kusrayev@orient.ioffe.ru

Ладугин Максим Анатольевич

АО "НИИ "Полус" им. М.Ф. Стельмаха"
ул. Введенского, д. 3, корп. 1,
г. Москва, 117342
maximladugin@mail.ru

Ларионов Андрей Владимирович

Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черноголовка, Московская обл. 142432
lariонов@issp.ac.ru

Латышев Александр Васильевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
latyshev@isp.nsc.ru

Лебедев Дмитрий Владимирович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
lebedev.dmitri@mail.ioffe.ru

Лебедев Александр Александрович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
shura.lebe@mail.ioffe.ru

Ледовских Дмитрий Васильевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
dvledovskikh@isp.nsc.ru

Лобанов Дмитрий Николаевич
Институт физики микроструктур РАН –
филиал ФИЦ Институт прикладной физики РАН
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950
dima@ipmras.ru

Лобов Иван Андреевич
Омский научный центр СО РАН
пр. Карла Маркса, 15,
г. Омск, 644024
LI_87@mail.ru

Логинов Дмитрий Константинович
Санкт-Петербургский государственный
университет
Университетская набережная, д. 7–9,
г. Санкт-Петербург, 199034
loginov999@gmail.com

Лозовой Кирилл Александрович
Томский государственный университет
пр. Ленина, 36,
г. Томск, 634050
lka@sibmail.com

Лончаков Александр Трофимович
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева
Уро РАН
ул. С. Ковалевской, д.18,
г. Екатеринбург, 620108
lonchakov@imp.uran.ru

Лошкарев Иван Дмитриевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
idl@isp.nsc.ru

Лукичев Владимир Федорович
Физико-технологический институт
им. К.А. Валиева РАН
Нахимовский проспект д.36 к.1,
г. Москва, 117218
lukichev@ftian.ru

Лукьяненко Анна Витальевна
Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН
Академгородок, г. Красноярск, 660036
lav@iph.krasn.ru

Лысенко Никита Игоревич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
arhnik94@mail.ru

Ляпилин Игорь Иванович
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева
Уро РАН
ул. С. Ковалевской, д.18,
г. Екатеринбург, 620108
lyapilin@imp.uran.ru

Магарилл Лев Исаакович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
levm@isp.nsc.ru

Майзлах Алексей Андреевич
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
г. Москва, 125009
mayzlah@yandex.ru

Макеев Марк Александрович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
margovervos@gmail.com

Максимов Андрей Анатольевич
Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черноголовка, Московская обл. 142432
maksimov@issp.ac.ru

Малин Тимур Валерьевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
mal-tv@isp.nsc.ru

Мамедова Ирада Аюбовна
Институт Физики АН Азербайджана
пр. Г.Джавида, 131,
г. Баку, AZ1143, Азербайджан
irada_mamedova@yahoo.com

Мамедова Ирада Аюб Кызы
Институт Физики АН Азербайджана
пр. Г.Джавида, 131,
г. Баку, AZ1143, Азербайджан
taira-kerimova@mail.ru

Мансуров Владимир Геннадьевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
mansurov@isp.nsc.ru

Манцевич Владимир Николаевич

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова
Ленинские горы, 1, стр. 2,
г. Москва, 119991
vmantsev@gmail.com

Маричев А.Е.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
vadep@yandex.ru

Маслов Александр Юрьевич

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
maslov.ton@mail.ioffe.ru

Масюгин Альберт Николаевич

Сибирский государственный университет науки
и технологий им. академика М.Ф. Решетнева
пр-т им. газеты «Красноярский рабочий»,
д. 31, а/я 1075,
г. Красноярск, 660037
albert.masyugin@mail.ru

Махмудиан Махмуд Максуд

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
mahmood@isp.nsc.ru

Мелебаев Даулбай

Туркменский государственный университет
им. Махтумкули
г. Ашхабад, 744000, Туркменистан
dmelebay@yandex.ru

Милахин Денис Сергеевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
dmilakhin@isp.nsc.ru

Милёхин Александр Германович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
milekhin@isp.nsc.ru

Миловзоров Николай Геннадьевич

ООО "Экситон Аналитик"
Гражданский пр, д. 11,
г. Санкт-Петербург

Минкин Вадим Сергеевич

Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
Москва, 125009
n_work1@mail.ru

Минтаиров А.М.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
amintairov@gmail.com

Миньков Григорий Максавич

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева
Уро РАН
ул. С. Ковалевской, д.18,
г. Екатеринбург, 620108
grigori.minkov@imp.uran.ru

Михайлин Николай Юрьевич

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
mikhailin.nik@gmail.com

Михайлов Николай Николаевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
mikhailov@isp.nsc.ru

Михеев Виктор Михайлович

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева
Уро РАН
ул. С. Ковалевской, д.18,
г. Екатеринбург, 620108
mikheev@imp.uran.ru

Можаров Алексей Михайлович

Санкт-Петербургский национальный
исследовательский
Академический университет РАН
ул. Хлопина, дом 8, корпус 3, литер А,
Санкт-Петербург, 194021
mozharov@spbau.ru

Моисеев Константин Дмитриевич

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
mkd@iropt2.ioffe.ru

Молдавская Мария Давидовна
Санкт-Петербургский политехнический
университет Петра Великого
ул. Политехническая, д. 29,
г. Санкт-Петербург, 195251
mmold@mail.ru

Морозов Константин Михайлович
Санкт-Петербургский национальный
исследовательский
Академический университет РАН
ул. Хлопина, дом 8, корпус 3, литер А,
г. Санкт-Петербург, 194021
morzvonst@gmail.com

Муравьев Вячеслав Михайлович
Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черногловка, Московская обл. 142432
muravev_vm@mail.ru

Мусаев Ахмед Магомедович
Институт физики Дагестанского научного центра
РАН
ул. Ярагского, д. 93,
г. Махачкала, Республика Дагестан, 367003
akhmed-musaev@yandex.ru

Мутилин Сергей Владимирович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
mutilin@isp.nsc.ru

Мухин Иван Сергеевич
Санкт-Петербургский национальный
исследовательский
Академический университет РАН
ул. Хлопина, дом 8, корпус 3, литер А,
г. Санкт-Петербург, 194021
imukhin@yandex.ru

Нагаев Кирилл Эдуардович
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
г. Москва, 125009
knagaev@inbox.ru

Настаушев Юрий Владимирович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
nast@isp.nsc.ru

Настовьяк Алла Георгиевна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
alla@isp.nsc.ru

Наумова Ольга Викторовна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
naumova@isp.nsc.ru

Неверов Владимир Николаевич
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева
Уро РАН
ул. С. Ковалевской, д.18,
г. Екатеринбург, 620108
neverov@imp.uran.ru

Неизвестный Игорь Георгиевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
neizv@isp.nsc.ru

Ненашев Алексей Владимирович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
nenashev_isp@mail.ru

Неустроев Ефим Петрович
Северо-Восточный федеральный университет
им. М.К. Аммосова
ул.Белинского, д. 58,
г. Якутск, Саха, Якутия Респ., 677000
neustr@mail.ru

Никитин Максим Валерьевич
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
г. Москва, 125009
nikitin@cplire.ru

Никитов Сергей Аполлонович
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
г. Москва, 125009
nikitov@cplire.ru

Никифоров Александр Иванович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
nikif@isp.nsc.ru

Николаев Сергей Николаевич
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Ленинский пр-т. 53,
г. Москва, 119991
nikolaev-s@yandex.ru

Николаев Валентин Вячеславович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
valia.nikolaev@gmail.com

Никонов Сергей Александрович
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
г. Москва, 125009
nikonow2014@gmail.com

Никулин Дмитрий Александрович
АО "Монокристалл"
ул. Ленина, 74/15,
г. Ставрополь, 355012
dmitnikul@gmail.com

Новиков Сергей Витальевич
Институт физической химии и электрохимии
им. А.Н.Фрумкина
Ленинский проспект, 31, корп. 4,
г. Москва, 119071
cnovikov@gmail.com

Новиков Алексей Витальевич
Институт физики микроструктур РАН –
филиал ФИЦ Институт прикладной физики РАН
ГСП-105, г. Нижний Новгород, 603950
anov@ipm.sci-nnov.ru

Новиков Юрий Николаевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
nov@isp.nsc.ru

Новиков Павел Леонидович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
novikov@isp.nsc.ru

Новодворский Олег Алексеевич
Институт проблем лазерных и информационных
технологий РАН—
филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН
ул. Святоозерская, 1,
г. Шатура, Московская обл., 140700
onov@mail.ru

Номоев Сергей Андреевич
Национальный исследовательский ядерный
университет «МИФИ»
Каширское ш., 31 ,
г. Москва, 115409
serganom@gmail.com

Овешников Леонид Николаевич
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Ленинский пр-т. 53,
г. Москва, 119991
oveshnikovln@lebedev.ru

Окулов Всеволод Игоревич
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева
Уро РАН
ул. С. Ковалевской, д.18,
г. Екатеринбург, 620108
okulov@imp.uran.ru

Ольшанецкий Евгений Борисович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
eolsh@isp.nsc.ru

Орлов Лев Константинович
Институт физики микроструктур РАН –
филиал ФИЦ Институт прикладной физики РАН
ГСП-105, г. Нижний Новгород, 603950
orlov@ipm.sci-nnov.ru

Ормонт Михаил Александрович
Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова
Ленинские горы, 1, стр. 2,
г. Москва, 119991
ormont.73@mail.ru

Осинных Игорь Васильевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
igor-osinnykh@isp.nsc.ru

Павлов Владимир Юрьевич
Институт сверхвысокочастотной
полупроводниковой
электроники им. В.Г. Мокерова РАН
Нагорный проезд, 7, стр.5,
г. Москва, 117105
vl-pavlov@mail.ru

Павлов Николай Владимирович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
pavlovnv@mail.ru

Памятных Евгений Алексеевич
Уральский федеральный университет
им. первого Президента России Б.Н. Ельцина
ул. Мира, 19,
г. Екатеринбург, 620002
epamyatn@mail.ru

Папроцкий Станислав Константинович

Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
г. Москва, 125009
s.paprotskiy@gmail.com

Паршина Любовь Сергеевна

Институт проблем лазерных и информационных
технологий РАН—
филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН
ул. Святоозерская, 1,
г. Шатура, Московская обл., 140700
parshinaliubov@mail.ru

Пахневич Андрей Александрович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
pakhnevich@isp.nsc.ru

Перевалов Тимофей Викторович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
timson@isp.nsc.ru

Перевозчикова Юлия Александровна

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева
Уро РАН
ул. С. Ковалевской, д.18,
г. Екатеринбург, 620108
yu.perevozchikova@imp.uran.ru

Петров Александр Сергеевич

Московский физико-технический институт (МФТИ)
Институтский пер., 9.,
г. Долгопрудный, Московская область, 141701
aleksandr.petrov@phystech.edu

Петров Алексей Сергеевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
alexey_petrov@isp.nsc.ru

Петров Павел Вячеславович

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
pavel.petrov@gmail.com

Петруша Станислав Владимирович

Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черноголовка, Московская обл. 142432
petrushas@issp.ac.ru

Петрушков Михаил Олегович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
maikdi@isp.nsc.ru

Пихтин Никита Александрович

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
nike@hpld.ioffe.ru

Погосов Артур Григорьевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
pogosov@isp.nsc.ru

Подоскин Александр Александрович

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
podoskin@mail.ioffe.ru

Покровский Вадим Ярославович

Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
г. Москва, 125009
vadim.pokrovskiy@mail.ru

Полищук Ольга Витальевна

Саратовский филиал Института радиотехники
и электроники им. В.А. Котельникова РАН
ул. Зеленая, д. 28,
г. Саратов, 410019
polischuk.sfire@mail.ru

Пономарев Сергей Артемьевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
sergei_pon971610@mail.ru

Попов Владимир Павлович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
popov@isp.nsc.ru

Попов Вячеслав Валентинович

Саратовский филиал Института радиотехники
и электроники им. В.А. Котельникова РАН
ул. Зеленая, д. 28,
г. Саратов, 410019
glorvv@gmail.com

Похабов Дмитрий Александрович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
pokhabov@isp.nsc.ru

Пошакинский Александр Валерьевич

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
poshakinskiy@mail.ioffe.ru

Прасолов Никита Дмитриевич

Санкт-Петербургский национальный
исследовательский университет информационных
технологий, механики и оптики
Кронверкский пр., д.49,
г. Санкт-Петербург, 197101
nikpras@bk.ru

Принц Виктор Яковлевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
prinz@isp.nsc.ru

Протасов Дмитрий Юрьевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
protasov@isp.nsc.ru

Пулято Михаил Альбертович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
puma@isp.nsc.ru

Резник Родион Романович

Санкт-Петербургский национальный
исследовательский
Академический университет РАН
ул. Хлопина, дом 8, корпус 3, литер А,
г. Санкт-Петербург, 194021
moment92@mail.ru

Ремесник Владимир Григорьевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
remesnik@isp.nsc.ru

Рогило Дмитрий Игоревич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
rogilod@gmail.com

Родина Анна Валерьевна

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
anna.rodina@mail.ioffe.ru

Родякина Екатерина Евгеньевна

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
rodyakina@isp.nsc.ru

Рожанский Игорь Владимирович

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
rozhansky@gmail.com

Рожков Станислав Александрович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
rozhkovs@isp.nsc.ru

Романова Оксана Борисовна

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН
Академгородок,
г. Красноярск, 660036
rob@iph.krasn.ru

Рубцова Наталия Николаевна

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
rubtsova@isp.nsc.ru

Рудин Сергей Алексеевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
rudin@isp.nsc.ru

Румянцев Владимир Владимирович

Институт физики микроструктур РАН –
филиал ФИЦ Институт прикладной физики РАН
ГСП-105, г. Нижний Новгород, 603950
rumyantsev@ipmras.ru

Румянцев Евгений Львович

Уральский федеральный университет
им. первого Президента России Б.Н. Ельцина
ул. Мира, 19, г. Екатеринбург, 620002
evgeny.rumiantsev@urfu.ru

Русецкий Вадим Сергеевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
vadim19230495@yandex.ru

Рыжков Максим Сергеевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
m.ryzhkov@g.nsu.ru

Рябищенкова Анастасия Геннадьевна

Томский государственный университет
пр. Ленина, 36,
г. Томск, 634050
ryaange@gmail.com

Сабликов Владимир Алексеевич

Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
г. Москва, 125009
sablikov@gmail.com

Савенко Иван Григорьевич

Institute for Basic Science, IBS
Daejeon, Republic of Korea, 34126
savenko.j@mail.ru

Савченко Максим Леонидович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
SavchenkoMaximL@gmail.com

Сапега Виктор Федорович

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
sapega.dnm@mail.ioffe.ru

Саранин Александр Александрович

Институт автоматизации и процессов управления
ДВО РАН
ул. Радио, 5,
г. Владивосток, 690041
saranin@iacp.dvo.ru

Сарычев Максим Николаевич

Уральский федеральный университет
им. первого Президента России Б.Н. Ельцина
ул. Мира, 19,
г. Екатеринбург, 620002
mak-sarychev@yandex.ru

Сауров Александр Николаевич

Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН
Ленинский проспект, д. 32А,
г. Москва, 119991
org@inme-ras.ru

Сафонов Данил Андреевич

Национальный исследовательский
ядерный университет «МИФИ»
Каширское ш., 31,
г. Москва, 115409
safonov.dan@mail.ru

Светогоров Владимир Николаевич

АО "НИИ "Полус" им. М.Ф. Стельмаха"
ул. Введенского, д. 3, корп. 1,
г. Москва, 117342
svetogorvlad@mail.ru

Свинцов Дмитрий Александрович

Московский физико-технический институт (МФТИ)
Институтский пер., 9.,
г. Долгопрудный, Московская область, 141701
svintcov.da@mipt.ru

Свит Кирилл Аркадьевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
svit@nanotech.nsk.ru

Свиташева Светлана Николаевна

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
Svitasheva@isp.nsc.ru

Селезнев Владимир Александрович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
seleznev@isp.nsc.ru

Семенова Ольга Ивановна

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
oisem@isp.nsc.ru

Семина Марина Александровна

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
Санкт-Петербург, 129021
msemina@gmail.com

Сергеев Юрий Александрович

Институт прикладной физики РАН
ул. Ульянова, 46,
г. Нижний Новгород. БОКС - 120, 603950
yas@ufp.appl.sci-nnov.ru

Сибельдин Николай Николаевич

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Ленинский пр-т. 53,
г. Москва, 119991
sibeldinn@lebedev.ru

Сидоров Георгий Юрьевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
george@isp.nsc.ru

Синченко Александр Андреевич
Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова
Ленинские горы, 1, стр. 2,
г. Москва, 119991
aasinch@mail.ru

Ситников Сергей Васильевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
sitnikov@isp.nsc.ru

Ситников Максим Николаевич
Сибирский государственный университет науки и
технологий им. академика М.Ф. Решетнева
пр-т им. газеты «Красноярский рабочий», д. 31, а/я
1075,
г. Красноярск, 660037
kineru@mail.ru

Скориков Михаил Львович
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Ленинский пр-т. 53,
г. Москва, 119991
skorikovml@lebedev.ru

Слипченко Сергей Олегович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
SergHPL@mail.ioffe.ru

Смагина Жанна Викторовна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
smagina@isp.nsc.ru

Смирнов Александр Михайлович
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
г. Москва, 125009
aslsmir1988@mail.ru

Смирнов Дмитрий Сергеевич
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
smirnov@mail.ioffe.ru

Соболева Ольга Сергеевна
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
helga.serge@gmail.com

Соколов Леонид Валентинович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
sokolov@isp.nsc.ru

Соколовский Григорий Семенович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
gs@mail.ioffe.ru

Солдатов Никита Артемович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
nikita.soldatov2099@yandex.ru

Спесивцев Евгений Васильевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
evs@isp.nsc.ru

Спирина Анна Александровна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
spirina.anna.alex@gmail.com

Средин Виктор Геннадьевич
Военная академия Ракетных войск стратегического
назначения им. Петра Великого
ул. Карбышева, 8,
г. Балашиха Московской обл., 143900
sredinvg@rambler.ru

Степина Наталья Петровна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
nstepina@mail.ru

Степихова Маргарита Владимировна
Институт физики микроструктур РАН –
филиал ФИЦ Институт прикладной физики РАН
ГСП-105, г. Нижний Новгород, 603950
mst@ipm.sci-nnov.ru

Сторожевых Михаил Сергеевич
Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН
ул. Вавилова, 38,
г. Москва, 119991
storozhevykh@kapella.gpi.ru

Стрельчук Анатолий Маркович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
anatoly.strelchuk@mail.ioffe.ru

Ступак Михаил Федорович
Конструкторско-технологический институт
научного приборостроения СО РАН
ул. Русская, 41,
г. Новосибирск, 630058
stupak@tdisie.nsc.ru

Султанов Денис Борисович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
sultanov@isp.nsc.ru

Сурис Роберт Арнольдович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
Suris@theory.ioffe.ru

Суханов Максим Андреевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
sukhanovma@mail.ru

Талочкин Александр Борисович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
tal@isp.nsc.ru

Тарасенко Сергей Анатольевич
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
tarasenko@coherent.ioffe.ru

Тарков Михаил Сергеевич
Институт физики полупроводников им. А.В.
Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
tarkov@isp.nsc.ru

Телегин Константин Юрьевич
АО "НИИ "Полюс" им. М.Ф. Стальмаха"
ул. Введенского, д. 3, корп. 1,
г. Москва, 117342
telegin_kyu@mail.ru

Терехов Александр Сергеевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
terek@isp.nsc.ru

Терещенко Олег Евгеньевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
teresh@isp.nsc.ru

Тийс Сергей Александрович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
teys@isp.nsc.ru

Тимофеев Вячеслав Алексеевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
Vyacheslav.t@isp.nsc.ru

Тимофеев Владислав Борисович
Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черноголовка, Московская обл. 142432
timofeev@issp.ac.ru

Титова Елена Игоревна
Московский физико-технический институт (МФТИ)
Институтский пер., 9.,
г. Долгопрудный, Московская область, 141701
titova@phystech.edu

Тиходеев Сергей Григорьевич
Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова
Ленинские горы, 1, стр. 2,
г. Москва, 119991
tikh@gpi.ru

Тихомирова Галина Владимировна
Уральский федеральный университет
им. первого Президента России Б.Н. Ельцина
ул. Мира, 19,
г. Екатеринбург, 620002
Galina.Tikhomirova@urfu.ru

Тихонов Евгений Сергеевич
Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черноголовка, Московская обл. 142432
tikhonov@issp.ac.ru

Ткаченко Виталий Анатольевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
vtkach@isp.nsc.ru

Ткаченко Ольга Александровна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
otkach@isp.nsc.ru

Торопов Алексей Акимович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
toropov@beam.ioffe.ru

Трухин Валерий Николаевич
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
Санкт-Петербург, 129021
valemb@mail.ru

Тыщенко Ида Евгеньевна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
tys@isp.nsc.ru

Уаман Светикова Татьяна Аурелия
Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова
Ленинские горы, 1, стр. 2,
г. Москва, 119991
uaman.st15@physics.msu.ru

Удод Любовь Викторовна
Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН
Академгородок, г. Красноярск, 660036
luba@iph.krasn.ru

Усик Александр Юрьевич
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уро
РАН
ул. С. Ковалевской, д.18,
г. Екатеринбург, 620108
alexandr-usik1990@rambler.ru

Устинов Виктор Михайлович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
Vmust@beam.ioffe.ru

Уткин Дмитрий Евгеньевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
utkinde@isp.nsc.ru

Ушанов Виталий Игоревич
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
Decorus2009@mail.ru

Фатеев Денис Васильевич
Саратовский филиал Института радиотехники
и электроники им. В.А. Котельникова РАН
ул. Зеленая, д. 28,
г. Саратов, 410019
fateevdv@yandex.ru

Федоров Владимир Викторович
Санкт-Петербургский национальный
исследовательский
Академический университет РАН
ул. Хлопина, дом 8, корпус 3, литер А,
г. Санкт-Петербург, 194021
burunduk.uk@gmail.com

Федорук Михаил Петрович
Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 1,
г. Новосибирск, 630090
rector@nsu.ru

Федотов Николай Игоревич
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп. 7,
г. Москва, 125009
nfedotov89@mail.ru

Фетисова Марина Вадимовна
Санкт-Петербургский национальный
исследовательский
Академический университет РАН
ул. Хлопина, дом 8, корпус 3, литер А,
г. Санкт-Петербург, 194021
fetmarina57@gmail.com

Филатов Евгений Васильевич
Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черноголовка, Московская обл. 142432
filatov@issp.ac.ru

Фисенко Ольга Борисовна
Сибирский государственный университет науки и
технологий им. академика М.Ф. Решетнева
пр-т им. газеты «Красноярский рабочий»,
д. 31, а/я 1075, г. Красноярск, 660037
fisenko_o@mail.ru

Фрицлер Константин Бернгардович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
kbf@isp.nsc.ru

Фролов Алексей Владимирович
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
г. Москва, 125009
fralek@mail.ru

Халилова Шахла Ганбаровна
Институт Физики АН Азербайджана
пр. Г.Джавида, 131,
г. Баку, AZ1143, Азербайджан
shahlaganbarova@gmail.com

Харьков Антон Михайлович
Сибирский государственный университет науки
и технологий им. академика М.Ф. Решетнева
пр-т им. газеты «Красноярский рабочий»,
д. 31, а/я 1075
г. Красноярск, 660037
khark.anton@mail.ru

Хисамеева Алина Рамилевна
Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черноголовка, Московская обл. 142432
alina.khisameeva@gmail.com

Хоссени Уиссам Адел Лотфи
Уральский федеральный университет
им. первого Президента России Б.Н. Ельцина
ул. Мира, 19,
г. Екатеринбург, 620002
wessam.hosseney@fsc.bu.edu.eg

Хохлов Дмитрий Рэмович
Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова
Ленинские горы, 1, стр. 2 ,
г. Москва, 119991
khokhlov@mig.phys.msu.ru

Храмова Ольга Дмитриевна
Институт проблем лазерных и информационных
технологий РАН—
филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН
ул. Святоозерская, 1,
г. Шатура, Московская обл., 140700
okhram48@mail.ru

Храпай Вадим Сергеевич
Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черноголовка, Московская обл. 142432
dick@issp.ac.ru

Худайбердиев Данияр Азаматович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
danikyar@gmail.com

Царев Андрей Владимирович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
tsarev@isp.nsc.ru

Цыпленков Вениамин Владимирович
Институт физики микроструктур РАН –
филиал ФИЦ Институт прикладной физики РАН
ГСП-105, г. Нижний Новгород, 603950
Tsyplenkov1@yandex.ru

Чалдышев Владимир Викторович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
chald.vvg@mail.ioffe.ru

Чаплик Александр Германович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева, 13
г. Новосибирск, 630090
chaplik@isp.nsc.ru

Чарикова Татьяна Борисовна
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева
Уро РАН
ул. С. Ковалевской, д.18,
г. Екатеринбург, 620108
charikova@imp.uran.ru

Ченцов Семён Игоревич
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Ленинский пр-т. 53,
г. Москва, 119991
semch@gmail.com

Чербунин Роман Викторович
Санкт-Петербургский государственный
университет
Университетская набережная, д. 7–9,
г. Санкт-Петербург, 199034
r.cherbunin@gmail.com

Черемисин Максим Владимирович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
maksim.vip1@pop.ioffe.rssi.ru

Черкова Светлана Глебовна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
cherkova@isp.nsc.ru

Черненко Александр Васильевич
Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черноголовка, Московская обл. 142432
chernen@yandex.ru

Чернодубов Даниил Андреевич

НИЦ "Курчатовский институт"
пл. Академика Курчатова, д. 1,
г. Москва, 123182
danny.a.tch@gmail.com

Чиж Кирилл Всеволодович

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
ул. Вавилова, 38,
г. Москва, 119991
chizh@kapella.gpi.ru

Чиж Александр Леонидович

ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника»
пр-кт Независимости, 68,
г. Минск, Беларусь, 220072
chizh@oelt.basnet.by

Чудиновских Андрей

ЗАО "Лабцентр"
ул. Куйбышева, 55, оф.501,
г. Екатеринбург, 620144
ac@labcentr.ru

Шайблер Генрих Эрнстович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
scheibl@isp.nsc.ru

Шамирзаев Тимур Сезгирович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
tim@isp.nsc.ru

Шамшур Дмитрий Владиленович

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
d.shamshur@mail.ioffe.ru

Шарков Андрей Иванович

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Ленинский пр-т. 53,
г. Москва, 119991
shark@lebedev.ru

Шарков Михаил Дмитриевич

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
mischar@mail.ru

Шашкин Владимир Иванович

Институт физики микроструктур РАН –
филиал ФИЦ Институт прикладной физики РАН
ГСП-105, г. Нижний Новгород, 603950
sha@ipmras.ru

Шварц Наталия Львовна

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
nataly.shwartz@gmail.com

Швец Василий Александрович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
basil5353@mail.ru

Шевырин Андрей Анатольевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
shevandrey@isp.nsc.ru

Шерстобитов Андрей Александрович

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева
Уро РАН
ул. С. Ковалевской, д.18,
г. Екатеринбург, 620108
andrey.sherstobitov@urfu.ru

Широков Александр Евгеньевич

Национальный исследовательский университет
"Московский институт электронной техники"
Площадь Шокина, дом 1,
г. Москва, Зеленоград, 124498
shyrovkov@gmail.com

Шкляев Александр Андреевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
alexsan@mail.ru

Шорникова Елена Владимировна

TU Dortmund University
August-Schmidt-Straße 4,
44227 Dortmund, Germany
elena.shornikova@tu-dortmund.de

Шубин Николай Михайлович

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Ленинский пр-т. 53,
г. Москва, 119991
n.s.vanderveer@gmail.com

Шубина Татьяна Васильевна

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
shubina@beam.ioffe.ru

Шуваев Алексей Михайлович
Institute of Solid State Physics Vienna
University of Technology
Wiedner Hauptstraße, 8-10,
Vienna, 1040, Austria
shuvaev@ifp.tuwien.ac.at

Шульман Александр Яковлевич
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
г. Москва, 125009
ash@cplire.ru

Шумилин Андрей Вадимович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 129021
AVShumilin@mail.ioffe.ru

Щепетильников Антон Вячеславович
Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна, д.2,
г. Черноголовка, Московская обл. 142432
shchepetilnikov@issp.ac.ru

Щукин Константин Павлович
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
г. Москва, 125009
skpmipt@gmail.com

Югова Ирина Анатольевна
Санкт-Петербургский государственный
университет
Университетская набережная, д. 7–9,
г. Санкт-Петербург, 199034
irina_yugova_05@mail.ru

Юрьев Владимир Артурович
Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН
ул. Вавилова, 38,
г. Москва, 119991
vyuryev@kapella.gpi.ru

Якимчук Евгений Андреевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
eayakimchuk@isp.nsc.ru

Якунин Михаил Викторович
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева
Уро РАН
ул. С. Ковалевской, д.18,
г. Екатеринбург, 620108
yakunin@imp.uran.ru

Якушев Максим Витальевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
yakushev@isp.nsc.ru

Ярошевич Александр Сергеевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, 630090
jarosh@isp.nsc.ru