ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

# XIV Российская конференция по физике полупроводников

9-13 сентября 2019 г., Новосибирск

## ЧАСТЬ І

Новосибирск 2019

УДК 53 ББК В379.2я431 Т29



**Тезисы докладов XIV Российской конференции по физике полупроводников. Часть 1.** – Новосибирск, ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, – М. Издательство Перо, 2019. – 272 с.

ISBN 978-5-00150-446-7 (Общ.) ISBN 978-5-00150-447-4 (Ч.1)

Издание осуществлено на основе MS Wordфайлов, 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. 17 л. Тираж 500 экз. Заказ 628.

## ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

Председатель

Е.Л. Ивченко

### ФТИ РАН, СПб

Учёный секретарь

М.М. Глазов ФТИ РАН, СПб

Члены программного комитета

Ж.И. Алферов	СПб АУ НОЦНТ РАН, Санкт-Петербург
А.А. Андронов	ИФМ РАН, Нижний Новгород
А.Л. Асеев	ИФП СО РАН, Новосибирск
В.А. Волков	ИРЭ РАН, Москва
С.В. Гапонов	ИФМ РАН, Нижний Новгород
А.А. Гиппиус	ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва
М.М. Глазов	ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб
А.А. Горбацевич	ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва
А.В. Двуреченский	ИФП СО РАН, Новосибирск
В.С. Днепровский	МГУ, Москва
А.Г. Забродский	ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб
С.В. Зайцев-Зотов	ИРЭ РАН, Москва
А.А. Каплянский	ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб
В.В. Кведер	ИФТТ РАН, Черноголовка
П.С. Копьев	ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб
З.Ф. Красильник	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Г.Я. Красников	ОАО «НИИМЭ и Микрон», Зеленоград
И.В. Кукушкин	ИФТТ РАН, Черноголовка
В.Д. Кулаковский	ИФТТ РАН, Черноголовка
Л.В. Кулик	ИФТТ РАН, Черноголовка
Ю.Г. Кусраев	ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб
А.В. Латышев	ИФП СО РАН, Новосибирск
И.Г. Неизвестный	ИФП СО РАН, Новосибирск
В.И. Окулов	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
В.Я. Покровский	ИРЭ РАН, Москва
А.А. Саранин	ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
Н.Н. Сибельдин	ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва
Р.А. Сурис	ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб
А.С. Терехов	ИФП СО РАН, Новосибирск
В.Б. Тимофеев	ИФТТ РАН, Черноголовка
В.М. Устинов	ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб
Д.Р. Хохлов	МГУ, Москва
А.В. Чаплик	ИФП СО РАН, Новосибирск
В.И. Шашкин	ИФМ РАН, Нижний Новгород

## ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Председатель	
А.В. Латышев	ИФП СО РАН, Новосибирск
Заместители председате	ЛЯ
А.В. Двуреченский	ИФП СО РАН, Новосибирск
А.Г. Милёхин	ИФП СО РАН, Новосибирск
Ученый секретарь	
С.А. Аржанникова	ИФП СО РАН, Новосибирск
Члены организационно	го комитета
И.И. Бетеров	ИФП СО РАН, Новосибирск
В.П. Грибков	ИФП СО РАН, Новосибирск
А.В. Гугучкин	АО «Экран-оптические системы», Новосибирск
Ю.В. Гуляев	ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва
К.С. Журавлев	ИФП СО РАН, Новосибирск
С.В. Иванов	ФТИ им. А.Ф. Иоффе, СПетербург
В.И. Исюк	АО «НЗПП с ОКБ», Новосибирск
А.В. Каламейцев	ИФП СО РАН, Новосибирск
В.Ф. Лукичев	ФТИАН им. К.А. Валиева РАН, Москва
С.А. Никитов	ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва
А.И. Никифоров	ИФП СО РАН, Новосибирск
В.Я. Принц	ИФП СО РАН, Новосибирск
А.Г. Погосов	ИФП СО РАН, Новосибирск
А.Н. Сауров	ИНМЭ РАН, Москва
О.Е. Терещенко	ИФП СО РАН, Новосибирск
М.П. Федорук	НГУ, Новосибирск
М.В. Якунин	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
М.В. Якушев	ИФП СО РАН, Новосибирск

#### Адрес и контакты организационного комитета

ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН Пр. Академика Лаврентьева, 13, 630090, Новосибирск, Россия Аржанникова София Андреевна – ученый секретарь Тычинская Светлана Анатольевна Тел.: +7(383) 333-24-88; Факс: +7(383) 333-27-71; E-mail: semicond2019@isp.nsc.ru







## **ОРГАНИЗАТОРЫ**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук www.isp.nsc.ru

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский национальный исследовательский государственный университет»

www.nsu.ru

Научный совет РАН по физике полупроводников, Отделение физических наук РАН gpad.ac.ru

## КОНФЕРЕНЦИЯ ПРОВОДИТСЯ ПРИ СОДЕЙСТВИИ



РФФИ



Министерство науки и высшего образования Российской Федерации <u>minobrnauki.gov.ru</u>

Российский фонд фундаментальных исследований www.rfbr.ru

Курорт- отель «Сосновка» www.sosnovka.biz

## СПОНСОРЫ



Horiba Scientific www.horiba.com

NYTEK

AO «Найтек Инструментс» www.nytek.ru

OOO «Экситон Аналитик» www.exiton-analytic.ru





ООО «МИНАТЕХ» www.minateh.ru





ООО «ГТК Синтез» www.sintez-lab.ru

ЗАО «Лабцентр» https://labcenter.ru

## СОДЕРЖАНИЕ

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ	33
Микро- и наноразмерные источники излучения ближнего ИК диапазона на кремнии Красильник З.Ф., Новиков А.В.	34
Физика и технология полупроводниковых и гибридных наноструктур: тенденции развития, практические применения Принц В.Я.	35
Ultrafast acoustics for modulating matter Bayer M.	36
Секция 1. Объемные полупроводники	37
Современное состояние исследований в области создания и диагностики ультрахолодного ридберговского газа и ультрахолодной плазмы Зеленер Б.Б.	38
Теория ридберговских экситонов в закиси меди Семина М.А.	39
Термоэлектрические преобразователи энергии на основе сильнолегированных полупроводнико GeSi и соединений MnSi Дорохин М.В., Кузнецов Ю.М., Демина П.Б., Ерофеева И.В., Здоровейщев А.В., Болдин М. Ланцев Е.А., Попов А.А.	в 40 .С.,
Исследование влияния высокого давления на свойства термоэлектрических материалов Морозова Н.В., Коробейников И.В., Овсянников С.В.	41
Магнитотранспортные свойства твердых растворов Аg <sub>x</sub> Mn <sub>1-x</sub> S Романова О.Б., Аплеснин С.С.,Удод Л.В., Соколов В.В.	42
Низкотемпературные фазовые переходы в полупроводниках Bi <sub>2</sub> (Sn <sub>1-x</sub> Fe <sub>x</sub> ) <sub>2</sub> O <sub>7</sub> Удод Л.В., Ситников М.Н., Романова О.Б.	43
Оптоэлектронные свойства и структурные переходы в монокристаллах металлоорганически перовскитов Аникеева В.Е., Семёнова О.И., Шмаков А.Н., Болдырев К.Н.	ıx 44
Ангармонизм фононов в монокристаллах Bi <sub>2</sub> Se <sub>3</sub> Абдуллаев H.A., Бадалова З.И., Алигулиева Х.В., Аждаров Г.Х.	45
Спектры возбуждения фотоэмиссии p-GaAs(Cs,O) – фотокатода Бакин В.В., Косолобов С.Н., Рожков С.А, Шайблер Г.Э., Терехов А.С.	46
Зарядовое упорядочение в сульфидах марганца замещенных лютецием Бегишева О.Б., Аплеснин С.С., Юхно М. Ю., Соколов В. В.	47
Линейное поперечное магнитосопротивление в монокристаллах селенида ртути, легированнь примесью кобальта примесью кобальта Бобин С.Б., Лончаков А.Т., Дерюшкин В.В., Паранчич Л.Д.	ıx 48
Влияние отжига в атмосфере Zn на структурные и люминесцентные свойства ZnSe:Fe Гладилин А.А., Уваров О.В., Ильичев Н.Н., Чегнов В.П., Чегнова О.И., Чукичев М.В., Резванов Р.Р., Миронов С.А., Калинушкин В.П.	49
Влияние глубины зоны тяжелых дырок на термоэлектрические характеристики сильно легированного p-PbTe Дмитриев А.В.	50
- Упругие и оптические свойства монокристаллов перовскита CH <sub>3</sub> NH <sub>3</sub> PbI <sub>3</sub> вблизи структурны. фазовых переходов	x 51
<b>Жевстовских И.В.</b> , Аверкиев Н.С., Гудков В.В., Сарычев М.Н., Титова С.Г., Семенова О.Е. Терещенко О.Е.	••

<i>Каналы высокой проводимости в Bi</i> <sub>2</sub> Te <sub>3</sub> <in,cu></in,cu>
Активная среда на основе кремния, легированного магнием
Влияние высокого давления на термоэлектрические свойства нестехиометрических сплавов типа Гейслера Fe <sub>2-x</sub> V <sub>1+x</sub> Al
Влияние фокусировки фононов на теплопроводность упруго анизотропных кристаллов при низких температурах
Температурная зависимость фотолюминесценции CdIn <sub>2</sub> Te <sub>4</sub> 50 Керимова Т.Г., <b>Мамедова И.А.</b>
Диэлектрические свойства кремния и германия
Антистоксова люминесценция InSe вблизи перехода E <sub>1</sub>
Эффект Френкеля-Пула в ионизации акцепторов бора в алмазе Алтухов И.В., Каган М.С., Папроцкий С.К., Хвальковский Н.А., Родионов Н.Б., Большаков А.П., Ральченко В.Г., Хмельницкий Р.А.
Фотолюминесценция и структура монокристаллов перовскитов CH <sub>3</sub> NH <sub>3</sub> PbX <sub>3</sub> (X=Br, I) 60 Семенова О.И., Абрамкин Д.М., Деребезов И.А., Гайслер В.А.
Генерация второй гармоники оптического излучения из кристаллов типа цинковой обманки в сильном ТГц поле
Эффект Холла и термоэдс в твердых растворах Yb <sub>x</sub> Mn <sub>1-x</sub> S
Комбинационное рассеяние циркулярно поляризованного света на оптических фононах Si 63 Талочкин А.Б.
Эффекты изменения соотношения переходных элементов в кинетических свойствах сплавов Fe-V-Al
<i>Механизмы проводимости в твердых растворах Yb<sub>x</sub>Mn<sub>1-x</sub>S</i>
Внутрицентровая релаксация мелких доноров сурьмы в деформированном германии
Акустические и тепловые свойства слоев созданных в алмазе имплантацией ионов углерода 67 Шарков А.И., Клоков А.Ю., Вершков В.А., Хмельницкий Р.А., Аминев Д.Ф., Дравин В.А., Цветков В.А.
Катодолюминесценция микрокристаллов CdZnSSe в стекле
Секция 2. Поверхность, пленки, слои 69
Электронные и электромеханические явления в А <sup>Ш</sup> В <sup>V</sup> нитевидных нанокристаллах
Наногетероэпитаксиальные структуры HgCdTe. Рост, квантовые эффекты и приборы

Микроструктура нановключений AsSb в плазмонном метаматериале LTG-AlGaAsSb
Кинетика разрастания двумерных островков на широких террасах поверхности кремния (001) при сублимации
Родякина Е.Е., Ситников С.В., Латышев А.В.
Зарождение и эпитаксиальный рост трехмерных островков Ge на структурированной поверхности Si(100)
Двуреченский А.В.
<i>Термическое выглаживание и огрубление поверхности GaAs</i>
Эмиссия электронов из GaAs(Cs,O) в вакуум при переходе от отрицательного к положительному электронному сродству
Атомная и электронная структура реконструированной поверхности Si(331) 77 Жачук Р.А., Кутиньо Ж.
Поверхностные состояния в PbSnTe:In МДП-транзисторе с индуцированным каналом
Кинетика двумерно-островкового зарождения при субмонослойном осаждении Si и Ge на атомно- чистую поверхность Si(111) и с поверхностными фазами, индуцированными оловом
<i>Травление поверхности Si(111) при взаимодействии с молекулярным пучком селена</i>
Термодинамические закономерности формирования стабильных Cs - покрытий на поверхностях полупроводников
Вклад эффекта Штарка в формирование спектра электронных состояний интерфейса р – GaN(Cs,O) – вакуум
Массивы диэлектрических частиц SiGe и Ge на несмачиваемых поверхностях Si и SiO <sub>2</sub> 83 Шкляев А.А.
Прецизионная эллипсометрическая диагностика полупроводниковых материалов и структур с субнанометровым разрешением
Релаксация напряжений при понижении плотности сверхструктурной фазы в нанослоях Ge 85 <b>Тийс С.А.</b> , Труханов Е.М.
Кинетика отражения слоя квантовых ям с диэлектрическим зеркалом в ближней ИК области 86 <b>Ледовских Д.В.</b> , Борисов Г.М., Гольдорт В.Г., Ковалёв А.А., Рубцова Н.Н., Преображенский В.В., Путято М.А., Семягин Б.Р.
Исследование структурных модификаций композитных слоев с Ge нанокластерами оптическими методами
Азаров И.А., Астанкова К.Н., Горохов Е.Б., Володин В.А., Гаврилова Т.А.
Свойства анодных слоев, сформированных на поверхности InAlAs(001) в таунсендовской газоразрядной плазме
Моделирование методом Монте-Карло структуры поверхности эпитаксиального слоя Si, выращенного в условиях МЛЭ

Пассивирующие и термодесорбционные свойства теллура на поверхности PbSnTe	0
О сублимации Ge при высокотемпературном осаждении Ge на Si	1
Тепловизионное исследование сорбционных и каталитических процессов на поверхности твердого тела	2
Система хлорид-гидирдной газофазной эпитаксии для выращивания объемных слоев нитрида галлия	3
Угловое распределение эмитируемых из GaAs/(Cs,O) фотокатодов электронов	4
Особенности синтеза фотоприемных гетроструктур со сверхрешетками InAs/GaSb методом МОСГФЭ	5
Газофазное осаждение эпитаксиальных слое Ge и GeSn с разложением моногермана (GeH <sub>4</sub> ) на горячей проволоке	6
Атомарный водород в системе Ge <sub>x</sub> Si <sub>1-x</sub> /Si(100)	7
Влияние режимов отжига (001)InP в потоке мышьяка на плотность структурных дефектов в слоях InAlAs/InP	8
Структура напряжённых слоёв Si на поверхности Ge(111)	9
Тонкие эпитаксиальные слои Mn <sub>x</sub> Si <sub>1-x</sub> как перспективный материал для термоэлектрических преобразователей энергии	0 ,
Кинетическая модель формирования состава твердых растворов InAs <sub>x</sub> Sb <sub>1-x</sub> : влияние скорости роста	1
Релаксационные процессы на поверхности GaAs с адсорбированными слоями цезия и кислорода 10. Хорошилов В.С., <b>Журавлев А.Г.</b> , Альперович В.Л.	2
Метод определения и профилирования компонент подвижности вблизи гетерограниц тонких пленок Si	3
Влияние сверхтонкого собственного оксида КРТ на электрофизические параметры МДП- структур с ALD Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	4
Особенности начальной стадии гетероэпитаксии слоев кремния на германии при их выращивании из гидридов кремния	י 5
<i>Транспортные свойства тонких плёнок</i> $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$ вблизи фазы <i>ТКИ</i> в зависимости от физико- химического состояния поверхности	6

Клочков А.Н., Галиев Г.Б., Климов Е.А., Пушкарев С.С., Галиев Р.Р., Копылов В.Б.	107
МЛЭ рост эпитаксиальных слоев InGaAlAs на подложке (001)InP Колосовский Д.А., Дмитриев Д.В., Торопов А.И., Гилинский А.М., Гаврилова Т.А., Кожухов А.С., Журавлев К.С.	108
<i>Температурно-временные режимы Ван-дер-Ваальс эпитаксии тонких пленок Вi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> на слюде Кох К.А., Небогатикова Н.А., Кустов Д.А., Антонова И.В., Кузнецов А.Б., Голяшов В.А., Степина Н.П., Терещенко О.Е.</i>	109
Технология получения пленок и слоев теллура с высоким структурным совершенством и их электрофизические свойства Кузьмин А. О., Исмаилов А.М., Рабаданов М.Р., Шапиев И.М., Алиев И.Ш.	110
Кинетические модели роста наноструктур по механизмам Франка–ван дер Мерве, Фольмера– Вебера и Странского–Крастанова	111
Исследование начальных стадий роста эпитаксиальных слоев GaSb на подложке Si(001) Лошкарев И.Д., Петрушков М.О., Емельянов Е.А., Путято М.А, Василенко А.П., Есин М.Ю Васев А.В., Преображенский В.В.	., .,
Распределение концентрации адатомов и поверхностных вакансий на экстремально широких террасах поверхности Si(111) в процессе сублимации	113
Влияние потока Si на фазовый переход (7×7)→(1×1) на поверхности Si (111) Мансуров В.Г., Галицын Ю.Г., Малин Т.В., Милахин Д.С., Журавлев К.С.	114
Фазовый 2D-3D переход на поверхности (0001) тонкого слоя GaN Мансуров В.Г., Галицын Ю.Г., Малин Т.В., Милахин Д.С., Конфедератова К.А., Журавлев К.С., Лебедок Е.В., Разумец Е.А.	115
Фотоприёмники лазерного излучения с λ=1.06 мкм	116
Фотоприёмники лазерного излучения с λ=1.06 мкм	116 117
<ul> <li>Фотоприёмники лазерного излучения с λ=1.06 мкм</li></ul>	116 117 118
<ul> <li>Фотоприёмники лазерного излучения с λ=1.06 мкм</li></ul>	116 117 118 , 119
<ul> <li>Фотоприёмники лазерного излучения с λ=1.06 мкм</li></ul>	116 117 118 , 119 120
<ul> <li>Фотоприёмники лазерного излучения с λ=1.06 мкм</li></ul>	116 117 118 , 119 120 121
<ul> <li>Фотоприёмники лазерного излучения с λ=1.06 мкм</li></ul>	116 117 118 119 120 121 122

Использование вставок низкотемпературного GaAs при выращивании буферных слоев GaAs/Si(001)	4
<b>Петрушков М.О.</b> , Емельянов Е.А., Путято М.А., Семягин Б.Р., Васев А.В., Абрамкин Д.С., Лошкарев И.Д., Преображенский В.В.	
Моделирование с помощью молекулярной динамики низкотемпературной реконструкции поверхности (001) GaAs	5
Молекулярно-лучевая эпитаксия кремния на подложках GaAs(001) и GaAs(111)В 126 Путято М.А., Емельянов Е.А., Петрушков М.О., Васев А.В., Преображенский В.В., Семягин Б.Р.	6
Эволюция спектров квантового выхода и энергетических распределений фотоэлектронов, эмитированных с интерфейса p-GaN(Cs)-вакуум, при изменении температуры 127 Рожков С.А., Бакин В.В., Косолобов С.Н., Шайблер Г.Э., Терехов А.С.	7
Оптические и фотоэлектрические свойства пленок перовскитов CH <sub>3</sub> NH <sub>3</sub> PbI <sub>3-x</sub> Br <sub>x</sub> 128 Семенова О.И., Чистохин И.Б., Могильников К.П., Живодков Ю.А.	8
Кинетика движения круглых атомных ступеней на поверхности Si(111) в присутствии Au 129 Ситников С.В., Щеглов Д.В., Латышев А.В.	9
Зарождение комплементарных дислокаций несоответствия, индуцированное фронтом первичных 60° дислокаций, в тонкопленочных гетероструктурах	; 0
Гетероструктуры для мощных ИК диодов с РБО на 850 и 920 нм методом МЛЭ 131 Солдатов Н.А., Дмитриев Д.В., Журавлев К.С.	1
Эллипсометрия анизотропных и несовершенных полупроводниковых материалов и структур 132 Спесивцев Е.В., Швец В.А., Рыхлицкий С.В.	2
Условия формирования планарных нанопроволок GaAs (моделирование) 133 Спирина А.А., Шварц Н.Л.	3
Механизм формирования рельефа поверхности эпитаксиальных слоев Cd <sub>x</sub> Hg <sub>1-x</sub> Te при лазерном облучении	4
Влияние температуры отжига на структурные и оптические свойства наноструктурированных	5
<b>Тимофеев В.А.</b> , Машанов В.И., Никифоров А.И., Азаров И.А., Лошкарев И.Д., Корольков И.В., Гуляев Д.В., Гаврилова Т.А.	,
Влияние условий лазерного синтеза на оптические и электрические свойства тонких пленок LiCoO2	6
<b>Храмова О.Д.</b> , Паршина Л.С., Новодворский О.А., Михалевский В.А., Черебыло Е.А.	
Диффузия атомов водорода в пленках Si, выращенных из молекулярных пучков на диэлектрических слоях Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> и SiO <sub>2</sub>	: 7
Чиж К.В., Арапкина Л.В., Ставровский Д.Б., Уваров О.В., Гайдук П.И., Юрьев В.А.	
Образование силицидов Pt на поверхности тонких пленок поли-Si при различных температурах термообработки	8
<b>Чиж К.В.</b> , Арапкина Л.В., Ставровский Д.Б., Дубков В.П., Миронов С.А., Сенков В.М., Пиршин И.В., Гайдук П.И., Юрьев В.А.	
Движение капель металла при высокотемпературных отжигах полупроводников III-V (Монте	0
Шварц Н.Л., Спирина А.А.	7
Изменение температуры гетероструктуры Hg <sub>1-x</sub> Cd <sub>x</sub> Te/CdTe/Si на начальной стадии	~
эпитаксиального роста	U

Секция 3. Гетероструктуры, сверхрешетки, одномерные системы	. 141
Когерентный транспорт в квантовых системах: управляемые резонансы, особые точки и квантовые транзисторы Горбацевич А.А., Шубин Н.М.	. 142
Особенности эффекта поля в квазиодномерном слоистом полупроводнике TiS <sub>3</sub> Горлова И.Г., Фролов А.В., Орлов А.П., Шахунов В.А., Покровский В.Я.	. 143
Кинетика люминесценции и локализация носителей в колончатых структурах типа «ядро- оболочка» с квантовыми ямами InGaN/GaN Европейцев Е.А., Шубина Т.В., Robin Y., Давыдов В.Ю., Елисеев°И.А., Торопов А.А., Кириленко°Д.А., Bae SY., Nitta S., Amano H., Иванов С.В.	. 144
Кулоновское увлечение в двойных квантовых точечных контактах Жданов Е.Ю., Погосов А.Г., Похабов Д.А., Шкляев А.А., Бакаров А.К.	. 145
Спектроскопия отражения высококачественных гетероструктур с квантовыми ямами Шапочкин П.Ю., <b>Григорьев Ф.С.</b> , Храмцов Е.С., Елисеев С.А., Ловцюс В.А., Ефимов Ю.П., Игнатьев И.В.	. 146
Электрон-электронное рассеяние и проводимость длинных многомодовых каналов Нагаев К.Э.	. 147
Высокотемпературная и сверхвысокотемпературная волны зарядовой плотности в квазиодномерном проводнике NbS3-II Зыбцев С.Г. <b>, Покровский В.Я.</b> , Табачкова Н.Ю.	. 148
Спектральное и пространственное разрешение электронных состояний из шумовых измерений <b>Тихонов Е.С.</b> , Петруша С.В., Денисов А.О., Храпай В.С.	ŭ149
Тепловой кондактанс InAs-нанопровода в условиях сверхпроводящего эффекта близости Денисов А.О., Тихонов Е.С., Бубис А.В., Кобльмюллер Г., <b>Храпай В.С.</b>	. 150
Светоизлучающие А <sub>3</sub> В <sub>5</sub> /Si гетероструктуры Абрамкин Д.С., Петрушков М.О., Емельянов Е.А., Богомолов Д.Б., Путято М.А., Семягин Б Преображенский В.В., Лошкарев И.Д., Есин М.Ю., Степанов В.Д., Гутаковский А.К., Шамирзаев Т.С.	. <i>151</i> .P.,
Особенности квантового транспорта в кольце Ааронова-Бома, содержащем топологический сверхпроводник Вальков В.В., Каган М.Ю., <b>Аксенов С.В.</b>	. 152
Диффузия на гетерогранице GaN/AlN: исследование методом EXAFS и расчет методом теори функционала плотности Александров И.А., Малин Т.В., Вдовин В.И., Журавлев К.С., Ресz В., Эренбург С.Б., Трубина С.В., Лебедок Е.В.	uu . 153
Акустические фононы в сверхрешётках SiGeSn Аникин К.В., Тимофеев В.А., Solonenko D., Никифоров А.И., Милёхин А.Г., Zahn D.R.T.	. 154
Спектр энергий и радиационные характеристики экситонов в квантовых ямах различной ширины Белов П.А.	. 155
Двухфотонное поглощение в экспериментах типа «накачка-зондированиие» Борисов Г.М., Ледовских Д.В., Рубцова Н.Н.	. 156
Квантовый магнетотранспорт HEMT/InP гетероструктур с наноразмерной вставкой InAs в I InGaAs/InAlAs Виниченко А.Н. Васильевский И.С. Сафонов Л.А. Павленко И.А. Каргин Н.И	КЯ . 157
Анализ пространственно-временной динамики тока в гетероструктурах через поглощение на свободных носителях заряда Гаврина П. С., Соболева О.С., Подоскин А.А., Романович Д.Н., Головин В.С., Лютецкий А. Слипченко С.О., Пихтин Н.А., Багаев Т.А., Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Симаков В.А.	. <i>158</i> B.,

Проявление квантоворазмерных эффектов в нанокристаллах и аморфных нанокластерах германия в плёнках GeSi <sub>x</sub> O <sub>y</sub>	159
Гамбарян М.П., Кривякин Г.К., Черкова С.Г., Володин В.А.	
Термодеградация отрицательного сопротивления в мультибарьерных Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As/GaAs гетероструктурах сложной архитектуры при импульсном питании	160
Конструктивные особенности мультибарьерных гетеродиодов с отрицательным дифференциальным сопротивлением <b>Гергель В.А.</b> , Горшкова Н.М., Минкин В.С., Соболев А.С., Павлов А.Ю., Хабибуллин Р.А.	161
Ангармонические блоховские осцилляции электронов в электрически смещённых сверхрешётках	162
Эффект гигантского изменения показателя преломления в гетероструктурах с туннельно- связанными квантовыми ямами: теория и эксперимент	163
Эффект Парселла в брэгговской структуре с квантовыми ямами на основе монослоёв InAs в GaAs Иванов К.А., Егоров А.Ю., Калитеевский М.А., Позина Г., Морозов К.М., Clark S.J.	164
Особенности туннельного тока в сверхрешетках с электрическими доменами Алтухов И.В., Каган М.С., Папроцкий С.К., Хвальковский Н.А., Дижур С.Е., Кон И.А., Васильевский И.С., Виниченко А.Н., Баранов А.Н., Teissier R.	165
Формирование наногетероструктур комбинированной (1d - 0d) размерности III-N материалов нанофотоники	для 166
Исследование порога стимулированного излучения в гетероструктурах с КЯ HgTe/CdHgTe среднего ИК диапазона в зависимости от длины волны накачки Кудрявцев К.Е., Фадеев М.А., Румянцев В.В., Уточкин В.В., Дубинов А.А., Алешкин В.Я., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Терре F., Гавриленко В.И., Морозов С.В.	167
Стимулированное излучение в волноводных структурах на основе нитрида индия Андреев Б.А., Бушуйкин П.А., Давыдов В.Ю., Красильникова Л.В., Кудрявцев К.Е., <b>Лобанов Д.Н.</b> , Новиков А.В., Скороходов Е.В., Юнин П.А., Красильник З Ф.	168
Зависимость продольно-поперечного расщепления экситона в квантовой яме от внешнего однородного электрического поля	169
Электрон-фононное взаимодействие в квантовых ямах с одноосными барьерами Маслов А.Ю., Прошина О.В.	170
Нанокристаллическая структура и излучательные свойства островковых 3C-SiC пленок, выращиваемых на Si(100) <b>Орлов Л.К.</b> , Вдовин В.И., Орлов М.Л.	171
Поглощение света свободными носителями заряда в напряженных сверхрешетках InAs/GaSb Павлов H.B., Зегря Г.Г.	172
Гистерезис тока в полевых структурах кремний-на-сапфире с тонкими межслойными оксидам гафния и кремния Попов В.П., Антонов В.А., Гутаковский А.К., Мяконьких А.В., Руденко К.В.	ии 173
Ультратонкие скрытые стеки оксидов гафния и алюминия в полевых структурах кремний-на- изоляторе Попов В.П., Антонов В.А., Ильницкий М.А., Мяконьких А.В., Руденко К.В.	174
Кондактанс асимметричных квантовых точечных контактов Похабов Д.А., Погосов А.Г., Жданов Е.Ю., Бакаров А.К., Шкляев А.А.	175

МПЭ рост с свойства нитридных и других 3-5 ННК на гибридной SiC/Si подложке. Восходящая	
диффузия Si из подложки в GaN ННК	′ <b>6</b>
Определение уровней размерного квантования в структурах Cd <sub>x</sub> Hg <sub>1-x</sub> Te/HgTe/Cd <sub>x</sub> Hg <sub>1-x</sub> Te 17 <b>Ремесник В.Г.</b> , Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Ужаков И.Н., Алешкин В.Я.	77
Операторы координаты и плотности вероятности в полупроводниковых	70
углерооных нанотруоках	o
Коллективное движение волны зарядовой плотности под действием магнитного поля 17 Фролов А.В., Орлов А.П., Синченко А.А., Монсо П.	79
Особенности пространственной локализации тока в изотипных гетероструктурах типа n <sup>+</sup> /n <sub>0</sub> /n <sup>+</sup> GaAs/AlGaAs	⊦ 30
Соболева О.С., Слипченко С.О., Подоскин А.А., Юферев В.С., Головин В.С., Гаврина П.С., Романович Д.Н., Мирошников И.В., Пихтин Н.А.	-
Исследование эффекта перемешивания и релаксации напряжений в структурах Ge/Si с массивами низкотемпературных квантовых точек	u 31
Сторожевых М.С., Арапкина Л.В., Новиков С.М., Уваров О.В., Юрьев В.А.	
Возможности характеризации кристаллических параметров подложечного материала и структур Cd <sub>x</sub> Hg <sub>1-x</sub> Te методом генерации на отражение второй гармоники зондирующего	82
Ступак М.Ф., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Якушев М.В, Икусов Д.Г., Макаров С.Н., Елесин А.Г., Верхогляд А.Г.	12
Пленки кремний-германий-на-изоляторе нанометровой толщины: метод создания и свойства. 18 <b>Тысченко И.Е.</b> , Хмельницкий Р.А., Володин В.А., Попов В.П.	3
Термическая стабилизация экситонов в квантовых ямах на основе GaAs, выращенного при низкой температуре	í 34
Ушанов В.И., Чалдышев В.В., Берт Н.А., Неведомский В.Н., Преображенский В.В., Путято М.А., Семягин Б.Р.	
Гетероструктурированные нитевидные нанокристаллы GaP/GaPAs: процессы формирования и	0 <i>5</i>
Федоров В.В., Большаков А.Д., Дворецкая Л.Н., Крыжановская Н.В., Коваль О.Ю., Кириленко Д.А., Сапунов Г.А., Убыйвовк Е.В., Цирлин Г.Э., Мухин И.С.	15
Определение величины разрыва валентной зоны в ZnSe/BeTe	36
Время жизни надбарьерного экситона в гетероструктурах ZnSe/BeTe во внешнем электрическом поле	ı 37
Филатов Е.В., Максимов А.А., Тартаковский И.И.	
Влияние параметров структур Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> N/GaN на эффективность теплопереноса 18 <b>Чернодубов Д.А.</b> , Инюшкин А.В.	38
Расчёт профилей состава квантовых структур (HgTe-Hg <sub>1-x</sub> Cd <sub>x</sub> Te) <sub>n</sub> в процессе их роста методом in situ эллипсометрии	; 29
Швец В.А., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Икусов Д.Г., Ужаков И.Н.	,,
Акустоэлектрический эффект в полупроводниковых сверхрешетках: квазиклассический подход 19 Шорохов А.В., Лобанов В.В.	)0
Квантовые интерференционные явления в статическом и динамическом отклике симметричной	۰ <i>1</i>
системы Шубин Н.М., Горбацевич А.А.	'1
Секция 4. Двумерные системы	)3
Гидродинамика вязкой двумерной электронной жидкости в магнитном поле 19	)4

<i>Транспорт в двумерной вязкой жидкости: эксперимент</i>	195
Сверхдолгоживущие спиновые возбуждения в электронном двумерном газе Дикман С.М.	196
Поперечная спиновая релаксация голдстоуновских экситонов в Холловском ферромагнетике Ларионов А.В., Степанец-Хуссейн Э., Кулик Л.В.	197
Новые одночастичные и коллективные эффекты в низкоразмерных электронных системах Муравьев В.М., Гусихин П.А., Андреев И.В., Кукушкин И.В.	198
Длинноволновое стимулированное излучение в гетероструктурах с квантовыми ямами на основа HgCdTe Румянцев В.В., Алешкин В.Я., Фадеев М.А., Кудрявцев К.Е., Дубинов А.А., Гавриленко В.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Морозов С.В.	e 199 ,
Магнитоиндуцированная пространственная дисперсия в полупроводниковых квантовых ямах 2 Котова Л.В., Платонов А.В., Кац В.Н., Кочерешко В.П., Andre R., Жуков Е.А., Яковлев Д.Р., Bayer M., Голуб Л.Е.	200
2D экситоны в одиночных монослоях GaN в AlN	201
Новый масштаб обменной энергии квантово-холловских ферромагнетиков	202
Наблюдение кратных гармоник циклотронного резонанса в двумерной электронной системе 2 Гусихин П.А., Муравьев В.М., Зарезин А.М., Кукушкин И.В.	203
Электронные и транспортные свойства двумерных эпитаксиальных монослоев на поверхности Si(111)	204
Межэлектронное взаимодействие и магнетотранспорт в двумерном канале со стенками с изменяемой шероховатостью	205
Квантовый точечный контакт: переход "металл-изолятор" и гигантские осцилляции Шубников де Гааза при G << e <sup>2</sup> /h	за- 206
<i>Терагерцовое излучение неравновесных 2D плазмонов из нано-гетероструктуры AlGaN/GaN 2</i> <b>Молдавская М.Д.</b> , Шалыгин В.А., Винниченко М.Я., Паневин В.Ю., Маремьянин К.В., Воробьев Л.Е., Фирсов Д.А., Korotyeyev V.V., Suihkonen S., Kauppinen C., Сахаров А.В., Заварин Е.Е., Артеев Д.С., Лундин В.В.	207
Образование электронных пар в низкоразмерных системах, обусловленное спин-орбитальной связью и силами изображения	208
Энергетический спектр и оптическое поглощение в квантовой проволоке монослоя дихалькогенидов переходных металлов	209
Спиновое расщепление нулевого уровня Ландау в системе однодолинных дираковских фермионов основе HgTe	з на 210
Расщепление Рашбы в асимметричных и симметричных структурах с квантовыми ямами на основе теллурида ртути	211

Ван-дер-ваальсовые наногетероструктуры на основе монохалькогенидов GaSe и InSe Шубина Т.В., Беляев К.Г., Сорокин С.В., Авдиенко П.С., Рахлин М.В., Галимов А.И., Торопов А.А., Кириленко Д.А., Давыдов В.Ю., Смирнов А.Н., Седова И.В., Gil B., Иванов С.	<i>212</i> В.
Пороговые энергии оже-рекомбинации в узкозонных квантовых ямах HgTe Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Морозов С.В., Румянцев В.В.	213
Экспериментальное исследование «тёмных» осесимметричных плазменных мод в дисках	211
Андреев И. В., Муравьев В. М., Загитова А. А., Гусихин П. А., Белянин В. Н., Губарев С. И., Фортунатов А. А., Кукушкин И. В.	217
Моделирование магнитотранспорта электронов в цилиндрической наномембране Багочюс Е.К., Воробьёв А.Б., Воробьёва Ю.С., Принц В.Я.	215
Вакансионы в двумерном вигнеровском кристалле Бисти В.Е.	216
Кулоновское увлечение непрямых экситонов в двумерной экситон-электронной системе Боев М.В., Ковалев В.М., Савенко И.Г.	217
Отрицательная поляризуемость двумерных электронов в квантовых ямах HgTe Алёшкин В.Я., <b>Германенко А.В.</b> , Миньков Г.М., Шерстобитов А.А.	218
Вклад от обменного электрон-электронного взаимодействия в проводимость структур InGaAs/GaAs с одиночными и двойными квантовыми ямами Гудина С.В., Арапов Ю.Г., Неверов В.Н., Савельев А.П., Подгорных С.М., Шелушинина Н.Г Якунин М.В.	219 .,
AC и DC проводимость в структуре n-GaAs/AlAs с широкой квантовой ямой в сильных магнитных полях	220
Спиновое расщепление поверхностных состояний в 20 нм HgTe квантовой яме Добрецова А.А., Квон З.Д., Криштопенко С.С., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.	221
Индуцированные магнитным полем переходы между двухслойными и однослойными состояния электронных систем в широких квантовых ямах	ми 222
Влияние двухподзонного энергетического спектра на проводимость n-GaAs/AlGaAs с широкой квантовой ямой	223
Плазменные колебания в 2D электронной системе с затвором в виде полосы Заболотных А.А., Волков В.А.	224
Исследование кулоновских корреляций в ДЭС на основе ZnO Кайсин Б.Д., Ваньков А.Б., Кукушкин И.В.	225
Лазерная генерация на плазмонных модах в квантовых ямах на основе теллурида ртути Капралов К.Н., Алымов Г.В., Свинцов Д.А.	226
Исследование энергетического спектра узкозонных наногетероструктур InSb/InAs методом фотомодуляционной фурье-спектроскопии отражения	227
Управляемая искусственная двумерная среда на основе макроскопического массива островков Шуплецов А.В., <b>Кунцевич А.Ю.</b> , Нунупаров М.С., Приходько К.С.	228
Термоэлектрические и термомагнитные явления в многодолинном двумерном полуметалле с учетом межэлектронного и электрон-фононного увлечения Магарилл Л.И., Энтин М.В.	229
Молекулярные состояния и локализация композитных фермионов в нулевом внешнем магнитном поле	230

Реальный спектр односпиновых поверхностных состояний в широких квантовых ямах HgTe 2 Миньков Г.М., Рут О.Э., Шерстобитов А.А., Алёшкин В.Я., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.	231
Спин-резонансный магнитотранспорт в двумерной полуметаллической системе	231
Нанофокусировка терагерцовых плазменных волн в конической структуре на основе графена 2 Морозов М.Ю., Попов В.В.	?33
Эффективная масса и спектр уровней Ландау валентной зоны для квантовой ямы HgTe в модели «петли экстремумов»: эффекты кубической симметрии	и ?34
Эффективная масса и g –фактор электронов в широких квантовых ямах HgTe: Осцилляции Шубникова – де Гааза	235
Возбуждение низкочастотной моды межкраевого магнитоплазмона протекающим постоянным током	236
Управление радиационными потерями терагерцовых резонансных плазмонов в двухслойной периодической структуре на основе графена в режиме антикроссинга плазмонных мод	237
Релаксация двумерного электронного газа по энергии и импульсу в гетероструктурах AlGaAs/InGaAs/GaAs с донорно-акцепторным легированием при взаимодействии с акустическим фононами	ии ?38
Дираковские фермионы в CdHgTe квантовых ямах	239
Одиночный и двойной переворот спина электрона в коллоидных нанопластинках CdSe	240
Конкуренция механизмов низкотемпературной люминесценции в квантовых ямах GaAs/AlGaAs 2 Скориков М.Л., Лясота А.А., Сибельдин Н.Н., Капон Э., Рудра А.	?41
Особенности релаксации экситонов в коллоидных нанопластинках CdSe/CdS	242
Баллистический транспорт двумерного электронного газа в градиенте магнитного поля под действием СВЧ-излучения	243
Плазмонно-резонансное поглощение ТГц излучения в графене	244
Влияние самоорганизации поверхностных зарядов на квантовый микроконтакт в двумерных затворно-индуцированных системах	245
Роль «нерадиационных» мод при возбуждении бегущих плазмонов в периодической структуре с графеном	246
Экспериментальное исследование магнитоплазменных возбуждений в непрямозонных AlAs/AlGa квантовых ямах посредством оптической методики детектирования	As ?47
Экспериментальное обнаружение Г—Х перехода в заполнении долин в узких ямах AlAs 2 Хисамеева А.Р., Щепетильников А.В., Муравьев В.М., Губарев С.И., Кукушкин И.В.	?48

Анизотропия проводимости в полуметаллической системе на основе квантовой ямы НаТе (013)	249
Худайбердиев Д.А., Савченко М.Л., Козлов Д.А., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Двој	рецкий С.А.
Анизотропия эффекта Холла в области квантового фазового перехода Чарикова Т.Б., Шелушинина Н.Г., Клепикова А.С., Попов М.Р., Иванов А.А.	250
Рассеяние на латеральных границах в подвешенных микроструктурах с двумерным электронным газом Шевырин А.А., Погосов А.Г., Бакаров А.К., Шкляев А.А.	251
Влияние напряжения на затворе на замороженную проводимость в квантовых ямах теллурида ртути. Шерстобитов А А Миньков Г М. Рут О Э. Михайлов Н Н. Лворецкий С А	с на основе 252
Пороговые эффекты в спектре квазидвумерного электронного газа обогащённого с. Шульман А.Я., Посвянский Д.В.	поя 253
Электронный спиновый резонанс в GaN/AlGaN гетеропереходе Щепетильников А.В., Соловьёв В.В., Нефёдов Ю.А., Кукушкин И.В.	254
Проблема резервуара дырок в нетрадиционной картине квантового эффекта Холла квантовой яме p-HgTe/CdHgTe Якунин M.B., Криштопенко С.С., Подгорных С.М., Попов М.Р., Неверов В.Н., Те Jouault B., Desrat W., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.	<i>в двойной</i> 255 ppe F.,
Секция 5. Нульмерные системы (квантовые точки, нанокристаллы)	257
Локальный спектральный анализ полупроводниковых наноструктур Милёхин А.Г., Rahaman М., Дуда Т.А., Милёхин И.А., Аникин К.В., Родякина Е. Васильев Р.Б., Dzhagan V.M., Zahn D.R.T., Латышев А.В.	258 E.,
Замедление излучательных переходов и Оже-рекомбинации в кремниевых кристалли галогеновой пассивации их поверхности Дербенёва Н.В., Конаков А.А., Швецов А.Е., Бурдов В.А.	тах за счет 259
Оптические свойства Si и SiGe нанокристаллов – моделирование и эксперимент Герт А.В., Авдеев И.Д., Белолипецкий А.В., Нестоклон М.О., Яссиевич И.Н., Ngu Tran Van Quang, Ngo Ngoc Ha	260 ıyen Huy Viet,
Природа фотовозбуждения кремниевых нанокристаллов пассивированных бутилом Николаев В.В., Калитеевский М.А., Аверкиев Н.С.	
Эффект магнитного поля в релаксации фотопроводимости массива квантовых то Степина Н.П., Ненашев А.В., Шумилин А.В., Попов Я.Е., Зиновьева А.Ф., Двуре	чек Ge/Si 262 ченский А.В.
Обратимая фотозарядка в коллоидных наноплателетах CdSe Шорникова E.B., Яковлев Д.Р., Головатенко А.А., Родина А.В., Biadala L., Kuntz Nasilowski M., Dubertret B., Bayer M.	263 mann A.,
Оптическая ориентация и выстраивание нейтральных экситонов в структурах с ко точками (In,Al)As/AlAs Шамирзаев Т.С., Rautert J., Некрасов С.В., Кусраев Ю.Г., Яковлев Д.Р., Bayer M.	зантовыми 264
Оптические свойства квантовых точек из PbS Авдеев И.Д., Нестоклон М.О., Гупалов С.В.	
Насыщение поглощения экситонных переходов в коллоидных нанокристаллах CdSe е тетраподов Голинская А.Д., Смирнов А.М., Жаркова Е.В., Козлова М.В., Котин П.А., Дороф Днепровский В.С.	а форме 266 еев С.Г.,
Усиление фотолюминесценции в комбинированных структурах с Ge/Si квантовыми Зиновьев В.А., Зиновьева А.Ф., Ненашев А.В., Двуреченский А.В., Бородавченко Живулько В.Д., Мудрый В.А.	точками 267 О. М.,

Зарождение и рост массивов нанокристаллов Si и твердого раствора SiGe на неориентирующ	јей 260
<b>Камаев Г.Н.</b> , Кацюба А.В., Кучинская П.А., Володин В.А., Двуреченский А.В.	. 200
Неравновесные процессы релаксации в композитных структурах на основе ZnO с внедренными нанокристаллами CsPbBr3	ı . 269
Крылов И.В., Дроздов К.А., Чижов А.С., Румянцева М.Н., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р.	
Образование нанокристаллов GaN на графеноподобных g-AlN и g-Si <sub>3</sub> N <sub>3</sub> методом аммиачной МЛЭ Милахин Д.С., Малин Т.В., Мансуров В.Г., Галицын Ю.Г., Журавлев К.С., Лебедок Е.В., Разумец Е.А.	. 270
Особенности температурной зависимости времени жизни в нанокристаллах CdS, сформированных с помощью метода Ленгмюра-Блоджетт Зарубанов А.А., <b>Свит К.А.</b> , Журавлев К.С.	. 271
Влияние поверхности на диффузию и взаимодействие In и As в SiO <sub>2</sub> в условиях ионного синтеза нанокристаллов InAs	ı . 272
<b>Гысченко и.е.</b> , voeiskow м., михаилов А.н., Тетельоаум д.и.	
Секция 6. Спиновые явления, спинтроника, наномагнетизм	. 275
Дальнодействующее обменное взаимодействие в гибридной структуре ферромагнетик- полупроводник Акимов И А	. 276
акимов п.а. Спиновая поляризация и спин-зависимый транспорт в кристаллическом торологическом	
изоляторе PbSnTe	. 277
<i>Магнитные свойства Ge<sub>1-х</sub>Mn<sub>x</sub>/Si квантовых точек: ЭПР</i> <b>Зиновьева А.Ф.</b> , Зиновьев В.А., Степина Н.П., Кацюба А.В., Двуреченский А.В., Гутаковский А.К., Кулик Л.В., Богомяков А.С., Эренбург С.Б., Трубина С.В., Фёльсков М.	. 278
Динамическая спиновая инжекция в гибридной системе полупроводниковая квантовая яма – примесное состояние Манцевич В.Н., Рожанский И.В., Маслова Н.С., Арсеев П.И., Аверкиев Н.С., Lahderanta E.	. 279
Управление долгоживущей спиновой спиралью Пошакинский A.B., Paßmann F., Anghel S., Betz M., Тарасенко C.A.	. 280
Топологический эффект Холла и spin swapping в наноструктурах Рожанский И.В., Денисов К.С., Лифшиц М.Б., Аверкиев Н.С., Lahderanta E.	. 281
<i>Теория спиновой инерции в квантовых точках</i> Смирнов Д.С., Глазов М.М.	. 282
Радиочастотный запуск когерентной спиновой динамики в n-GaAs и ее детектирование посредством фарадеевского вращения Белых В.В., Яковлев Д.Р., Bayer M.	. 283
Эффекты спин-орбитального взаимодействия в режиме квантового эффекта Холла Щепетильников А.В., Нефёдов Ю.А., Кукушкин И.В.	. 284
Скирмионные текстуры в магнитных полупроводниках с электростатическим беспорядком Денисов К.С., Рожанский И.В., Аверкиев Н.С., Lahderanta E.	. 285
Особенности магнитных и диэлектрических свойств α-MnS в области магнитного перехода Абрамова Г.М., Великанов Д.А., Еремин Е.В.	. 286
Обменное взаимодействие темного экситона с поверхностными парамагнитными центрами е наноплателетах CdSe Головатенко А.А., Родина А.В., Шорникова Е.В., Яковлев Д.Р., Biadala L., Qiang G., Kuntzmann A., Nasilowski M., Dubertret B., Polovitsyn A., Moreels I., Bayer M.	3 . 287

Модифицирование границы раздела металл/полупроводник в спиновых светоизлучающих диодах СоРt/(In)GaAs	; 288
Дёмина П.Б., Дорохин М.В., Здоровейщев А.В., Ведь М.В., Кудрин А.В., Буданов А.В., Власов Ю.Н., Котов Г.И., Крюков Р.Н., Вихрова О.В.	200
Аномальное магнитосопротивление в системах с киральными спиновыми текстурами	289
Управление электронной локализацией за счет деформационных полей в группах Ge/Si квантовых точек	290
Электрическое управление p-d обменным взаимодействием в гибридной структуре ферромагнетик-полупроводник Коренев В.Л., Калитухо И.В., Акимов И.А., Сапега В.Ф., Жуков Е.А., Kirstein E., <b>Кен О.С.</b> , Kudlacik D., Karczewski G., Wiater M., Wojtowicz T., Ильинская Н.Д., Лебедева Н.М., Комиссарова Т.А., Яковлев Д.Р., Кусраев Ю.Г., Bayer M.	291
Электрический контроль оптической ориентации в AlGaAs/GaAs гетероструктуре	292 ,
Комбинационное рассеяние света с переворотом спина в самоорганизованных квантовых точка CdSe/ZnMnSe Козырев Н.В., Ахмадуллин Р.Р., Намозов Б.Р., Кусраев Ю.Г., Седова И.В., Сорокин С.В., Иванов С.В.	ıx 293
Поправки высших порядков к спин-орбитальному взаимодействию в полупроводниковых квантовых ямах	294
Спиновая динамика двумерного электронного газа в режиме квантового эффекта Холла	295
Времена электронной спиновой релаксации в эпитаксиальных слоях InGaAs	296
Пикосекундная кинетика взаимодействия фотовозбужденных носителей со спиновой подсистемой ионов Mn в II-VI полумагнитных полупроводниковых гетероструктурах	297
Косвенная спектроскопия корреляционных функций спиновых флуктуаций высоких порядков Смирнов Д.С., Кавокин К.В.	298
Гранулированные пленки SiC <sub>x</sub> N <sub>y</sub> :Fe: транспортные и магнитные свойства Степина Н.П., Пушкарев Р.В., Зиновьева А.Ф., Кириенко В.В., Богомяков А.С., Гутаковский А.К., Двуреченский А.В., Файнер Н.И.	299
Применение спектроскопии отогрева для изучения флуктуаций ядерных спинов в полупроводниках	300
Поляризованное фотонное эхо в CdTe/CdMgTe квантовых ямах	301
екция 7. Примеси и дефекты (объемные полупроводники и квантово-размерные структуры	ı) 303
Подвижность носителей заряда в сильных электрических полях в режиме проводимости с многократным захватом Ненашев А.В., Двуреченский А.В., Oelerich J.O., Jandieri K., Valkovskii V.V., Semeniuk O.,	304

Gebhard F., Juška G., Reznik A., Baranovskii S.D.

Обнаружение резонансного поглощения ультразвука одиночным ян-теллеровским центром Cr в кубическом ZnSe
Адмиттанс спектроскопия дефектов с мелким уровнем в эпитаксиальных слоях n-GaN
Структура ядра недиссоциированных 60° дислокаций
Перестройка спектра THz стимулированного излучения одноосно деформированного Si:Bi при резонансном возбуждении
Влияние акцепторных центров на терагерцовую фотолюминесценцию в гетероструктурах с КЯ HgTe/Cd <sub>x</sub> Hg <sub>1-x</sub> Te
Высокоразрешающая спектроскопия рассеяния света на парных кластерах магнитных ионов 310 Чербунин Р.В., Литвяк В.М., Рыжов И.И., <b>Кудинов А.В.</b> , Geurts J., Karczewski G.
<i>Теория спиновой динамики и ОДМР центров окраски со спином 3/2</i>
Влияние релаксации спиновых корреляций на проводимость органических полупроводников с прыжковым транспортом
Знакопеременная оптическая ориентация в структурах GaAs:Mn
Расчет энергетической структуры точечных дефектов в нитриде алюминия методами теории функционала плотности
Спиновые центры окраски в карбиде кремния: фундаментальные свойства и применение
Оптическая ориентация и выстраивание ионов марганца в A <sub>2</sub> B <sub>6</sub> полупроводниках в условиях сильного эффекта Яна-Теллера
Многофононная релаксация состояний двойных доноров серы и селена в кремнии
Двухфононная релаксация состояний акцепторов бора в алмазе
Оптимизация кристаллического совершенства фосфидных гетероструктур с азотом на Si 319 Большаков А.Д., Федоров В.В., Коваль О.Ю., Сапунов Г.А., Соболев М.С., Пирогов Е.В., Кириленко Д.А., Можаров А.М., Мухин И.С.
Влияние легирования железом на пространственное распределение люминесценции в кристаллах ZnSe и ZnS
Магнетизм низкоконцентрированной (<0,2 at.%) электронной системы донорных примесей железа в кристалле селенида ртути
Природа энергетических состояний в запрещённой щели оксида цинка, легированного марганцем

<i>Микроскопическая модель потенциала дефекта упаковки и локализованного на нём экситона в</i>
<b>Дурнев М.В.</b> , Глазов М.М., Линпенг К., Виитаниеми М., Джонсон К., Фу КМ.323
Активационный отжиг имплантированных As МЛЭ структур CdHgTe
Особенности спектров фотопроводимости эпитаксиальных пленок PbSnTe(In)
Роль гранных форм для получения бездислокационных кристаллов германия низкоградиентным методом Чохральского
Гальваномагнитные свойства и электронная структура сплавов Pb <sub>1-x-y</sub> Sn <sub>x</sub> Sc <sub>y</sub> Te
Параметры резонансного уровня железа в сплавах Pb <sub>1-x-y</sub> Sn <sub>x</sub> Fe <sub>y</sub> Te
Исследование процессов отжига слаболегированных слоев n-4H-SiC после облучения быстрыми электронами
Поверхностные токи и спонтанный магнетизм в гальваномагнитных свойствах низкоконцентрированных электронных систем донорных примесей переходных элементов 330 Окулов В.И.
Об особенностях рекомбинации в предварительно засвеченных при повышенной температуре высокоомных пленках a-Si:H
Зарастание N-полярных инверсионных доменов из буферных слоев AlN в процессе роста слоев AlGaN
Осинных И.В., Малин Т.В., Журавлев К.С., Бер Б.Я., Казанцев Д.Ю.
Влияние уровня легирования на «зеленую» люминесценцию сильно легированных слоев AlGaN:Si с содержанием алюминия выше 0.5
Электронная структура субоксидов кремния SiO <sub>x</sub> : ab initio моделирование
Кулоновские корреляции и форма линии донорно-акцепторной рекомбинации в компенсированных полупроводниках
Богословский Н.А., Петров П.В., Аверкиев Н.С.
Эффект Яна-Теллера в примесном ионе Ni <sup>2+</sup> в ZnSe и CaF <sub>2</sub>
Особенности роста эпитаксиальных упругонапряженных гетероструктур AlGaInAs/InP для полупроводниковых лазеров
Влияние отжига на транспортные и оптические свойства узкощелевых твердых растворов CdHgTe
Электрофизические параметры и дефекты структуры Ge, полученного низкоградиентным методом Чохральского

Управление пиннингом волны зарядовой плотности в соединениях RTe3 без изменения структ материала.	іуры 340
Фролов А.В., Орлов А.П., Шахунов В.А., Синченко А.А., Монсо П.	
Релаксация ультразвука примесными центрами с эффектом Яна-Теллера в кубических кристаллах	341
Аверкиев Н.С., Берсукер И.Б., Гудков В.В., Сарычев М.Н., Жевстовских И.В., Бондаревская А.С., <b>Хоссени У.А.Л.</b> , Шутов И.С., Егранов А.В.	571
Люминесцентные свойства одиночных донорно-акцепторных пар в квантовых ямах на осное	зе
ZnSe Николаев С.Н., Кривобок В.С., Онищенко Е.Е., Пручкина А.А., Чернопицский М.А., Ченцов С.И.	342
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., <b>Ченцов С.И.</b>	343
ИК- фотолюминесценция кремния при облучении тяжелыми ионами высоких энергий Черкова С.Г., Володин В.А., Скуратов В.А.	344
Определение доминирующего механизма безызлучательного возбуждения ионов марганца в л полумагнитных полупроводниках Черненко А.В.	11-VI 345
Аномальная температурная зависимость намагниченности (PbzSn1-z)1-xInxTe в сверхпровос состоянии	)ящем 346
Михайлин Н.Ю., Шамшур Д.В., Парфеньев Р.В., Денисов Д.В.	
Исследование сверхструктурных свойств в сильно легированном пористом фосфиде индия Шарков М.Д., Бойко М.Е., Карлина Л.Б., Бойко А.М., Конников С.Г.	347
Секция 8. Высокочастотные явления в полупроводниках (СВЧ и терагерцовый диапазон)	349
Осесимметричные циклотронные 2D магнитоплазмоны Волков В.А., Заболотных А.А.	350
Фотоиндуцированный транспорт в конденсате Бозе-Эйнштейна Ковалев В.М., Боев М.В., Савенко И.Г.	351
Резонансное детектирование терагерцового излучения в графеновых полевых транзисторах Свинцов Д., Бандурин Д., Гайдученко И., Федоров Г., Гейм А.	352
Когерентная микроволновая и терагерцовая магнитооптика полупроводниковых систем Шуваев А.М.	353
Индуцированные микроволновым излучением осцилляции сопротивления в двумерном электро газе с одномерной периодической модуляцией Быков А.А., Стрыгин И.С., Горан А.В., Калагин А.К., Родякина Е.Е., Латышев А.В.	энном 354
Динамика спонтанного электрического поля в индуцированном микроволновым излучением " resistance state"	zero-
Дорожкин С.И., Капустин А.А., Дмитриев И.А., Umansky V., Smet J.H.	555
Терагерцевые плазмонные фототоки в графеновых наноструктурах Попов В.В., Фатеев Д.В.	356
Фотонные реплики нижней ступени кондактанса квантового точечного контакта в терагериовом диапагоне	357
Ткаченко О.А., Бакшеев Д.Г., <b>Ткаченко В.А.</b> , Квон З.Д.	557
<i>Терагерцовый ближнепольный отклик слоёв графена и структур на его основе</i> <b>Трухин В.Н.</b> , Мустафин И.А., Лебедев С.П., Baldycheva A., Bandurin D.A.	358
Эффекты синхронизации волны зарядовой плотности СВЧ полем вблизи пайерлсовского перехода	350
Зыбиев С.Г., Никонов С.А., Покровский В.Я.	557

Микроволновой фотоотклик в емкости полевых транзисторов на основе гетероструктур Ga4s/AlGa4s	60
Капустин А.А., Дорожкин С.И., Umansky V., Smet J.H.	,0
Исследование эффектов объемной неустойчивости в одиночных GaN ННК в сильных электрических полях	51
Можаров А.М., Шугуров К.Ю., Федоров В.В., Большаков А.Д., Мухин И.С.	
Осцилляции порогового поля и ступенек Шапиро в зависимости от мощности СВЧ облучения в соединении NbS3 с волной зарядовой плотности	52
Неуниверсальность частотной зависимости проводимости неупорядоченных гранулированных систем	53
Влияние СВЧ поля на туннельный точечный контакт в двумерном электронном газе	54
Секция 9. Углеродные и графеноподобные наноматериалы, дихалькогениды переходных металлов, перовскиты, органические полупроводники, молекулярные системы	65
Электромагнитный дрессинг наноструктур 36 Кибис О.В.	56
Перенос энергии в гибридных светоизлучающих структурах между нанокристаллами перовскито и полимерной матрицей при оптическом и электрическом возбуждении	ов 57
<i>Неупругое рассеяние света с переворотом спина в перовските CsPbBr</i> <sub>3</sub>	58 :0
Квантовый точечный контакт в двухслойном графене	59
Рассеяние электронов на коллективных возбуждениях конденсата в Бозе-Ферми системах 37 Villegas K.H.A., Sun M., Ковалёв В.М, <b>Савенко И.Г.</b>	70
Генерация второй гармоники оптического излучения из графена при комбинированном воздействии оптического и ТГц полей	71
Сорбционные свойства наноструктурированной углеродной "шубы" на поверхности микрогранул окиси алюминия	: 72
Вайнер Б.Г., Володин А.М., Шепелин А.В.	
Диагностика многослойных структур на основе органических полупроводников при помощи методов спектроскопии адмиттанса и переходной электролюминесценции	73
Экситон-фононное взаимодействие в атомарно тонких дихалькогенидах переходных металлов 37 Глазов М.М., Семина М.А.	74
Модификация полупроводниковых пленок углеродных нанотрубок оптико-электрическим воздействием	75
Характеристики углеродных нанотрубок металлического типа, выделенных из смеси УНТ с различным типом проводимости	76
Механизмы проводимости макроразмерных пленок на основе неупорядоченных однослойных нанотрубок	77

Формирование 2D структур Si на виртуальных подложках CaF <sub>2</sub> Кацюба А.В., Камаев Г.Н., Володин В.А., Двуреченский А.В.	378
Акустоэлектронный транспорт в двумерных нецентросимметричных материалах Каламейцев А.В., Савенко И.Г., Ковалев В.М.	379
Формирование нанокомпозитов полианилин/многостенные углеродные нанотрубки с варьиру проводимостью для сенсорных и электрохимических приложений Лобов И.А., Давлеткильдеев Н.А., Соколов Д.В.	vемой 380
Морфологические исследования графеноподобного слоя Si <sub>3</sub> N <sub>3</sub> на поверхности Si(111) Мансуров В.Г., Галицын Ю.Г., Малин Т.В., Милахин Д.С., Тийс С.А., Журавлев К.С.	381
Свойства оксида графена, обработанного в плазме метана и азота Неустроев Е.П., Попов В.И., Тимофеев В.Б., Уйгуров Д.М.	382
Низкотемпературная люминесценци бислоёв WSe <sub>2</sub> Николаев С. Н., Чернопицский М. А., Савин К. А., Кривобок В. С., Онищенко Е.Е., Багае	<i>383</i> в В.С.
Рекомбинация носителей заряда в аморфных органических полупроводниках: можно ли преодолеть ланжевеновский предел? Новиков С.В., Тамеев А.Р.	384
Рекомбинация носителей заряда в аморфных органических полупроводниках: эффекты пространственной корреляции энергетического ландшафта Новиков С.В., Тамеев А.Р.	385
<i>Механизм транспорта заряда в аморфном нитриде бора</i> <b>Новиков Ю.Н.</b> , Гриценко В.А.	386
Фазовые переходы в графите и графене при холодном сжатии <b>Тихомирова Г.В.</b> , Петросян Т.К., Суханова Г.В., Тебеньков А.В.	387
Секция 10. Фотонные кристаллы, микрорезонаторы и метаматериалы. Нанофотоника	389
Химерные состояния в системе экситонных поляритонов Гаврилов С.С.	390
Сильная связь экситонов в микрорезонаторах GaN гексагональной формы Белоновский А.В., Позина Г., Левитский Я.В., Морозов К.М., Митрофанов М.И., Гиршов Иванов К.А., Родин С.Н., Евтихиев В.Р., Калитеевский М.А.	<i>391</i> а Е.И.,
Нанотрубчатые резонаторы на основе ван-дер-ваальсовых монослоев MoS <sub>2</sub> Казанов Д.Р., Пошакинский А.В., Шубина Т.В.	392
Флуктуации времени возникновения и динамика спонтанной поляризации поляритонного боз конденсата	e- 393
Формирование экситон-поляритонного конденсата в полупроводниковых микрорезонаторах отсутствие экситонного резервуара Деменев А.А. <b>, Кулаковский В.Д.</b>	: в 394
Люминесценция из верхней поляритонной ветки в металло - органическом микрорезонаторе режиме сильной связи Морозов К.М., Иванов К.А., Гиршова Е.И., Селенин Н., Михрин С., Позина Г., Де Са Перейра Д., Менелаоу К., Монкман Э., Калитеевский М.А.	в 395
Вклад процессов взаимодействия активной среды с собственными модами фотонного крисп в люминесцентный отклик кремниевых структур с самоформирующимися	палла
наноостровками Ge(Si) Степихова М.В., Яблонский А.Н., Дьяков С.А., Ермаков О.Е., Скороходов Е.В., Шалеев М Сергеев С.М., Шенгуров Д.В., Гиппиус Н.А., Богданов А.А., Новиков А.В., Красильник З.Ф	<i>396</i> 1.В., Ф.
Селективно излучающие киральные мета-мембраны <b>Тиходеев С.Г.</b> , Лобанов С.В., Дьяков С.А., Гиппиус Н.А.	397

Резонансные оптические свойства возбужденных состояний в экситонных брэгговских	200
<i>Структурах GaAs/AlGaAs.</i> <b>Чалдышев В.В.</b> , Maharjan N., Nakarmi M.L.	398
Режим ультрасильной плазмон-поляритонной связи для новых плазменных мод в копланарных микпорезонаторах	300
<b>Андреев И.В.</b> , Муравьев В.М., Гусихин П.А., Зарезин А.М., Губарев С.И., Кукушкин И.В.	577
Исследование резонансных отражательных свойств кремниевых нанопилларов, сформирование на подложке кремний-на-изоляторе Басалаева Л.С., Настаушев Ю.В., Дульцев Ф.Н., Крыжановская Н.В., Фетисова М.В.	ых 400
Плазмонное усиление электрического поля в гетероструктурах Ge/Si с квантовыми точками, интегрированных с различным типом поверхностных наноструктур Блошкин А.А., Якимов А.И., Кириенко В.В., Армбристер В.А., Уткин Д.Е., Двуреченский А	<i>401</i> B.
Разработка эпитаксиальных гетероструктур с InGaAlAs сверхрешетками на подложках InP д. электрооптического модулятора Васильевский И.С., Виниченко А.Н., Сибирмовский Ю.Д., Доброхотов П.Л., Ладугин М.А., А.А. Мармалюк, Ю.Л. Рябоштан,Каргин Н.И.	ля 402
Дополнительные резонансы гигантского усиления рамановского рассеяния света в слоистых структурах с несколькими металлическими слоями Гришина <b>Я.В.</b> , Кукушкин В.И., Соловьев В.В., Кукушкин И.В.	403
Неклассические источники света на основе селективно позиционированных микролинзовых структур, одиночных (111) In(Ga)As и AlInAs квантовых точек	404
Режимы оптической связи при трансформации одиночной частицы типа «ядро в оболочке» в дразные частицы	)ве 405
Влияние параметров InP/GaInP квантовых точек на лазерные свойства микродисковых резонаторов	406 3.,
Циркулярно-поляризованное излучение полупроводникового лазера с электрической накачкой Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И., Кулаковский В.Д., Тиходеев С.Г.	407
Фоточуствительность Au-Ga <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (Fe)-n-GaP наноструктур в УФ области спектра Мелебаев Д.	408
Сравнительный анализ люминесценции слоев n-Ge, выращенных на Ge(001) и Si(001) подложках	409
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.	
Излучающие структуры для кремниевой фотоники на основе растянутых Ge микроструктур. Алешкин В.Я., Байдакова Н.А., Вербус В.А., Машин А.И., Морозова Е.Е., Нежданов А.В., <b>Новиков А.В.</b> , Скороходов Е.В., Шенгуров Д.В., Юрасов Д.В., Яблонский А.Н.	410
Упорядоченные массивы Ge(Si) квантовых точек, встроенных в двумерные фотонные кристаллы Смагина Ж.В., Зиновьев В.А., Степихова М.В., Армбристер В.А., Яблонский А.Н., Родякина Е.Е., Фомин Б.И., Ненашев А.В., Новиков А.В., Двуреченский А.В.	411
Явления усиления излучающих свойств активной среды в фотонных кристаллах и фотонно- кристаллических резонаторах, сформированных на кремниевых структурах с наноостровками Ge(Si) Степихова М.В., Яблонский А.Н., Дьяков С.А., Скороходов Е.В., Шалеев М.В., Сергеев С.М Новиков А.В., Гиппиус Н.А., Красильник З.Ф.	<i>412</i> [.,
Формирование упорядоченных дисков Ge на поверхности SiO <sub>2</sub> Уткин Д.Е., Шкляев А.А.	413

Применение микродисковых лазеров в качестве высокочувствительных	414
<b>Фетисова М.В.</b> , Крыжановская Н.В., Редуто И.В., Моисеев Э.И., Корнев А.А., Букатин А Филатов Н.А., Максимов М.В., Жуков А.Е.	414 C.,
Топологические локализованные состояния на инверсных контактах фотонных кристаллов Широков А.Е., Горбацевич А.А., Капаев В.В.	415
Секция 11. Полупроводниковые приборы и устройства	417
Гибридные полупроводниковые лазеры ближнего ИК диапазона на кремниевых подложках Алешкин В.Я., Байдусь Н.В., Дубинов А.А., Кудрявцев К.Е., Красильник З.Ф., Некоркин Новиков А.В., Юрасов Д.В., Фефелов А.Г.	418 C.M.,
Непрерывные и импульсные мощные полупроводниковые лазеры ближнего ИК диапазона Пихтин Н.А.	419
Квантово-каскадные лазеры инфракрасного и терагерцового диапазона Соколовский Г.С.	420
Инфракрасные фотоприемные модули мегапиксельного формата на основе ГЭС КРТ МЛЭ подложках из кремния	на 421
Сидоров Ю.Г., Сабинина И.В., <b>Сидоров Г.Ю.</b> , 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.	,
Рекуррентные нейронные сети на мемристорах Тарков М.С.	422
Оптические потери в лазерных волноводах различных конструкций Веселов Д.А., Бобрецова Ю.К., Климов А.А., Слипченко С.О., Ладугин М.А., Мармалюк Пихтин Н.А.	<i>423</i> : A.A.,
Laser Slicing – метод отделения тонких пленок для GaN-on-GaN технологии Вороненков В.В., Шретер Ю.Г.	424
Природа ловушек в флеш памяти на основе high-k диэлектриков Гриценко В.А.	425
8.3 ТГц квантово-каскадный лазер на основе квантовых ям HgCdTe для работы при комнат температуре	1ной 426
<i>Мощный фотодиод Шоттки для оптоволоконной линии передачи СВЧ-сигналов</i> <b>Журавлев К.С.</b> , Дмитриев Д.В., Торопов А.И., Валишева Н.А., Аксенов М.С., Гилинский Чистохин И.Б., Чиж А.Л., Микитчук К.Б.	427 i A.M.,
Электрооптический модулятор на основе полупроводниковой гетероструктуры с поверхно 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. Слипченко С.О., Пихтин Н.А.	стной 428 А.,
Высокоомный GaN буфер для AlGaN/GaN-HEMT Малин Т.В., Милахин Д.С., Александров И.А., Земляков В.Е., Егоркин В.И., Зайцев А.А. Протасов Д.Ю., Кожухов А.С., Бер Б.Я., Казанцев Д.Ю., Мансуров В.Г., Журавлёв К.С.	429 ,
Рост и характеризация структур с множественными квантовыми ямами HgTe/CdHgTe дл. фотоприемников Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Икусов Д.Г., Карпов В.В., Ремесник В.Г., Швец В.А., Сусов Е.В., Ужаков И.Н., Филатов А.В.	я ИК 430
Синтез монокристаллов VO <sub>2</sub> на наноструктурированной поверхности Si Мутилин С.В., Принц В.Я., Яковкина Л.В., Гутаковский А.К., Селезнев В.А.	431
Модификация и контроль состояния поверхности нанопроволочных биосенсоров Наумова О.В., Фомин Б.И., Дмитриенко Е.В., Пышная И.А., Пышный Д.В.	432

Оптические полупроводниковые затворы для фемтосекундных лазеров с высокой частотой следования импульсов
Мощные СВЧ-фотодиоды Шоттки с малым коэффициентом амплитудно-фазового преобразования шума
О природе неоднородности барьера в Au/Ti/n-InAlAs(001) контактах Шоттки
Двойной полупроводниковый лазер, интегрированный с электронным ключом
Высокочувствительный кристалл датчика давления с термокомпенсацией на основе биполярного транзистора с горизонтальной структурой p-n-p — типа проводимости
Адаптивный аналоговый синапс-резистор для искусственной нейронной сети на основе перехода полупроводник-металл
Темновые и сигнальные характеристики униполярных барьерных структур на основе n-HgCdTe, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии на альтернативных подложках
Управление формовкой и проводимостью TaN/ZrO <sub>x</sub> /Ni мемристоров посредством обеднения кислородом слоя оксида
Обратная конверсия типа проводимости HgCdTe после плазмохимического травления при низких температурах
Гетероэпитаксиальные структуры InAlGaAs/InAlAs для электрооптического модулятора на основе квантово-размерного эффекта Штарка
<i>GaNP p-i-п фотодиод на кремнии</i>
Разработка заказной нейроморфной сверхбольшой интегральной схемы
Концептуальная конгруэнтность фотоприемников на основе многослойных структур с квантовыми ямами и сверхрешеток
Особенности влияния ДN и Дµ моделей 1/f-шумов на эквивалентную шуму разность температур инфракрасных фотоприемников
Фундаментальные основы создания мозаичных фотоприемников сверхвысокой размерности с предельной эффективностью преобразования изображений
Влияние конструкции активной области на излучательные параметры лазерных диодов спектрального диапазона 1530-1565 нм

Непрерывные 100-ваттные лазерные линейки (с КПД до 60%) на основе гетероструктур (In)GaAsP/GaInP/GaAs, излучающих на длине волны 760-780 нм
Микаелян Г.Т.
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.
Узкозонные гетероструктуры InAs <sub>1-x</sub> Sb <sub>x</sub> /InAsSbP (x = 0.07-0.14) для спектрального диапазона 4-5 мкм, полученные методом МОГФЭ
Нанопроволочные биосенсоры и ДЭФ
Использование Ge(Si) островков для создания солнечных элементов на основе тонкого
<i>кристаллического кремния</i>
Исследование AlGaN/AlN/GaN HEMT с дорощенными омическими контактами
Особенности спектров лазерной генерации в прямоугольных резонаторах на основе
<i>Сетероструктур АlGaAs/GaAs/InGaAs</i> 455 <b>Подоскин А.А.</b> , Романович Д.Н., Слипченко С.О., Шашкин И.С., Головин В.С., Бахвалов К.В., Николаев Д.Н., Шамахов В.В., Пихтин Н.А.
Вклад дефектов и примесей в характеристики мощных МОП транзисторов в кремнии и КНИ:
Ильницкий М.А., Антонов В.А., Вдовин В.И., Тысченко И.Е., Попов В.П., Егоркин А.В., Зарубанов А.А., Глухов А.В.
Исследование фотоэмиссионных свойств мультищелочных фотокатодов
Эллипсометрический мониторинг свойств тонких полупроводниковых пленок 458 Свиташева С.Н.
Эллипсометрический контроль эффекта Бурштейна – Мосса в сильнолегированных полупроводниках
Упорядоченные массивы высокоаспектных Si наностолбиков, сформированные методами наноадгезивной печати и металл-стимулированного каталитического травления
Генерация мощных лазерных импульсов полупроводниковыми гетероструктурами с использованием интегральных и гибридных подходов
Радиационная стойкость 4H-SiC JBS-структур при облучении электронами и протонами 462 Стрельчук А.М., Козловский В.В., Лебедев А.А.
Темновые токи в фотоприемных структурах на основе соединений InSb, InAlSb выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии
Влияние легирования волноводных слоев на излучательные характеристики полупроводниковых лазеров на основе AlGaAs/GaAs

Влияние физических свойств р-п перехода на СВЧ характеристики электрооптического	
модулятора на кремнии Царар А. В. Тазиер Р. М.	465
царев А.Б., тазиев г.м. Процесс изготовления и анализ транспортных свойств 3-терминальных устройств на основ	e.
кремниевой нанопроволоки	466
Лукьяненко А.В., Тарасов А.С., Шанидзе Л.В., Волочаев М.Н., Зеленов Ф.В., Яковлев И.А Волков Н.В.	۱.,
Секция 12. Нано- и оптомеханика	467
Оптическое натяжение и скомкивание двумерных полупроводников Пошакинский А.В., Авдеев И.Д., Поддубный А.Н.	468
Одиночные углеродные наноосцилляторы и резонансные детекторы масс на их основе Мухин И.С., Лукашенко С.Ю., Комиссаренко Ф.Э., Голубок А.О.	469
Частотные и температурные зависимости аномалии, наблюдающейся при одноосном удлин	ении
вискеров квазиодномерного проводника TaS <sub>3</sub> Никитин М.В., Покровский В.Я., Зыбцев С.Г., Фролов А.В., Орлов А.П.	470
Пьезоэлектрическое возбуждение колебаний наномеханических резонаторов с двумерным электронным газом	471
Шевырин А.А., Погосов А.Г., Бакаров А.К., Шкляев А.А., Куросу М., Ямагучи Х.	//1
Секция 13. Топологические изоляторы и полуметаллы Вейля	473
Фотопроводимость и эффекты нарушения симметрии, индуцированные терагерцовым	
излучением и магнитным полем, в структурах на основе Hg <sub>1-x</sub> Cd <sub>x</sub> Te Галеева А.В., Казаков А.С., Артамкин А.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Банников М Данилов С.Н., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р.	474 .И.,
Радиочастотная фотопроводимость в гетероструктурах на основе Hg <sub>1-x</sub> Cd <sub>x</sub> Te Казаков А.С., Галеева А.В., Долженко Д.Е., Рябова Л.И., Банников М.А., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., <b>Хохлов Д.Р.</b>	475
Фототоки в полуметаллах Вейля Голуб Л.Е., Ивченко Е.Л., Леппенен Н.В.	476
Транспорт через сетку топологических каналов в HgTe квантовых ямах критической толщи. Квон З.Д., Гусев Г.М., Энтин М.В., Михайлов Н.Н.	ны477
Квантовый эффект Холла в трехмерном топологическом изоляторе на основе HgTe Козлов Д.А., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Ziegler J., Weiss D.	478
Демонстрация топологической защиты как фазово-когерентного явления Петруша С.В., Тихонов Е.С., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Храпай В.С.	479
Взаимодействие электронов в краевых состояниях с немагнитными дефектами в 2D топологических изоляторах	480
Сабликов В.А., Суханов А.А.	
Энергетическая структура поверхностных состояний топологического изолятора Bi <sub>2</sub> Se <sub>3</sub> вбл ступеней поверхности Фелотов H.U., Зайцев-Зотов С.В.	изи 481
Магнитоиндуцированные фотогальванические эффекты в напряженных пленках HgTe Будкин Г.В., Candussio S., Otteneder М., Козлов Д.А., Дмитриев И.А., Бельков В.В., Тарасенко С.А., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Ганичев С.Д.	482
Наблюдение сверхпроводимости в дираковском полуметалле Cd <sub>3</sub> As <sub>2</sub> Аронзон Б.А., Давыдов А.Б., Овешников Л.Н., Моргун Л.А., Кугель К.И., Захвалинский В. Пилюк Е.А., Кочура А.В., Пудалов В.М.	483 .C.,
Фотогальванический эффект в киральных краевых каналах	484 Э.,

Зеемановское и спин-орбитальное расщепления в квантовых ямах HgTe. Роль асимметрии интерфейсов	85
Электропроводность новых антиферромагнитных топологических изоляторов MnBi <sub>6</sub> Te <sub>10</sub> и MnBi <sub>8</sub> Te <sub>13</sub>	86
Перенос заряда в новых антиферромагнитных топологических изоляторах MnBi <sub>4</sub> Te <sub>7</sub>	87
<i>Квантовые поправки в 3D дираковском полуметалле Сd<sub>3-х</sub>Мn<sub>x</sub>As<sub>2</sub></i>	88
Подавление Оже-рекомбинации в полуметаллах Вейля	89
<i>Теория емкости двумерного неупорядоченного топологического изолятора</i>	90
Квантовый эффект Холла в объемном HgTe	91
Зонный спектр квантовых ям HgCdTe: эффекты «понижения» симметрии	92
Упругие и оптические свойства топологических изоляторов Bi <sub>1-x</sub> Sb <sub>x</sub> Te <sub>1-y</sub> Se <sub>y</sub> : Роль объемных дефектов	93 ''
Химическая и структурная трансформация топологического изолятора BiSbTeSe <sub>2</sub> при осаждении Со	94
Фотоиндуцированный нелокальный отклик в эпитаксиальных пленках Hg <sub>1-x</sub> Cd <sub>x</sub> Te с инверсным энергетическим спектром	95
Квантовые топологические эффекты в селениде ртути с низкой концентрацией электронов 49 <b>Лончаков А.Т.</b> , Бобин С.Б., Неверов В.Н.	96
Магнетосопротивление поликристаллического антиферромагнитного топологического изолятора MnBi <sub>2</sub> Te <sub>4</sub>	97
2D транспорт в топологическом изоляторе критической толщины	98
Пересечение уровней и нулевой уровень Ландау в двойной квантовой яме HgTe	99
Диффузия атомов 1, 2 и 13-й групп на поверхности топологических изоляторов 50 Рябищенкова А.Г.	00
Слабая антилокализации в трехмерных топологических изоляторах на основе пленок HgTe различной толщины	01
<i>Трехмерный топологический изолятор на основе частично релаксированной пленки HgTe</i> 50 Савченко М.Л., Васильев Н.Н., Козлов Д.А., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.	02

Электронные свойства дираковского полуметалла InBi	. 504
Федотов Н.И., Майзлах А.А., Гусев А.С., Кон И.А., Павловский В.В., Щукин К.П.,	
Зайцев-Зотов С.В.	
Алфавитный указатель	. 504
	518
Список участников	510

## ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

### Микро- и наноразмерные источники излучения ближнего ИК диапазона на кремнии

Красильник З.Ф., Новиков А.В.

ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

#### DOI 10.34077/Semicond2019-34

В последние годы очевиден существенный рост активности в области кремниевой нанофотоники в мире и, в меньшей степени, в России. Если раньше дискутировался вопрос, способны ли, в принципе, гетероструктуры на основе кремния эффективно люминесцировать в ближнем ИК диапазоне на основных телекоммуникационных длинах волн 1,3 и 1,55 мкм, то сегодня уже актуальны вопросы миниатюризации источников излучения для межсоединений на кремнии, интегральной оптики, радиофотоники и др. Говоря о мотивации, прежде всего имеются ввиду задачи преодоления дифракционного предела, манипулирования светом на глубоком субволновом масштабе. За этим видится развитие новых фундаментальных направлений нанофотоники и важные технологические решения, среди которых объединение электроники и оптики в одной интегральной схеме, непреложная задача для создателей интегральных схем следующего поколения. При этом необходимо решить сложные проблемы, связанные с быстрой пересылкой гигантских объемов информации со снижением энергопотребления.

Шаги, направленные на миниатюризацию уже известных полупроводниковых источников до микронного и субмикронных размеров, по большому счету не породили новых труднопреодолимых задач, а напротив, облегчили решение ряда проблем, хорошо известных для источников на основе кремниевых гетероструктур макроразмера. С уменьшением размеров улучшаются такие важные характеристики источников излучения, как пороговый ток, квантовая эффективность, спектральная ширина.

Эффективность излучения связана с эффективностями пространственного ограничения электромагнитного поля и радиационных процессов передачи энергии от усиливающей среды к полю. Вероятность передачи энергии определяется плотностями фотонных и электронных состояний одновременно. Уменьшение размерности усиливающей среды, вплоть до квантовых точек, позволяет более эффективно заселять электроны и дырки в энергетическом пространстве, совмещать спектр эмиссии со спектральной полосой резонатора. Прямым следствием уменьшения размера источника является ускорение радиационного процесса благодаря эффекту Парселла.

Из практически интересных подходов технология гибридных устройств на кремнии сегодня выглядит наиболее продвинутой для создания интегрированных фотонных компонентов на кристалле. Такой подход позволяет использовать преимущества как прямозонности гетероструктур на основе элементов III-V групп, так и пассивных оптических элементов на кремнии.

В докладе обсуждаются результаты исследований в таких актуальных направлениях, как гибридные A<sub>3</sub>B<sub>5</sub>/SiGe/Si и A<sub>3</sub>B<sub>5</sub>/Si микролазеры на модах шепчущей галереи, фотонные кристаллы на SiGe/Si гетероструктурах, диэлектрические нанорезонаторы с SiGe/Si наноостровками по материалам работ, выполненных в ИФМ РАН (Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Кудрявцев К.Е., Сергеев С.М., Скороходов Е.В., Степихова М.В., Шалеев М.В., Юрасов Д.В., Яблонский А.Н.) совместно с Университетом Лобачевского (Байдусь Н.В.), Санкт-Петербургским академическим университетом (Жуков А.Е., Крыжановская Н.В.), ИТМО (Петров М.И., Богданов А.А., Ермаков О.Е.), Институтом науки и технологий Сколково (Дьяков С.А.), Университетом Мартена Лютера в Халле, Германия (Rutckaia V., Schilling J.).

#### Физика и технология полупроводниковых и гибридных наноструктур: тенденции развития, практические применения Принц В.Я.

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

#### DOI 10.34077/Semicond2019-35

В результате более чем 60 летнего развития кремниевая технология почти достигла предельных атомных размеров. В связи с этим для физиков и технологов 21 века вызовом является необходимость найти, исследовать и внедрить в промышленность новые материалы, с новыми функциональными свойствами, которые позволили бы продолжить прогресс в электронике, фотонике, информационных и коммуникационных технологиях. Более того, новые материалы должны обладать большим, чем кремний набором физических функциональных свойств, достаточных для создания нейроподобных вычислительных систем. Одной из областей исследования является окисная и коррелированная наноэлектроника [1]. Известно несколько десятков окислов, в том числе переходных металлов VO<sub>2</sub>, ZnO, Cu<sub>2</sub>O, TiO2 и т.д., которые являются полупроводниками, с уникальными важными для практических применений свойствами. В докладе представлен анализ физических свойств (электрических, оптических, магнитных, топологических) данных окислов, 2D полупроводниковых материалов HfSe<sub>2</sub>, ZrSe<sub>2</sub>. CuCrO<sub>2</sub>, Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, полупроводниковых перовскитов, новых Ван-дер-Ваальсовых гетероструктур на основе дихалькогенидов переходных металлов MoS<sub>2</sub>, WS<sub>2</sub>, MoSe<sub>2</sub> и слоистых полупроводников TaS<sub>3</sub>, TiS<sub>3</sub>, перспективных для окисной электроники.

Во второй части доклада приведены оригинальные результаты по исследованию одного из самых перспективных полупроводников - VO<sub>2</sub>, который относится к сильно коррелированным электронным материалам. При фазовом переходе полупроводник-металл его проводимость меняется до  $10^5$  раз, наблюдается также рекордное изменение коэффициента преломления ( $\Delta n$ >1). Известны структурные и электронные фазовые переходы. Рекордно малое время переключения 26 фемтосекунд (переход Мотта-Хаббарда). Наиболее ярко свойства VO<sub>2</sub> проявляются в монокристаллических нанокристаллах. Нам удалось впервые синтезировать упорядоченные массивы монокристаллических VO<sub>2</sub> нанонитей [2]. Такие массивы могут рассматриваться как законченные интеллектуальные устройства для управления оптическим излучением (фотонные кристаллы, метаматериалы). Важно, что предложенный подход стыкуется с кремниевой технологией. В работе [3] предложен новый в формировании VO<sub>2</sub> наноэлектроники, достигнуты рекордно малые энергии для подход электрических переключений. Приведены достижения в области формирования 3D наноструктур. На основе полученных результатов обсуждаются перспективы формирования нейроморфных вычислительных систем.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-19-00694).

- [1] Colla M. et al, Appl. Surf. Scien. 482, 1-93, (2019).
- [2] Mutilin S. V., Prinz V. Ya., Seleznev V. A., Yakovkina L. V. Appl. Phys. Lett. 113, 043101 (2018).
- [3] Prinz V.Ya., Mutilin S.V., Yakovkina L.V., Gutakovskii A.K., Komonov A.I., Nanoscale (2019)

#### Ultrafast acoustics for modulating matter

Bayer M.

Experimentelle Physik 2, TU Dortmund, D-44227 Dortmund, Germany

#### DOI 10.34077/Semicond2019-36

Illumination of matter by intense ultrashort light pulses can lead to launching of coherent phonon pulses through the ultrafast thermal expansion. The duration of these pulses may be as short as a ps and their amplitude may reach one thousandth of a crystal lattice constant. This dynamic change of the lattice can vary the band gap of a semiconductor on corresponding time scales, which can be exploited to modulate light emitters on sub-THz frequencies. Further, in magnetic materials the acoustic pulses can be used to vary the magnetic anisotropy, by which a precession of the magnetization can be triggered. In suitably tailored structures, this precessing magnetization can serve as ultacompact source of microwave radiation with frequencies up to 100 GHz and more, by which high resolution magnetic resonance spectroscopy may be achieved. In this contribution we will discuss the basic principles of ultrafast acoustics of matter and gives examples of applications.

The author acknowledges, among others, the long-lasting collaboration with Andrey Akimov (Nottingham), Alexey Scherbakov (St. Petersburg & Dortmund), and Dmitri Yakovlev (Dortmund & St. Pertersburg), without which the work would not have been possible
Секция 1. Объемные полупроводники

# Современное состояние исследований в области создания и диагностики ультрахолодного ридберговского газа и ультрахолодной плазмы

### Зеленер Б.Б.

ОИВТ РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13, стр.2

DOI 10.34077/Semicond2019-38

В докладе приведен обзор работ посвященных методам получения и экспериментальному исследованию ультрахолодного ридберговского газа и ультрахолодной плазмы. Также обсуждаются созданные в лаборатории установки по получению ультрахолодного ридберговского газа и ультрахолодной плазмы из атомов лития-7 и кальция-40 в магнитооптических ловушках и теоретические методы исследований. Главной особенностью таких систем является сильная неравновесность, что приводит к рекомбинации. В докладе обсуждается влияние неидеальности и магнитного поля на скорость рекомбинации. При рекомбинации ультрахолодной плазмы возникают высоковозбужденные ридберговские состояния атомов. При наличии магнитного поля возможна магнитная стабилизация, подобная магнитной стабилизации экситонов в полупроводниках [1]. Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 18-12-00424).

[1] Б.Б.Зеленер, Б.В.Зеленер, Э.А.Маныкин, Письма в ЖЭТФ, 95, 3, 164(2012).

### Теория ридберговских экситонов в закиси меди

#### Семина М.А.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

DOI 10.34077/Semicond2019-39

Экситон – связанная кулоновским притяжением пара, состоящая из электрона и дырки, играет ключевую роль в оптических свойствах полупроводниковых кристаллов и наноструктур. Закись меди (Cu<sub>2</sub>O) является уникальным полупроводником, где сочетаются большая энергия связи экситона  $E_b \approx 87$  мэВ и высокое качество природных кристаллов. Именно в кристаллах Cu<sub>2</sub>O E.Ф. Гросс и Н.А. Каррыев в ФТИ им. А.Ф. Иоффе сделали открытие — обнаружили проявления экситонов Ванье-Мотта в спектрах поглощения [1]. В недавних экспериментах, выполненных в Техническом университете Дортмунда (Германия), в этом материале наблюдались высоковозбужденные состояния экситона с главным квантовым числом *n* вплоть до 25 [2]. Такие экситоны демонстрируют свойства, аналогичные ридберговским – высоковозбужденным – атомам, а наблюдение аналогов ридберговских атомов в полупроводниках значительно облегчило исследования в этой области квантовой физики.

В отличие от атомов, экситон находится в кристаллической решетке, что приводит как к количественным (например, уменьшение энергии связи за счет эффектов экранирования и перенормировки эффективных масс), так и к качественным изменениям их свойств благодаря понижению симметрии, смешиванию состояний различных зон, параметрически сильному спин-орбитальному взаимодействию. Особенность закиси меди – сопоставимые величины энергии связи экситона и значения спин-орбитального расщепления верхних подзон валентной зоны, что требует учета сложной структуры валентной зоны при исследовании экситонных эффектов в Cu<sub>2</sub>O.

В докладе дается обзор основных достижений в исследовании ридберговских экситонов в закиси меди. Обсуждается тонкая структура энергетического спектра экситонов и продемонстрировано, что смешивание состояний экситонов с разным угловым моментом приводит к особенностям в ридберговской серии в спектре поглощения. Сопоставление теории и эксперимента позволяет уточнить параметры Латтинжера закиси меди [3]. Предложены различные модели для описания экситонных состояний в Cu<sub>2</sub>O, отличающиеся по вычислительной сложности [4]. Далее анализируются скейлинговые закономерности экситонных параметров в зависимости от главного квантового числа. Выявлены отличия от водородоподобной модели, например, поведение поляризуемости экситонов в электрическом поле описывается законом  $n^7$  (в отличие от водородоподобной модели со скейлингом  $n^6$ ). Полученные скейлинговые закономерности находится в хорошем согласии с данными экспериментов [5].

Значительный размер ридберговских экситонов делает их исключительно подверженным воздействию внешних полей: электрического и магнитного. Приводятся результаты комплексного исследования электрооптических свойств Cu<sub>2</sub>O в экситонной области спектра, включая эффект Штарка и диссоциацию экситонов во электрическом поле. Анализируется конкуренция электро-дипольных и квадрупольных механизмов оптических переходов, которая приводит к оптической анизотропии кубического кристалла. Показано, что при диссоциации экситонов под действием статического электрического поля внутри мультиплета с заданным квантовым числом, уровни с большей энергией ионизуются в больших электрических полях. Такое неожиданное, на первый взгляд, поведение связано профилем волновых функций экситонов в электрическом поле [6,7].

В заключение доклада будут кратко описаны особенности нелинейно оптических явлений (двухфотонного поглощения и генерации второй гармоники) на ридберовских экситонах в Cu<sub>2</sub>O.

[1] Е.Ф. Гросс, Н.А. Каррыев, ДАН СССР 84, 471 (1952).

[2] T. Kazimierczuk et al., Nature 514, 343 (2014).

[3] J. Thewes, J. Heckoetter, T. Kazimierczuk, M. Assmann, D. Froehlich, M. Bayer, M.A. Semina, and M.M. Glazov, Phys. Rev. Lett. 115, 027402 (2015).

[4] М.А. Семина, ФТТ 60, 1515 (2018).

[5] J. Heckötter, M. Freitag, D. Fröhlich, M. Aβmann, M. Bayer, M. A. Semina, and M. M. Glazov, Phys. Rev. B 96, 125142 (2017).

[6] J. Heckötter, M. Freitag, D. Fröhlich, M. Aßmann, M. Bayer, M. A. Semina, and M. M. Glazov, Phys. Rev. B 95, 035210 (2017).

[7] J. Heckötter, M. Freitag, D. Fröhlich, M. Аβmann, M. Bayer, M.A. Семина, М.М. Глазов, ФТТ 60, 1495 (2018).

# Термоэлектрические преобразователи энергии на основе сильнолегированных полупроводников GeSi и соединений MnSi

Дорохин М.В., Кузнецов Ю.М., Демина П.Б., Ерофеева И.В., Здоровейщев А.В., Болдин М.С., Ланцев Е.А., Попов А.А.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-40

Термоэлектрические материалы являются автономными, компактными, бесшумными источниками электроэнергии, их работа основана на нагреве, следовательно, они могут использовать «бросовое» тепло, выделяющееся в результате технологических или бытовых процессов [1]. Проблемой термоэлектриков является низкий КПД, величина которого характеризуется параметром ZT:

#### ZT=α2·T/ρ λ, (1)

где α – коэффициент Зеебека, ρ – удельное сопротивление, λ – коэффициент теплопроводности, T – средняя температура.

Перспективным способом повышения ZT является наноструктурирование [1]. Для объёмных материалов оно осуществляется путём создания термоэлектриков с ультрамелкозернистой поликристаллической структурой. Такой подход обусловливает снижение λ – за счёт рассеяния фононов на границах зёрен. Кроме того, варьирование размера зерна на нанометровом масштабе даёт дополнительные степени свободы для оптимизации других параметров, входящих в формулу ZT.

Настоящая работа посвящена синтезу и исследованию термоэлектрических материалов на основе твёрдых растворов  $Ge_xSi_{1-x}$  и соединений высшего силицида марганца (MnSi<sub>1,73</sub>). Образцы получены методом электроимпульсного плазменного спекания (ЭИПС) на установке DR SINTER SPS-625. Метод ЭИПС предоставляет широкие возможности синтеза наноматериалов и управления размером зерна в них варьированием параметров спекания (скорости нагрева, температуры, длительности изотермической выдержки, давления пресса). В процессе ЭИПС спекались порошки, содержащие Ge (35 ат. %) и Si (65 ат. %) для синтеза Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub>, и содержащие Si (62 ат. %) и Mn (38 ат. %) для синтеза MnSi<sub>1,73</sub>.

Для GeSi термоэлектриков впервые исследовано влияние легирования атомами Sb в процессе спекания на термоэлектрические свойства. Для этого в исходные порошки Ge-Si добавлялась сурьма в количестве 0,5-5 ат. %. В процессе спекания для выбранных режимов (температура ~ 1000 °C) осуществляется взаимная диффузия Ge и Si, а также диффузия Sb в частицы твёрдого раствора. Введение Sb в концентрации ~0,5 ат. % позволяет сформировать сильнолегированный полупроводник, что проявляется в значительном снижении удельного сопротивления по сравнению с нелегированным материалом (до ~2,5·10-5 Ом·м). Коэффициент ZT составил 0,32 при 400 °C, что сопоставимо с аналогами [2]. Увеличение концентрации примеси выше 1 ат.% приводит к сегрегации Sb в 100 нм кластеры (по данным электронной микроскопии), что сопровождается повышением сопротивления и снижением ZT.

Для структур на основе MnSi<sub>1,73</sub> установлено, что в ходе разогрева порошка при спекании происходит твердофазная реакция с образованием соединения моносилицида марганца (MnSi). Наличие фазы MnSi приводит к снижению термоэлектрических характеристик, в первую очередь, величины ZT. Наибольшее значение ZT было получено в материале с наименьшим содержанием фазы MnSi.

Работа выполнена при поддержке российского научного фонда (проект РНФ №17-79-20173).

- [1] C. Gayner, K.K. Kar. Prog. Mat. Science 83, 330 (2016).
- [2] K. Romanjek, S. Vesin, L. Aixala, et.al. J. of Electronic Materials 44, 2192 (2015).

# Исследование влияния высокого давления на свойства термоэлектрических материалов

Морозова Н.В.<sup>1</sup>, **Коробейников И.В.**<sup>1</sup>, Овсянников С.В.<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

<sup>2</sup> Bayerisches Geoinstitut, Universität Bayreuth, Universitätsstrasse 30, Bayreuth D-95447, Germany

<sup>3</sup> ИХТТ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. Первомайская, 91

DOI 10.34077/Semicond2019-41

В данной работе приводится описание современного состояния в области экспериментальных исследований эффектов высокого давления и механического напряжения на термоэлектрические свойства и характеристики термоэлектрических материалов. В работе проведено обобщение и анализ экспериментальных данных о влиянии высокого давления на коэффициент Зеебека (термоЭДС) для различных материалов, среди которых есть как представители традиционных для термоэлектричества классов полупроводников (Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>, Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>, Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>, PbTe, PbSe, SnTe, SnSe, Mg<sub>2</sub>Si, CoSb<sub>3</sub>, Si-Ge), так и

потенциальные термоэлектрики, повышение демонстрирующие своих характеристик под воздействием высокого давления (ZrSe<sub>3</sub>, Sn<sub>2</sub>P<sub>2</sub>Se<sub>6</sub>, и др). В работе обсуждается как приложение высокого давления может улучшать характеристики термоэлектрических элементов за счет вариации величин коэффициента Зеебека, электросопротивления и теплопроводности.

Рассмотрена принципиальная возможность использования магнитного поля для генерации дополнительных вкладов от поперечного и продольного магнито-термоэлектрических эффектов в термоэлементах для улучшения их характеристик.

Предложена простая модель термоэлектрического преобразователя высокого давления, параметры которого регулируются путем вариации давления, приложенного к его термоэлементам. Рассмотрены различные варианты использования эффектов высокого давления в практических приложениях. Сделан краткий обзор современных проблем в области фундаментальных исследований и практического



Рис.1. – Типичные зависимости от давления для ширины запрещенной зоны, концентрации носителей и коэффициента добротности. На вставке указана схема возможных трансформаций зонной структуры под давлением.

использования методики высоких давлений в отрасли термоэлектрических материалов, рассмотрены перспективные пути развития данного направления исследований.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Электрон», № АААА-А18-118020190098-5).

## Магнитотранспортные свойства твердых растворов Ag<sub>x</sub>Mn<sub>1-x</sub>S

**Романова О.Б.**<sup>1,2</sup>, Аплеснин С.С.<sup>1,3</sup>, Удод Л.В.<sup>1,3</sup>, Соколов В.В.<sup>4</sup>

<sup>1</sup> ИФ СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок, 50

<sup>2</sup> Сибирский федеральный университет, 660041, Красноярск, пр. Свободный, 79

<sup>3</sup> Сибирский государственный университет науки и технологий им. М.Ф. Решетнева, 660000,

Красноярск, пр. имени газеты Красноярский Рабочий, 31

<sup>4</sup> ИНХ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева,3

DOI 10.34077/Semicond2019-42

Поиск и исследование новых материалов обнаруживающих сильную взаимосвязь между магнитной, электронной и упругой подсистемами, проявляющуюся в виде магнитотранспортного и магниторезистивного эффектов представляет интерес, как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения. Наличие таких веществ позволяет расширять сферу практического использования устройств сенсорной техники и спинтроники. Магнитные полупроводники на основе халькогенида марганца  $Me_XMn_{1-X}S$  (Me=3d и 4f –элементы), оказались хорошими модельными объектами для изучения этих эффектов [1,2]. Предполагалось, что замещение катионов марганца ионами серебра приведет к дырочному допированию и к дополнительному вкладу в обменное взаимодействие между ионами марганца в результате кинетического s-d взаимодействия и фазовому расслоению.

Кристаллы Ag<sub>X</sub>Mn<sub>1-X</sub>S выращены кристаллизацией из расплава полученных порошковых сульфидов в стеклоуглеродных тиглях и кварцевом реакторе в атмосфере аргона протягиванием реактора через одновитковый индуктор BЧ установки.

Анализ данных рентгеноструктурного анализа твердых растворов системы  $Ag_XMn_{1-X}S$  с X=0.05 позволил установить присутствие двух фаз: кубической NaCl типа, свойственной для исходного моносульфида марганца MnS, и моноклинной для сульфида серебра  $Ag_2S$ . Рефлексов свойственных для Ag на ренгенограммах не наблюдалось.

Согласно данным исследования магнитных свойств, синтезированные образцы системы  $Ag_XMn_{1-X}S$ являются антиферромагнетиками с температурой Нееля 176К. На кривой  $\sigma(T)$  обнаружена аномалия в виде "ступеньки" при 160К вблизи температуры магнитного перехода, которая проявляется и на  $\rho(T)$ . Одно из возможных объяснений аномального поведения температурных зависимостей намагниченности и сопротивления твердого раствора  $Ag_{0.05}Mn_{0.95}S$  в области температуры магнитного перехода связано с образованием ферромагнитных капель (ферронов) в антиферромагнитной матрице [3].

Тенденция к фазовому расслоению в низкотемпературной области и изменение электронного спектра в результате s-d взаимодействия электронов и сдвига химпотенциала приведет к изменению электрических свойств. Катионное замещение марганца серебром приводит к уменьшению величины удельного электросопротивления относительно исходного моносульфида марганца ( $\rho \sim 10^8$  Ohm cm) на 6 порядков в области магнитного фазового перехода. В этой же области температур наблюдается нелинейное поведение вольт-амперных характеристик (BAX), связанное с перескоком электронов между ферронами. С исчезновением ферронов при нагревании ВАХ становятся линейными и практически не зависят от поля. Отрицательное магнитосопротивление ( $\delta_H$ ) наблюдается в широком интервале температур. Максимальное значение  $\delta_H$  обнаруживает в области температуры Нееля. Выше этой температуры магнитосопротивление уменьшается.

Неоднородные электрические и магнитные состояния можно обнаружить при исследовании гальваномагнитных свойств. Обнаружено изменение знака термоЭДС (α) по температуре и в магнитном поле. В магнитоупорядоченной области перенос энергии осуществляется электронами, увлеченных магнонами, которые исчезают в парамагнитной области. В этой области температур модуль термоЭДС плавно уменьшается при нагревании и в магнитном поле достигает значения -40% вблизи комнатной температуры. Возможно, это связано с двумя типами носителей энергии: дырок и экситонов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №18-52-00009 Бел\_а и гос. программы № 3.5743.2017/6.7. Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности в рамках научного проекта № 18-42-240001 г а.

[1] S.S. Aplesnin, et al., Phys. St. Sol. (b), 252, 1792 (2015).

[2] O.B. Romanova, et al., Sol. St. Com. 287, 72 (2019).

[3] E.L. Nagaev, UFN, **39**, 781 (1996).

# Низкотемпературные фазовые переходы в полупроводниках Bi<sub>2</sub>(Sn<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>)<sub>2</sub>O<sub>7</sub>

**Удод** Л.В.<sup>1,2</sup>, Ситников М.Н.<sup>2</sup>, Романова О.Б.<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> ИФ СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок 50, стр.38

<sup>2</sup> СибГУ им. М.Ф. Решетнева, 660014, Красноярск, пр. Красноярский рабочий 31

<sup>3</sup> СФУ, 660041, Красноярск, пр. Свободный 79

DOI 10.34077/Semicond2019-43

Пиростаннат висмута  $Bi_2Sn_2O_7$  при комнатной температуре находится в нецентросимметричной моноклинной структуре ( $\alpha$ -фазе) с двумя взаимопроникающими оксидными подрешетками общего состава A2B2O6O', где A и B – катионы металлов. Подрешетка B2O6 состоит из BO6 октаэдров, соединенных вершинами, образуя шестигранные кольца. В подрешетке A2O' катион A тетраэдрически координирован анионами O' с линейными связями O'-A–O'. При повышении температуры, T=412 K, пиростаннат висмута переходит в  $\beta$ -фазу, нецентросимметричную кубическую структуру с удвоенной элементарной ячейкой. Переход  $\alpha \rightarrow \beta$  имеет ферроэлектрическую природу. С повышением температуры реализуется фазовый  $\beta \rightarrow \gamma$  переход второго рода при 953 K в  $\gamma$ -фазу с кубической структурой.

Цель данной работы является установление возможных фазовых переходов при низких температурах, вызванных замещением олова ионами железа.

Исследования  $Bi_2(Sn_{1-x}Fe_x)_2O_7$ , x=0, 0.1, 0.2 методом ИК-спектроскопии выполнены на ИК Фурье спектрометре ФСМ 2202 со спектральным разрешением 1 см<sup>-1</sup> в температурном диапазоне 80-500 К и интервале частот 400-7000 см<sup>-1</sup> на таблетках диаметром 13 мм в матрице KBr.

Акустические свойства измерялись на таблетках двумя пьезодатчиками, один из которых являлся генератором, другой приемником ультразвуковых волн. Время прохождения звука составляло  $\tau = 10^{-6}$  секунд при частоте 5 МГц, толщина образца 0.4 см. Коэффициент затухания звуковой волны рассчитывался по формуле: $\alpha = \frac{ln(\frac{U_1}{U_2})}{d}$ , где U<sub>1</sub> и U<sub>2</sub> амплитуды напряжения, регистрируемых генератором и приемником колебаний, d – толщина таблетки.

С ростом концентрации замещающего иона в ИК-спектрах наблюдаются изменения частот фононных мод. При максимальном замещении ионов олова железом (x=0.2) обнаружен низкотемпературный переход типа смещения при 140 К, связанный со смягчением и расщеплением растягивающей моды Bi-O' колебаний. Этот переход сопровождается сжатием кристаллической решетки и максимумом в температурной зависимости коэффициента теплового расширения.

В интервале температур 230-280 К обнаружен ряд фазовых переходов, связанных с поэтапным переходом из моноклинной кристаллической структуры в низшую триклинную, в следствии стохастического распределения ионов железа по образцу. Переход сопровождается смягчением растягивающей моды октаэдров, максимумами в температурной зависимости коэффициента теплового расширения и скорости затухании звука.

Замещение ионов олова ионами железа приводит размытому фазовому переходу из моноклинной структуры в тригональную в интервале температур 330-440 К, сопровождающейся смягчением растягивающих мод колебаний кислородных октаэдров и максимумами температурной зависимости затухания звука.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №18-52-00009 Бел\_а. Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности в рамках научного проекта № 18-42-240001 г\_а.

### Секция 1. Объемные полупроводники

# Оптоэлектронные свойства и структурные переходы в монокристаллах металлоорганических перовскитов

**Аникеева В.Е.**<sup>1,2</sup>, Семёнова О.И.<sup>3</sup>, Шмаков А.Н.<sup>4</sup>, Болдырев К.Н.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт спектроскопии РАН, 108840, Москва, Троицк, ул. Физическая, 5

<sup>2</sup> МФТИ (НИУ), 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д.9

<sup>3</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>4</sup> ИК СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 5

DOI 10.34077/Semicond2019-44

Подходящие оптические и фотовольтаические характеристики, такие как оптимальная ширина запрещённой зоны (около 1,5 эВ), коэффициент поглощения видимого излучения (10<sup>5</sup> см<sup>-1</sup>), высокое значение диффузионной длины (175 мкм), а также низкая стоимость синтеза с недавнего времени привлекли внимание исследователей к металлорганическим перовскитам. Удалось достичь КПД, равного 22,1%, при создании тонкоплёночных солнечных элементов на основе металлорганических перовскитов [1].

В данной работе исследовались монокристаллы CH<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>PbI<sub>3</sub>, синтезированные из насыщенного раствора с понижением температуры (Рис. 1). Методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии был подтверждён состав синтезированных монокристаллов.

Два структурных фазовых перехода в CH<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>PbI<sub>3</sub> из орторомбической фазы в тетрагональную при температуре 150 – 160 К, и из тетрагональной фазы в кубическую при



структурные фазовые переходы были

температуре 320 – 330 К наблюдались методом рентгеновской дифракции в Сибирском центре синхротронного и терагерцового излучения (Рис. 2).

Также



фотолюминесценции, спектров пропускания и спектров отражения в температурном диапазоне от 5 К до 330 К. Резкий сдвиг края поглощения в длинноволновую область спектра при температуре 161 К свидетельствует о структурном фазовом переходе первого рода из орторомбической фазы (5 – 160 К) в тетрагональную (от 160 К до 350 К), что соответствует опубликованным [2]. Исследованы спектры поглощения в данным области внутренних молекулярных колебаний метиламмония, по которым наблюдалось существенное изменение частот колебаний и количества полос поглощения при фазовых переходах, что может

исследованы в температурной зависимости спектров

свидетельствовать о значительном вкладе катиона метиламмония при структурных фазовых переходах.

[1] W. S. Yang et al., Science 356, 1376 (2017).
[2] P. S. Whitfield, et al., Sci. Rep. 35685, 6 (2016).

## Ангармонизм фононов в монокристаллах Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>

**Абдуллаев Н.А.**<sup>1</sup>, Бадалова З.И.<sup>1</sup>, Алигулиева Х.В.<sup>1,2</sup>, Аждаров Г.Х.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики НАНА, Баку, Азербайджан

<sup>2</sup> Сумгаитский государственный университет, Сумгаит, Азербайджан

DOI 10.34077/Semicond2019-45

Изучено комбинационное рассеяние света в слоистых монокристаллах Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> в широкой области температур 5-300К. Известно, что вклад теплового расширения в температурную зависимость частот КР-активных фононов в сильноанизотропных молекулярных кристаллах [1] и слоистых кристаллах, например GaS [2], существенно зависит от характера связей атомов в кристаллической решётке. Для фононов, частота которых определяется слабой межслоевой связью типа ван-дер-Ваальса, в основном (на 75%) изменение частоты фонона с температурой обусловлено вкладом теплового расширения, т.е. изменением параметров решётки, для внутрислоевых фононов изменение частоты фононов с температурой, главным образом, обусловлено "чистым" фонон-фононным взаимодействием.

Из исследований температурной зависимости КР-активных фононов выявлено, что вклад теплового расширения в изменение "внутрислоевых" частот  $E_g^2$  и  $A_{1g}^2$  с температурой достаточно велик и превышает 50%. Из этого следует, что анизотропия сил связей в Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> намного меньше, чем в других халькогенидных слоистых кристаллах, например, в GaS и GaSe. Предполагается, что это возможно обусловлено сильным спин-орбитальным взаимодействием в кристаллах Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>, отсутствующим в слоистых кристаллах типа GaS, вносящим свой вклад в межслоевое взаимодействие. Данные о слабой анизотропии упругих свойств кристаллов Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> подтверждают это предположение.

Выявлена закономерность в зависимости величин частот КР-активных фононов в монокристаллах Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>, Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> и Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> от масс атомов. Показано, что при синфазном колебании пар атомов Se(1)-Bi в приближении линейной цепочки для низкочастотных мод  $E_g^1$  и  $A_{1g}^1$  можно считать массу M равной сумме масс атомов M=m<sub>Bi</sub>+m<sub>Se</sub>, а при противофазных колебаниях для высокочастотных мод  $E_g^2$  и  $A_{1g}^2$  масса M равна приведённой массе  $\mu$  (1/ $\mu$ =1/m<sub>Bi</sub>+1/m<sub>Se</sub>). Вычислены модовые параметры Грюнайзена  $\gamma_j$  для мод  $E_g^2$  и  $A_{1g}^2$  (таблица 1).

Таблица 1. Вклад теплового расширения (TE) и фонон-фононного взаимодействия (PPI) в общее изменение величин (Total) КР-активных частот  $E_g^2$  (131,5 cm<sup>-1</sup>) и  $A_{1g}^2$  (174,5 cm<sup>-1</sup>) в кристаллах Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>.

Мода	<i>ю, ст<sup>-1</sup></i> 300К	$\frac{\frac{\partial \omega}{\partial p}}{\frac{cm^{-1}}{GPa}},$	B, GPa	$a, 10^{-5}K$	$\frac{10^{3}}{\omega} \frac{ \Delta \omega }{\omega}$ <i>Total</i>	$\frac{10^{3}}{TE} \frac{ \Delta \omega }{\omega}$	$10^{3} \frac{ \Delta \omega }{\omega}$ PPI	η	$\gamma_{j}$
$E_g^2$	131,5	4,1	53	4,1	33,1	19,6	13,5	0,59	1,65
$A_{1g}^2$	174,5	2,9	53	4,1	19,6	10,6	9	0,54	0,88

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской республики (гранты № № EİF-BGM-3-BRFTF-2<sup>+</sup>/2017-15/02/1 и № EİF/MQM/Elm-Tehsil-1-2016-1(26)-71/16/1).

[1] R. Zallen and E.M. Conwell. Solid State Comm., 31, 557 (1979).

[2] N.A. Abdullaev, L.N. Alieva and R.A. Suleimanov. Phys. Stat. Sol. (b), 129, K13 (1985).

### Секция 1. Объемные полупроводники

### Спектры возбуждения фотоэмиссии p-GaAs(Cs,O) – фотокатода

**Бакин В.В**.<sup>1</sup>, Косолобов С.Н.<sup>1</sup>, Рожков С.А <sup>1,2</sup>, Шайблер Г.Э. <sup>1,2</sup>, Терехов А.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-46

экспериментально энергетических Впервые изучены изменения распределений термализованных фотоэлектронов (n<sub>e</sub>(ε<sub>lon</sub>)), эмитированных из p-GaAs(Cs,O) – фотокатодов при энергиях фотонов (ħω) вблизи ширины запрещённой зоны (ε<sub>2</sub>) полупроводника. Эксперименты проводились при Т = 4.2 К, при которой тепловое уширение спектра межзонного поглощения света в сильнолегированном p-GaAs и n<sub>e</sub>(ε<sub>lon</sub>) – распределений эмитированных фотоэлектронов невелико. Важные результаты показаны на рисунке. Обнаружены новые закономерности формирования узкого пика I\* в  $n_e(\epsilon_{lon})$  – распределениях, связанного, как мы полагали ранее [1], с эмиссией фотоэлектронов из верхней зоны размерного квантования в приповерхностной области пространственного заряда (ОПЗ) в сильнолегированном p-GaAs. становлено в частности, что существенные изменения интенсивности как пика I\*, так и остальной части n<sub>e</sub>(ε<sub>lon</sub>) – распределения фотоэлектронов наблюдаются при небольших изменениях ћω, меньших 10 мэв. В настоящее время принято считать,

что такие изменения свойств p-GaAs(Cs,O) поскольку фотокатодов невозможны, спектр поглощения света в сильнолегированном p-GaAs при  $\hbar \omega \approx \epsilon_{g}$  существенно уширен флуктуациями примесного потенциала. Обсуждаются возможные причины полученных результатов. Ставится под сомнение доминирующий вклад размерного квантования спектра фотоэлектронов приповерхностной ОПЗ p-GaAs(Cs,O) – фотокатода в формирование пика I\*. Обсуждается возможность объяснения значительных изменений пика I\* при небольших изменениях ћо малой протяжённостью хвоста плотности состояний зоны проводимости в сильнолегированном, некомпенсированном но Дополнительную информацию p-GaAs. 0 фотоэмиссии из p-GaAs(Cs,O) – фотокатодов при криогенных температурах мы получили, изучив



Рис. I. – Распределения эмитированных фотоэлектронов по продольной энергии для различных ћ о.

эмиссию «тёплых» фотоэлектронов из состояний вблизи дна зоны проводимости. В этих экспериментах использовался полупрозрачный p-GaAs(Cs,O) – фотокатод с «тонким» p-GaAs–слоем, толщина которого была соизмерима с длиной термализации фотоэлектронов в его объёме. Экспериментально показано, что вероятности упругого и неупругого выхода в вакуум «тёплых» фотоэлектронов соизмеримы друг с другом.

[1] Д.А. Орлов, В.Э. Андреев, А.С. Терехов, Письма в ЖЭТФ, 71, 220 (2000).

# Зарядовое упорядочение в сульфидах марганца замещенных лютецием

Бегишева О. Б.<sup>1</sup>, Аплеснин С.С.<sup>1</sup>, Юхно М. Ю.<sup>1</sup>, Соколов В. В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Сибирский государственный университет науки и технологий имени академика М.Ф. Решетнева, 660014, просп. им. газ. Красноярский рабочий, 31

<sup>2</sup>Институт неорганической химии им. А. В. Николаева Сибирского отделения Российской академии наук, 630090, Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева, 3

DOI 10.34077/Semicond2019-47

Транспортными свойствами полупроводников с зарядовым упорядочением можно управлять светом, магнитным и электрическим полем. При нестехиометрическом замещении двухвалентного иона марганца трехвалентными ионами лютеция возможно образование зарядового упорядочения. Цель исследования установить зарядовое упорядочение в твердых растворах  $Mn_{1-x}Lu_xS$  (0< x < 0.2) и зависимость температуры упорядочения от концентрации ионов лютеция.

Электронный фазовый переход, связанный с образованием электрон-электронных корреляций, определим из диэлектрической проницаемости, электрической поляризации, импеданса, ИК спектров поглощения в интервале частот 400-7500 см<sup>-1</sup>. Измерение емкости и тангенса угла диэлектрических потерь проведены в интервале частот 0.1-1000 кГц и температур 80-550 К. В области температур 320-350 К наблюдается широкий максимум в температурной зависимости диэлектрической поляризация от электрического поля образует гистерезис. Для всех составов ширина гистерезиса растет при нагревании, проходит через максимум и исчезает выше 340 К. Остаточная поляризация с ростом концентрации растет от 0.1 мКл до 2мКл для состава с x=0.2. В ИК области спектра найдена мода на частоте 3400 см<sup>-1</sup>, которая исчезает при температуре 340 К. Реальная часть импеданса обнаруживает максимум в области электронного фазового перехода (Рис.1), который с ростом частоты сдвигается в область высоких температуре и исчезает выше 50 кГц.

И так, комплекс экспериментальных данных указывает на электронный фазовый переход, связанный с образованием зарядового упорядочения при нестехиометрическом замещении ионов марганца лютецием.



Рис. 1 Активная часть импеданса  $Mn_{1-x}Lu_xS$  для двух составов x=0.05 (a), 0.2 (b) от температуры на частотах  $\omega=1$  кГц (1), 5 кГц (2), 10 кГц (3), 50 кГц (4), ), 100 кГц (5), 300 кГц (6).

выполнено при частичной финансовой поддержке Российского Исследование фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда 18-42-240001: науки в рамках научного проекта № «Инверсия знака компонент магнитоэлектрического тензора по температуре в пленках висмутового феррита граната замещенного неодимом»; грантом МК 591.2019.2.

## Линейное поперечное магнитосопротивление в монокристаллах селенида ртути, легированных примесью кобальта

**Бобин С.Б.**<sup>1</sup>, Лончаков А.Т.<sup>1</sup>, Дерюшкин В.В.<sup>1</sup>, Паранчич Л.Д.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18

<sup>2</sup> Черновицкий национальный университет, Украина, г. Черновцы, ул. Коцюбинського, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-48

После открытия в 1928г. П.Л.Капицей линейного магнитосопротивления (МС) на монокристалле висмута его наблюдали в разнообразных материалах. Однако, несмотря на существование ряда теоретических моделей, предсказывающих линейное МС, природа этого явления до сих пор остается

неясной. В настоящем докладе мы сообщаем об обнаружении линейного поперечного МС в бесщелевом полупроводнике HgSe при его легировании примесью Со. Исследовано четыре образца HgSe:Со с концентрацией кобальта 1.5, 2, 4 и  $7 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, а также специально нелегированный образец HgSe, имевший концентрацию электронов и подвижность близкими к этим параметрам в образцах HgSe:Co. Установлено, что в HgSe:Co при  $T \leq$ 80К в магнитном поле выше порогового  $B_c \sim (2-6)$  Т (для разных образцов), степенное МС переходит в линейное (рис. 1). При этом оказалось, что поле В<sub>с</sub> не связано с электронов подвижностью в образцах обратно пропорциональной зависимостью, которую предсказывает классическая теория линейного МС [1]. В нелегированном образце HgSe линейного MC обнаружено не было. При этом тенденции к насыщению МС также не выявлено, а величина эффекта оказалась меньше в (1.5 – 2) раза, чем в HgSe:Со (рис.1а).

Положительное линейное МС в HgSe:Со можно рассмотреть, исходя из концепции существования в селениде ртути фазы полуметалла Вейля [2,3]. В этих материалах приложение магнитного поля приводит к снятию запрета от рассеяния на большие углы (backscattering) [4] или междолинного рассеяния, и МС сильно возрастет. Тогда при наличии в селениде ртути Вейля противоположной киральностью узлов с легирование примесью Со должно усилить процессы *backscattering* за счет увеличения вероятности рассеяния с переворотом спина на магнитной примеси. Таким



Рис. 1 – (а) Магнитополевая зависимость приведенного поперечного MC, при T = 80К. Рядом с обозначением кривых – концентрация Со. (б) Зависимость первой производной поперечного MC от магнитного поля при T = 80K, демонстрирующая наличие линейного MC в образцах HgSe:Co.

образом, заметое увеличение магниторезистивного эффекта в кристаллах HgSe:Со по сравнению с HgSe и линейный вид MC могут быть связаны с ростом вероятности рассеяния на большие углы.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Электрон», № АААА-А18-118020190098-5) при частичной поддержке РФФИ (№ 18-32-00198 мол а).

- [1] M. M. Parish, P. B. Littlewood, Nature, 426, 162 (2003).
- [2] A.T. Lonchakov et al., Appl. Phys. Lett. 112, 082101(2018).
- [3] S.B.Bobin et al., J. Phys.: Condens. Vatter, 31, 115701 (2019).
- [4] T. Liang et. al., Nature Materials 14, 280 (2015).

## Влияние отжига в атмосфере Zn на структурные и люминесцентные свойства ZnSe:Fe

**Гладилин А.А.**<sup>1</sup>, Уваров О.В.<sup>1</sup>, Ильичев Н.Н.<sup>1</sup>, Чегнов В.П.<sup>2</sup>, Чегнова О.И.<sup>2</sup>, Чукичев М.В.<sup>3</sup>, Резванов Р.Р.<sup>4</sup>, Миронов С.А.<sup>1</sup>, Калинушкин В.П.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИОФ РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

<sup>2</sup> НИИ Материаловедения, 124460, Зеленоград, Москва, Георгиевский просп., 5, стр. 2

<sup>3</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991. Моссква, Ленинские горы, 1с2

<sup>4</sup> НИЯУ МИФИ, 115409, Москва, Каширское ш., 31

DOI 10.34077/Semicond2019-49

Кристаллы ZnSe, легированные Fe являются перспективным материалом для создания лазера, работающего в среднем ИК диапазоне, на которых получены уникальные генерационные характеристики при оптической накачке, близкие к теоретическому максимуму. Для создания малогабаритных устройств ИК-излучения предлагается исследование возможности применения электронной накачки, требующей контроля совершенства кристаллической структуры. В данной работе обсуждается влияние отжига на примесно-дефектные центры (ПДЦ) и интенсивность ИК катодолюлюминесценции (КЛ).

Изучение ПДЦ проводилось методом двухфотонного возбуждения люминесценции (ДФВЛ), реализованного с помощью конфокального микроскопа Carl Zeiss NLO 710, позволяющий регистрировать межзонную люминесценцию (МЗ) (460-480 нм) и ПДЦ (480-725 нм), а также строить карты распределения люминесценции, при комнатной температуре. При измерении ИК КЛ кристаллы ZnSe:Fe возбуждались с помощью электронной пушки с энергией 36 кВ. В качестве образов использовались монокристаллы ZnSe, выращенные методом Бриджмана, с добавлением Те в процессе роста. Легирование железом проводилось с помощью термодиффузии с поверхности до концентраций 0.01-14 %. После измерений ДФВ и ИК КЛ серия образцов отжигалась в атмосфере Zn.

На рисунке 1а показаны концентрационные зависимости интенсивности ИК КЛ. Максимум интенсивности достигается в образцах с 0.5 % (не отожженные) и 1.5 750 % (отожженные) содержания железа. Легирование железом приводит к подавлению M3 (рис.1с). На рисунке 1с широкая полоса (. т<sup>2</sup> 200 ик кл (отн. 6 <sup>520</sup> в спектре не отожженного образца (красные треугольники) соответствует теллуру. Отжиг в атмосфере цинка приводит к восстановлению M3 (рис. 1b, d), при этом линия Те существенно уменьшается (рис. 1b). На плоской карте отожженного образца наблюдается формирование темных полос, характерных для данного типа образцов.

На основе полученных результатов можно предположить, что отжиг в атмосфере цинке приводит увеличению МЗ из ИК КЛ засчет образца и уменьшения очистки количества рекомбинационных каналов. По-видимому, структурные дефекты либо преципитируют с примесями, либо аннигилируют, выходя на поверхность. Кроме того, в процессе отжига атомы Те удаляются быстрее, чем атомы Fe. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-29-20048.



725



625

ед.)

. 40

Интесивность ДФВЛ 10 452

525

## Влияние глубины зоны тяжелых дырок на термоэлектрические характеристики сильно легированного p-PbTe

### Дмитриев А.В.

Физический факультет, Московский государственный университет, 119991, Москва, Ленинские горы

### DOI 10.34077/Semicond2019-50

Твердотельные термоэлектрические преобразователи имеют целый ряд преимуществ перед традиционными, в числе которых простота конструкции, отсутствие движущихся частей, бесшумность работы, высокая надёжность, возможность уменьшения размеров устройства без потери эффективности. Они могут быть использованы также и для обратного преобразования и применяются в экологически чистых устройствах охлаждения. Хотя их эффективность в настоящее время и уступает традиционным устройствам генерации электрической энергии, тем не менее область их применения весьма щирока [1].

Для высокотемпературных термоэлектрических применений одним из лучших материалов является теллурид свинца и сплавы на его основе. Их термоэлектрическая эффективность *ZT* обыкновенно достигает 0.7 при T = 700—800 K [1]. В последнее время появились указания на заметное возрастание *ZT* теллурида свинца р-типа при повышении концентрации акцепторной примеси, причём выяснилось, что большую роль в этом возрастании играют возникающие тяжёлые дырки в глубокой  $\Sigma$ -зоне [2]. Поскольку глубина этой зоны определена не вполне точно, имеет смысл провести расчёты при разных её значениях.

В настоящей работе теоретически исследованы термоэлектрические свойства p-PbTe при высоком уровне акцепторного легирования  $5 \cdot 10^{19}$ — $4 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup> в диапазоне температуры от 300 до 900 К и глубине зоны тяжелых дырок от 0.36 до 0.7 эВ. В расчетах использована трёхзонная непараболическая модель электронного энергетического спектра PbTe [3,4], включающая зоны легких электронов и дырок в L-точках зоны Бриллюэна и зону тяжелых дырок с экстремумами в  $\Sigma$ -точках.

Рассчитан полный комплект термоэлектрических величин p-PbTe в указанных диапазонах изменения параметров. Величина термоэлектрической эффективности *Z* оказалась весьма чувствительна к уровню легирования, увеличиваясь в 1.5 раза при возрастании концентрации примеси с  $1 \cdot 10^{19}$  до  $5 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, причем наибольшее значение *Z* отвечает  $N_a = 1 \cdot 10^{20} - 2 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>.

Изменение глубины зоны тяжелых дырок приводит к заметному смещению положения максимума Z по оси температуры без существенного изменения величины Z в максимуме. Температура, при которой наблюдается максимум Z, близко коррелирует с той, при которой вершина зоны легких дырок в своём температурном движении пересекает уровень Ферми. Максимальная найденная величина ZT равняется 1.64. При глубине зоны тяжелых дырок 0.5 эВ наши расчеты хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными [5].

- [1] А.В. Дмитриев, И.П. Звягин, УФН 180, 821 (2010).
- [2] N.I.Babenko, A.V.Dmitriev, J. Appl. Phys. 122, 065701 (2017).
- [3] A. V. Dmitriev, E. S. Tkacheva, J. Electron. Mater. 43, 1280 (2014).
- [4] А.В. Дмитриев, Е.С. Ткачёва, Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2014, №3, с. 38.
- [5] J. Androulakis et al., Phys. Rev. B. 82, 115209 (2010).

## Упругие и оптические свойства монокристаллов перовскита CH<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>PbI<sub>3</sub> вблизи структурных фазовых переходов

**Жевстовских И.В.**<sup>1</sup>, Аверкиев Н.С.<sup>2</sup>, Гудков В.В.<sup>3</sup>, Сарычев М.Н.<sup>3</sup>, Титова С.Г.<sup>4</sup>, Семенова О.Е.<sup>5</sup>, Терещенко О.Е.<sup>5</sup>

<sup>1</sup> ИФМ УрО РАН, 620137, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

<sup>2</sup> Иоффе Институт, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

<sup>3</sup> Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

<sup>4</sup> Институт металлургии УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 101

<sup>5</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

DOI 10.34077/Semicond2019-51

Органические-неорганические гибридные полупроводники обладают многими уникальными электронными и оптическими свойствами, которые в перспективе могут найти применение в устройствах фотовольтаики и оптоэлектроники. В последние годы значительный интерес вызывает изучение свойств относящегося к такому классу полупроводников соединения CH<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>PbI<sub>3</sub>, солнечные элементы на основе которого показывают высокий (до 20%) коэффициент полезного действия [1,2]. Уникальность свойств гибридных перовскитов в значительной мере определяется их более сложной структурой по сравнению с обычными материалами для фотовольтаики, такими, как Si, CIGS, CdTe. Было установлено, что CH<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>PbI<sub>3</sub> имеет три структурные фазы: кубическую *Pm-3m* выше 330 K, тетрагональную *I4/mcm* в интервале температур 160-330 K, и орторомбическую *Pnma* ниже 160 K [3]. Данная работа была выполнена с целью установления взаимосвязи структурных фазовых переходов и физических свойств монокристаллов CH<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>PbI<sub>3</sub>. Были проведены исследования структуры в интервале 100-360 K, упругих свойств и фотолюминесценции при температурах 4-350 K.

Рентгеноструктурный анализ выявил все три фазы: структурный переход при 160 К из тетрагональной в орторомбическую фазу сопровождался скачком объема примитивной ячейки, что характеризует его как фазовый переход I рода. Вблизи этого фазового перехода мы обнаружили аномальное поведение упругих и оптических свойств - скачок на температурной зависимости упругого модуля  $C_{11}$  и острый пик поглощения ультразвука, а также максимумы на температурной зависимости интенсивности и положения пика фотолюминесценции с  $\lambda = 780$  nm (Puc.1). При переходе из кубической в тетрагональную фазу значительного изменения в фотолюминесценции не было выявлено, но в упругих свойствах вблизи 330 К были



обнаружены аномалии упругих свойств, характерные для фазовых переходов II рода. В орторомбической фазе наблюдались дополнительные полосы поглощения фотолюминесценции. Установлена взаимосвязь упругих и оптических свойств со структурными фазовыми переходами. Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России № АААА-А18-118020190098-5.

[1] J. Berry et al., Advances Materials, 27, 5102 (2015).

[2] W.S. Yang et al., Science, 348, 1243 (2015).

[3] P.S. Whitfield et al., Scientific Reports, 6, 35685 (2016).

# Каналы высокой проводимости в Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub><In,Cu>

Кахраманов К.Ш., Абдуллаев Н.А., Кахраманов С.Ш.

Институт физики им. Г.М. Абдуллаева НАН Азербайджана, Баку

#### DOI 10.34077/Semicond2019-52

Задачи создания новых материалов для эффективного преобразования энергии и уменьшения потерь при ее передаче тесно связаны с разработкой материалов с малым рассеянием при переносе электронов. Получение многослойных материалов с малой диссипацией при переносе заряда возможно при использовании в технологии эффекта самоорганизации наноструктур в ван-дерваальсовом промежутке. Ранее нами сообщалось о формировании межслоевых наноструктур (МН) таких, как одномерные каналы протекания заряда и двумерные примесные слои, образующие

сверхструктуры, и их влиянии на кинетические параметры. Основные пути проникновения элементов ИЗ объема В ван-дер-ваальсовые И дефектные промежутки пролегают по винтовым дислокациям и концентрируются они на окончаниях винтовых дислокаций И других дефектных центров, где проявляются открытые валентные (оборванные) связи, конические выступы создавая И нано-иглы в межслоевом пространстве Рис.1. Детали контактов слоев Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub><In,Cu> между собой и МН не совсем очевидны, но из-за повышения анизотропии электропроводности в 4 раза по сравнению с нелегированным кристаллом[1], влияние их на общую проводимость образца может быть значительным.



Ві<sub>2</sub>Te<sub>3</sub><In,Cu> и профилограмма вдоль сечения, указанного на ACM-изображении.

Предполагается, что повышенное по сравнению с нелегированным кристаллом сопротивление поперек слоев связано с тем, что для некоторой части слоев контакты с соседними слоями прерываются или являются энергетическими барьерами, которые модифицируют электронные свойства атомов на межслоевой поверхности. Если атомы, находящиеся на краю базисной плоскости, удаляются друг от друга, то электронные валентные плотности оказываются еще более втянутыми внутрь слоев [2]. Как известно, поперечная проводимость обусловлена частичным перекрытием электронных орбиталей, ориентированных перпендикулярно базисной плоскости. Существует отличие в поведении зон в направлении, перпендикулярном слоям квинтета и лежащих в его плоскости. В первом случае дисперсия энергетических зон значительно меньше, чем во втором. Это соответствует меньшей подвижности носителей заряда в направлении перпендикулярно слоям по сравнению с другими направлениями в кристалле. Слоистость кристаллической структуры оказывает влияние на вид энергетического спектра, и в направлениях перпендикулярно слоям зоны более плоские, чем в других направлениях. Увеличение анизотропии проводимости вследствие раздвижения слоев и увеличение высоты межслоевого барьера уменьшает перекрытие волновых функций разных слоев, ослабляет дисперсию и приводит энергетический спектр кристалла к более двумерному виду. Это подтверждено аномальным увеличением подвижности носителей более чем в 5 раз в направлении слоев в легированных образцах.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской Республики - Грант № EİF/ MQM/ Elm-Tehsil-1-2016-1(26)-71/16/1.

<sup>[1]</sup> Н.А.Абдуллаев, С.Ш.Кахраманов, Т.Г.Керимова, К.М.Мустафаева, С.А.Немов. Анизотропия проводимости в легированных монокристаллах Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>. ФТП, 2009, т.43, №2, с.156-162.

<sup>[2]</sup> Т.В.Меньшикова, С.В.Еремеев, Е.В.Чулков. О происхождении состояний двумерного электронного газа на поверхности топологических изоляторов. Письма в ЖЭТФ, 2011, т. 94, **в.2**, с. 110-115.

### Активная среда на основе кремния, легированного магнием

**Ковалевский К.А.**<sup>1</sup>, Шастин В.Н.<sup>1</sup>, Жукавин Р.Х.<sup>1</sup>, Цыпленков В.В.<sup>1</sup>, Румянцев В.В.<sup>1</sup>, Павлов С.Г.<sup>2</sup>, Астров Ю.А.<sup>3</sup>, Абросимов Н.В.<sup>4</sup>, Klopf J.M.<sup>5</sup>, Hübers H.-W.<sup>2,6</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, 607680, Нижний Новгород, ул. Академическая, д. 7

<sup>2</sup> Institute of Optical Sensor Systems, German Aerospace Center, 12489, Berlin, Rutherfordstrasse 2

<sup>3</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул.

Политехническая, д. 26

<sup>4</sup> Leibniz-Institut für Kristallzüchtung (IKZ), 12489, Berlin, Max-Born-Str. 2

<sup>5</sup> Helmholz-Zentrum Dresden-Rossendorf, 01328 Dresden, Bautzner Landstrasse 400

<sup>6</sup> Department of Physics, Humboldt-Universität zu Berlin, 12489 Berlin, Newtonstr. 15

DOI 10.34077/Semicond2019-53

Результаты по стимулированному излучению в терагерцовом диапазоне частот при оптическом возбуждении доноров пятой группы в кремнии [1], дают надежду на расширение диапазона излучения путем использования доноров, у которых энергии переходов типа  $2p \rightarrow 1s$  заметно отличаются. Одним из кандидатов на роль активных центров являются гелиоподобные центры магния [2] в кремнии. Литературные данные относительно энергий парасостояния 1s(E) в магнии указывали на величину порядка 52 мэВ [3], что позволяло рассчитывать на создание инверсии между состояниями  $2p_0 \rightarrow 1s(E)$ (Puc.1). Однако, измеренные методом «pump-probe» времена релаксации состояний 2*p* дали малые значения ( $\sim 10^{-11}$  c), что потребовало нового анализа механизмов формирования инверсии. В этом контексте важным оказалось нахождение положения нижележащих состояний 2s(A1) и 1s(E,T2), которые были либо не известны, либо имелись только косвенные данные [4]. Для исследования были выращены образцы кремния, легированного магнием  $N_{\rm D} \sim 1-3 \times 10^{15}$  см<sup>-3</sup> методом диффузии [5]. Измерения с использованием Фурьеспектрометра примесного поглощения при различных температурах Т=4-150



К и деформациях сжатия S=0-2 кбар, позволили нам идентифицировать энергии  $1s(T_2,E)$  ортосостояний. А наличие резонансов Фано в измерениях спектров фотопроводимости позволило дополнить схему уровней магния данными об отщепленных парасостояниях 1s. В результате энергии спин-триплетных состояний  $1s(E)^{ortho}$  и  $1s(T_2)^{ortho}$  составили ~47.5 мэВ и ~49.9 мэВ, а энергии спинсинглетных состояний  $1s(E)^{para}$  и  $1s(T_2)^{para}$  ~38.6±1 мэВ и ~41 мэВ соответственно. Оценки показали, что при полученных положениях уровней энергии  $1s(E)^{para}$  и  $1s(T_2)^{para}$  состояний  $2s(A_1)$  может быть достаточной, чтобы рассчитывать на наблюдение эффекта вынужденного комбинационного рассеяния света на переходе  $1s(A_1)\rightarrow 2s(A_1)$  (*Puc.* 1). Другая возможность – реализация ВКР света в магнии на переходе  $1s(A_1)\rightarrow 1s(E)$ , как это было продемонстрировано для доноров V группы в кремнии [1]. Напротив, реализация схемы с инверсией населенности на переходах  $2p\rightarrow 1s$  видится трудно реализуемой из-за быстрых времен релаксации состояний 2p магния. Работа поддержана в рамках проекта РФФИ (19-02-00979) и совместного российско-германского проекта (No. 389056032 и 18-502-12077-ННИО).

[1] S.G. Pavlov et al., Phys. Status Solidi B, 250, 9 (2013).

- [2] H. G. Grimmeiss, E. Janz'en, and K. Larsson, Phys. Rev. B, 25, 2627 (1982).
- [3] A.K. Ramdas, S. Rodriguez, Rep. Prog. Phys., 4, 297 (1981).
- [4] L.T. Ho, A.K. Ramdas, Phys. Rev. B, 5, 462 (1972).
- [5] Yu.A. Astrov et al., Phys. Status Solidi A, 214, 1700192 (2017).

# Влияние высокого давления на термоэлектрические свойства нестехиометрических сплавов типа Гейслера Fe<sub>2-x</sub>V<sub>1+x</sub>Al

Коробейников И.В., Усик А.Ю., Марченков В.В., Говоркова Т.Е.

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

#### DOI 10.34077/Semicond2019-54

На сегодняшний день исследование сплавов типа Гейслера представляет большой интерес из-за их уникальных электронных и магнитных свойств. В частности, сплавы на основе  $Fe_{2-x}V_{1+x}Al$  являются потенциальными кандидатами в материалы для термоэлектрических преобразователей энергии [1]. Полупроводниковый характер электронных свойств и хорошие термоэлектрические параметры  $Fe_2VAl$  обусловлены наличием ярко выраженной псевдощели вблизи уровня Ферми. Недавние работы, как теоретические, так и экспериментальные, указывают на наличие у данного сплава резкой зависимости электронной плотности состояний как от вариации состава вблизи стехиометрического [2], так и от вариации внешнего давления [3]. Кроме того, согласно недавним теоретическим работам сплавы  $Fe_2VAl$  содержат преимущественно антиструктурные дефекты по типу  $Al_V$ ,  $Al_{Fe}$ ,  $V_{Al}$  [3], которые в свою очередь могут существенно влиять на термоэлектрические свойства сплава, в частности, на величину коэффициента Зеебека [4].

В данной работе проведено экспериментальное исследование поведения коэффициента Зеебека (термоЭДС) и электросопротивления микрообразцов  $Fe_{2-x}V_{1+x}Al (-0.1 \le x \le 0.2)$  под давлением до 10 ГПа. Измерения проводились при комнатной температуре на автоматизированной установке с камерами высокого давления из твердосплавных наковален тороидального типа [5]. Исходные значения термоЭДС для микрообразцов при нормальном давлении лежали в диапазоне от -25 до +55 мкВ/К в зависимости от состава. Обнаружено, что вариация состава существенно влияет на тип проводимости, качественное поведение зависимости термоЭДС от давления, обратимость эффектов высокого давления на термоЭДС (после снятия давления) и величину электросопротивления под давлением.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Электрон», № АААА-А18-118020190098-5) при частичной поддержке РФФИ (проект № 18-32-00618).

- [1] Y. Nishino, Mater. Trans., 42, 902-910 (2001).
- [2] A. T. Lonchakov et al., Low Temp. Phys., 42, 230-231 (2016).
- [3] B. Xu et al., J. Alloys Compd., 565, 22-28 (2013).
- [4] S. Bandaru et al., Nanosc. Microsc. Therm., 21, No. 4, 237–246 (2017).
- [5] I. V. Korobeinikov et al, Sci. Rep., 7, 44220 (2017).

# Влияние фокусировки фононов на теплопроводность упруго анизотропных кристаллов при низких температурах

Кулеев И.Г., Кулеев И.И., Бахарев С.М.

Институт физики металлов УрО РАН, 620990, Екатеринбург, Россия

DOI 10.34077/Semicond2019-55

Рассмотрено влияние фокусировки на распространение и граничное рассеяние фононов в монокристаллических образцах с квадратным и прямоугольным сечениями и дано физическое объяснение эффектам МакКарди [1]. Рассчитаны отношения теплопроводностей образцов с квадратным сечением для симметричных направлений, характеризующие первый эффект МакКарди в упруго анизотропных кристаллах. Показано, что первый эффект обусловлен медленной поперечной модой, фокусировка которой обеспечивает максимум теплопроводности. При этом отношения теплопроводностей в кубических кристаллах с положительной k-1 > 0 ( $k-1 = (c_{12}+2c_{44}-c_{11})/(c_{11}-c_{44})$ , где  $c_{ii}$  – упругие модули второго порядка) и отрицательной k-1 < 0 анизотропией упругих модулей второго порядка качественно отличаются. Во всех кристаллах первого типа максимум теплопроводности достигается в направлении [001], а минимум – в направлении [111], тогда как в кристаллах второго типа – наоборот: максимум - в направлении [111], а минимум – в направлении [001]. Для большинства наиболее актуальных для технических приложений полупроводников первого типа таких, как Ge, Si, GaAs, GaSb, LiF, InSb, HgSe, MgO, с теми же геометрическими параметрами образцов, что и в [1], при Т=3К максимальная анизотропия теплопроводности достигает 50%. Для кристаллов второго типа NaCl. PbS, SrF<sub>2</sub> величины теплопроводности в направлении [111] на 30%, а для CaF<sub>2</sub>, на 40% больше, чем в направлении [001] (см. подробнее [2]).

Рассчитан второй эффект МакКарди, который определяется отношением теплопроводностей образцов с прямоугольным сечением, имеющих одинаковое направление градиента температуры [110], но различную ориентацию широких граней {001} или {110}. Для таких образцов основной вклад в теплосопротивление вносит рассеяние фононов на широких гранях образца (см. [3-4]). Нами проанализировано распределение теплового потока по поперечному сечению образца, перпендикулярному широким граням образца и показано, что второй эффект обусловлен фокусировкой быстрой поперечной моды в кристаллах обоих типов. Этот эффект качественно отличается в кристаллах с различным типом анизотропии упругой энергии. Для направления градиента температуры [110] теплопроводность образцов первого типа с отношением ширины к толщине пластины µ=3.45 и геометрическими параметрами, как в [1], оказалась на 30% больше для ориентации широких граней {100}, чем для ориентации {110}. Показано, что увеличение параметра  $\mu$ от 3.45 до 10 приводит к увеличению второго эффекта МакКарди в два раза (см. [2]). В кристаллах второго типа – ситуация обратная: теплопроводность для образцов с широкой гранью {001} будет меньше, чем для образцов с широкой гранью {110}. Хотя величина эффекта заметно меньше чем в кристаллах первого типа, однако увеличение отношения ширины пластины к ее толщине приводит к значительному возрастанию величины эффекта (см. подробнее [2]). Можно надеяться, что эта работа будет полезна в технических приложениях при конструировании полупроводниковых приборов.

[1] A.K. McCurdy, H.J. Maris, and C. Elbaum. Phys. Rev. B, 2, 4077 (1970).

[2] И.Г. Кулеев, И.И. Кулеев, С.М. Бахарев. ФТП, 52, 1543, (2018)

[3] И. Г. Кулеев, И.И. Кулеев, С.М. Бахарев, В. В. Устинов. Фокусировка фононов и фононный транспорт в монокристаллических наноструктурах. «Издательство УМЦ УПИ», Екатеринбург, (2018), 256 с.

[4] E.H. Sondheimer. Adv. Phys., 1, 1 (1952).

## **Температурная зависимость фотолюминесценции CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub>** Керимова Т.Г., **Мамедова И.А.**

Институт Физики НАН Азербайджана, пр. Г.Джавида, 131, AZ1143, Баку, Азербайджан DOI 10.34077/Semicond2019-56

 $CdIn_2Te_4$  является представителем класса соединений с упорядоченной вакансией  $A^2B_2^3C_4^6$ . Соединения этого класса являются перспективными материалами для оптоэлектроники и нелинейной оптики. В [1] сообщается о перспективности  $CdIn_2Te_4$  для создания фоточувствительных структур на их основе. Также является перспективным материалом для использования в качестве эффективных преобразователей солнечной энергии [2]. Электрические, оптические и фотоэлектрические свойства  $CdIn_2Te_4$  изучены в [3-5], где для ширины запрещённой зоны  $CdIn_2Te_4$  приводятся значения 1.1-1.27 эВ.

В настоящей работе, с целью получения дополнительной информации о локальных состояниях, исследованы спектры люминесценции CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> в интервале температур 12÷200 К.

Образцы для измерений были синтезированы из исходных компонентов Cd, In и Te взятых в стехиометрическом соотношении в графитизированных кварцевых ампулах. При синтезе ампула нагревалась до температуры 1150°C. Рентгендифрактометрические исследования проводились на приборе Bruker D8 Advance. Параметры решетки a=b=6.205Å, c=12.401Å, c/a=1.998, согласуются с данными [6]. CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> кристаллизуется в тетрагональной структуре (пр. гр.  $\bar{I}$ 4). Для измерений люминесценции, возбуждение осуществлялось лазером Nd:YAG с длиной волны 532 нм.

Исследованы спектры фотолюминесценции CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> в интервале температур 12÷200К. Спектр фотолюминесценции от 200К до 70К состоит из одной широкой полосы при 1300 нм (0.95 эВ). С понижением температуры появляется вторая коротковолновая полоса при 1062 нм (1.17 эВ) и к 12К, интенсивности полос становятся близкими. Положение коротковолнового максимума близко к значению ширины запрещённой зоны [3-5]. Поэтому предполагаем, что эта полоса связана с краевой люминесценцией. Из температурной зависимости фотолюминесценции  $lgI = f(10^3/T)$  по соотношению  $I = Kexp(\frac{\Delta E}{kT})$  определена энергия активации 36 мэВ. Во всей температурной области с понижением температуры краевая и примесная полосы смещаются в коротковолновую область на ~27 нм и ~ 50 нм, соответственно.

В спектре фотолюминесценции CdIn<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> наблюдаемая примесная полоса связана с уровнями, образованными электронными состояниями, обусловленными структурными дефектами.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской республики (грант № EIF-BGM-3-BRFTF-2+/2017-15/02/1).

[1] P.M. Gorley, Z.M. Grushka, O.G. Grushka, P.P. Gorley, I.I. Zabolotsky, Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics, 13, 444-447 (2010)

[2] Ibrahim Kırbas, Rasim Karabacak, Optik 127, 7986–7992 (2016)

[3] О.Г. Грушка, С.М. Чупыра, С.В. Биличук, О.А. Парфенюк, ФТП, 52, 840-843 (2018)

[4] Kwangjoon Hong, Journal of the Processing Research, 6, 106-109 (2005)

[5] G.Counturier and B.Jean, Materials science and engineering, 21, 333-337 (1993)

6] H. Hahn, G. Frank, W. Klinger, A.D. Storger, G. Storger, Z. Anorg. Allg. Chem., 279, 241(1955)

### Диэлектрические свойства кремния и германия

#### Мусаев А.М.

ИФ ДНЦ РАН, 367003, Махачкала, ул. Ярагского, 96

#### DOI 10.34077/Semicond2019-57

Неизученной областью физики ковалентных полупроводников Si и Ge является поляризация и ее дисперсия в диапазоне низких и средних частот при изменении таких параметров, как: концентрации акцепторных и донорных примесей, степень примесной компенсации, концентрация собственных носителей заряда в диапазоне частот 0-10<sup>8</sup> Гц.

В данной работе приведены результаты экспериментальных исследований поляризации Si, Ge в зависимости от температуры, частоты и всестороннего давления, которые являются эффективными способами управления поляризации. Полученные зависимости диэлектрической проницаемости в температурном диапазоне 4.2-300 *K* и гидростатическом давлении до 10 *GPa* кардинально отличаются от результатов известных работ как по знаку, так и по абсолютной величине. В работе проведена интерпретация результатов, указаны механизмы, обуславливающие поляризацию полупроводников. Описаны механизмы дисперсии диэлектрической проницаемости при изменении параметров полупроводников, как концентрации носителей, обусловленных ионизацией донорных и акцепторных примесей, концентрации собственных носителей заряда, ширины запрещенной зоны и т.д.

Измерения диэлектрической проницаемости проводились двумя методами:

1. Методом измерения барьерной ёмкости *p-n* –структур от давления  $C_6(P)$ , на структурах со ступенчатым изменением концентрации примесей  $N_p$ ,  $N_n$  (сплавные структуры с базой из полупроводника *n* –типа) на частоте  $10^6$  Гц, в диапазоне гидростатических давлений 0-10 *GPa*, в температурном диапазоне 77-300 *K*.

2. Резонансно-мостовым методом, на образцах с антизапорными контактами, на частотах:  $10^2$ ,  $10^3$ ,  $10^5$ ,  $3 \cdot 10^5$ ,  $10^6$  Гц, при 300 *K*. На частоте  $10^3$  Гц в температурном диапазоне 4.2-300 *K*.

В работе показано, что диэлектрическая проницаемость полупроводников Si и Ge обусловлена электронной и дипольной поляризацией. Электронная поляризация наблюдается в широком диапазоне частот до ~10<sup>8</sup> Гц только при гелиевых температурах. При комнатных температурах, составляющая, обусловленная исключительно электронной поляризацией, наблюдается только в области высоких частот ~(10<sup>7</sup>-10<sup>8</sup>) Гц.

Дипольная поляризация имеет сильную зависимость от частоты и обусловлена следующими механизмами: -Относительная поляризация ковалентно связанных атомов полупроводника и атомов примеси при ионизации акцепторных примесей, находящихся в узлах кристаллической решетки. - Относительная поляризация ковалентно связанных атомов полупроводника и атомов примеси при ионизации донорных примесей, находящихся в узлах кристаллической решетки. -Поляризация ковалентно связанных и атомов примеси при ионизации примесей в компенсированных атомов полупроводника и атомов примеси в узлах кристаллической решетки. -Поляризация, обусловленная ростом собственных носителей заряда. - Изменение поляризованности полупроводников вследствие теплового расширения кристалла.

Показано, что эффективная диэлектрическая проницаемость системы  $\varepsilon_s$  формируется не только суммой концентраций отдельных компонентов диэлектрической проницаемости, но и взаимовлиянием этих компонентов, которая зависит и от частоты приложенного электрического поля.

### Антистоксова люминесценция InSe вблизи перехода E<sub>1</sub>

**Николаев С. Н.**<sup>1</sup>, Чернопицский М. А.<sup>1</sup>, Савин К. А.<sup>1,2</sup>, Кривобок В. С.<sup>1</sup>, Багаев В. С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

<sup>2</sup> МГУ им. М.В.Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1

В настоящее время наблюдается резкий рост интереса к исследованию слоистых полупроводников. В очередь это связано с первую драматическим изменением их свойств при переходе к атомарно тонким Уже пленкам. продемонстрирована как высокая эффективность фотолюминесценции (ФЛ), так И возможность создания различных электронных устройств (полевые транзисторы, фотодетекторы) на основе монослоев дихалькогенидов переходных металл (ДХПМ).

Класс слоистых полупроводников не ограничивается ДХПМ, а также включает соединения  $A_3B_6$  (GaSe, InSe, GaS) и  $A_4B_6$  (GeSe, SnSe...). В данной работе исследовалась низкотемпературная (5 K) ФЛ InSe. На рисунке 1 приведены спектры ФЛ образца при возбуждении люминесценции лазером с длиной волны 405 нм и лазером с длиной волны 790 нм.

При возбуждении люминесценции лазером с длиной волны 790 нм (~1.57 эВ), в видимой области широкая линия пропадает, но остается пик вблизи энергии 2.54 эВ. Это значение достаточно сильно отличается удвоенной энергии ИКот люминесценции InSe, что было характерно для 2Egлюминесценции многочастичных состояний в SiGeгетероструктурах (см., например [1, 2]). В то же время, в этой области расположен экситонный пик поглощения InSe, связанный с межзонным переходом  $E_1$ с участием дырок на Se-p<sub>xv</sub>-орбиталях [3]. Интенсивность видимой люминесценции InSe растет сверхлинейно и близка к степенной зависимости с показателем степени 1.5 (см. рис. 2). Отметим, что полоса ФЛ InSe вблизи 1.32 эВ претерпевает изменения с ростом температуры. Это является признаком появления многочастичных состояний.

D<sup>0</sup>X InSe 5K 405/709 nm units . l. l. l. l. l. l. l. l. l. units Intensity, arb. arb. ntensity. FE 2.2 2.3 2.4 2.5 26 Photon energy, eV 1.27 1.30 1.31 1.32 1.28 1.29 1.33 1.34 Photon energy, eV

Рис. 1. — Спектры ФЛ InSe в ИК-области спектра при возбуждении лазерами с длиной волны 405 (синие кривые) и 790 нм (красные кривые) при температуре 5 К. На вставке приведены спектры в видимой области.



Гис. 2. Спектра виоимой моминесценций тее при различной плотности мощности возбуждения. На вставке показана зависимость интенсивности линии E<sub>1</sub>' от интенсивности накачки. Цветными линиями для сравнения показаны степенные зависимости с показателем степени 1, 1.5 и 2.

Таким образом, исследована низкотемпературная фото люминесценция объемного InSe в ИК и видимой области света. При фотовозбуждении образца лазерным излучением с длиной волны 790 нм обнаружено антистоксово излучение InSe в области 2,54 эВ, которое близко по энергии к экситонной особенности вблизи межзонного перехода E<sub>1</sub>. Показана сверхлинейная зависимость интенсивности линии E'<sub>1</sub> от плотности мощности лазерного возбуждения.

Работа выполнена при поддержке грантов РНФ № 18-72-00235 (подготовка образцов, их предварительная характеризация) и РФФИ а 18-02-01129 (низкотемпературная фотолюминесценция).

- [1] В.С. Багаев и др., ЖЭТФ, 148(6), 1198-1214 (2015).
- [2] С.Н. Николаев и др., Письма в ЖЭТФ, 104(3), 161-166 (2016).
- [3] Kuroda, N.et.al., Solid State Commun., 33, 687 (1980).

DOI 10.34077/Semicond2019-58

### Эффект Френкеля-Пула в ионизации акцепторов бора в алмазе

Алтухов И.В.<sup>1</sup>, Каган М.С.<sup>1</sup>, **Папроцкий С.К.**<sup>1</sup>, Хвальковский Н.А.<sup>1</sup>, Родионов Н.Б.<sup>2</sup>,

Большаков А.П.<sup>3</sup>, Ральченко В.Г.<sup>3</sup>, Хмельницкий Р.А.<sup>4</sup>

<sup>1</sup> ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Россия, 125009, Москва, Моховая, 11-7

<sup>2</sup>ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 142191, Москва, Троицк, ул. Пушковых, вл. 12

<sup>3</sup> ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

<sup>4</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева, 119333, Москва, Ленинский пр-кт, 53

DOI 10.34077/Semicond2019-59

Исследовался вертикальный транспорт дырок в пленках монокристаллического алмаза с бором, выращенных методом парофазного химического осаждения на сильно легированных бором подложках (~2×10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup>). Толщина пленок составляла 10-12 мкм. Омические контакты были изготовлены из сплава Ni-W. Для записи вольтамперных характеристик (BAX) использовались прямоугольные импульсы напряжения до ~5\*10<sup>5</sup> В/см длительностью 0,5 - 10 мксек, либо постоянное напряжение. Измерения проведены при комнатной температуре. В слабых полях ВАХ линейна, что позволяет оценить концентрацию р свободных носителей в этом слое и, соответственно, концентрацию  $N_B$  нейтральных атомов акцепторной примеси бора:  $p \sim 10^8$  см<sup>-3</sup> и  $N_B \sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Начиная с полей ~3 кВ/см наблюдается квадратичная зависимость тока от напряжения, которую мы связываем с линейной зависимостью коэффициента захвата дырок на притягивающие ионы бора от электрического поля [1]. При полях выше ~ 30 кВ/см наблюдается экспоненциальный рост тока, вызванный ионизацией атомов бора электрическим полем. Показано, что ионизация вызвана эффектом Френкеля Пула – понижением потенциального барьера примеси во внешнем электрическом поле. Наблюдаются также особенности, связанные с выходом глубоких возбужденных состояний акцепторов в сплошной спектр валентной зоны. Ударная ионизация примеси в нашем случае не наблюдается из-за малой исходной концентрации свободных дырок и большой энергии связи (0,37 эВ) атомов бора.

Зависимость проводимости (концентрации свободных носителей тока) от электрического поля хорошо описывается формулой Френкеля:

$$p \propto \exp \frac{\sqrt{e^3 E/\varepsilon}}{kT},$$
 (1)

e – элементарный заряд, E – электрическое поле,  $\varepsilon$  - диэлектрическая проницаемость, k – постоянная Больцмана, T – температура.

Работа частично поддержана РФФИ (грант 18-02-01079).

[1] В. Н. Абакумов, И.Н. Крещук, И.Н. Яссиевич // ФТП, 12, 264 (1978); В.Н. Абакумов, В. Карпус, В.И. Перель, И.Н. Яссиевич // ФТП, 22, 264 (1988).

## Фотолюминесценция и структура монокристаллов перовскитов СН<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>PbX<sub>3</sub> (X=Br, I)

Семенова О.И., Абрамкин Д.М., Деребезов И.А., Гайслер В.А. ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

DOI 10.34077/Semicond2019-60

Металлорганические перовскиты CH<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>PbX<sub>3</sub> (X = Cl, Br, I) являются перспективными материалами для разработки оптоэлектронных устройств. На основе данного класса материалов за последние пять лет наблюдается значительный прогресс в области создания тонкопленочных солнечных элементов [1], светоизлучающих диодов [2], датчиков гамма - и рентгеновского излучения [3]. Важной особенностью перовскитов является то, что для их синтеза используются распространенные исходные соединения и простые технологические приемы, исключающие энергоемкие стадии и вакуумные установки. Синтез пленок при температурах вблизи комнатной позволяет использование относительно недорогих стеклянных и гибких пластиковых подложек, а также методы струйной печати. Также неоспоримым преимуществом является возможность изменения ширины запрещенной зоны полупроводника посредством количественного изменения соотношения разных анионов. Замена йода на бром и хлор дает изменение  $E_{q}$  от 1.6 до 2.3 эВ.

Целью данной работы являлось исследование оптоэлектронных свойств объемных монокристаллов CH<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>PbX<sub>3</sub>, в которых анионом X являлись атомы брома и йода. Рост объемных кристаллов гибридных перовскитов проводился из насыщенных растворов синтезированных порошков нужного стехиометрического состава при контролируемом медленном понижении температуры. Химический состав подтвержден с помощью методов РФЭС и ЭДС. Структура кристаллов была исследована с помощью рентгеновской дифракции. Проведено исследование



фотолюминесценции (ФЛ) кристаллов СН<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>PbBr<sub>3</sub> в спектральном диапазоне 540 нм – 800 нм и диапазоне температур 10 К – 240 К. Низкотемпературные спектры ФЛ (рис. 1) содержат пики в интервале 550 нм -575 HM. соответствующем ширине запрещенной зоны кристалла ~2.3 эВ. В проявляются особенности, спектрах относящиеся к рекомбинации экситонов, что позволяет оценить энергию связи СН<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>PbBr<sub>3</sub>. Полученное экситона в значение энергии связи составляет 41 мэВ, что хорошо соответствует литературным данным 40.6 мэВ [4].

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России АААА-А17-117042110141-5.

W.S. Yang et al., Science, 348, 1234 (2015)
 Y. Cao et al., Nature, 562, 249 (2018)
 S. Yakunin et al., Nat. Photonics, 10, 585 (2016)
 H.C. Woo et al. Phys. Chem. Lett, 9, 4066, (2018)

## Генерация второй гармоники оптического излучения из кристаллов типа цинковой обманки в сильном ТГц поле

Бодров С.Б., Корытин А.И., **Сергеев Ю.А.**, Степанов А.Н. ИПФ РАН, 603950, г. Нижний Новгород, БОКС - 120, ул. Ульянова, 46.

DOI 10.34077/Semicond2019-61

Совместное воздействие на материалы фемтосекундного оптического излучения и сильных короткоимпульсных терагерцовых полей позволяет получать дополнительную информацию при исследовании сигнала второй гармоники (ВГ) оптического излучения. Становится возможным исследовать генерацию ВГ для большего числа сочетаний поляризаций (с учетом дополнительно приложенного ТГц поля). Комбинированное воздействие оптического и ТГц излучений позволяет исследовать временную динамику нелинейных процессов. Экспериментальная демонстрация предложенного метода продемонстрирована для кристаллов типа цинковой обманки GaAs, InAs, GaP. Поскольку кристаллы данного типа не обладают центром инверсии, и, как следствие, являются средами с квадратичной нелинейностью и возможностью генерировать ВГ, тем не менее, воздействие ТГц поля может приводить для некоторых сочетаний поляризаций к усилению генерации ВГ.

Схема экспериментальная установка показана на рис. 1. Для исследования была использована титан-сапфировая лазерная система Spitfire, генерирующая фемтосекундные импульсы с энергией 0.5 мДж, центральной длиной волны 795 нм и длительностью 70 фс с частотой повторения 600 Гц. Интенсивные ТГц импульсы генерировалось с использованием техники наклонного фронта интенсивности [1]. Максимальное электрическое поле терагерцового излучения достигало 200 кВ/см.



Рис.1. Схема экспериментальной установки (Л1, Л2 и Л3- линзы; П31, П32, П33 – параболические зеркала; LN – LiNbO3; ПГ1, ПГ2 – призмы Глана; Ф1, Ф2-оптические фильтры П1,П2 – ТГц поляризатор).



времени забержки межс оптическим и ТГц импульсами

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. представлен пример временной зависимости интенсивности ВГ. Для описания экспериментальных результатов развита феноменологическая теория. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Нижегородской области в рамках проекта № 18-42-520070.

[1] J. A. Fulop, L. Palfalvi, G. Almasi, J. Hebling, Opt. Express, 18, 12311 (2010).

#### Секция 1. Объемные полупроводники

## Эффект Холла и термоэдс в твердых растворах Yb<sub>x</sub>Mn<sub>1-x</sub>S Ситников М.Н.<sup>1</sup>, Харьков А.М.<sup>1</sup>, Рыбина У.И.<sup>1</sup>, Соколов В.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Сибирский государственный университет науки и технологий имени академика М.Ф. Решетнева, Российская Федерация, 660014,Красноярск, просп. им. газ. «Красноярский рабочий», 31 <sup>2</sup> Институт неорганической химии им. А. В. Николаева Сибирского отделения Российской академии наук, 630090, Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева, 3

DOI 10.34077/Semicond2019-62

Материалы с сильным электрон-фононным взаимодействием являются перспективными для обнаружения сверхпроводимости, конденсата поляронов и биполяронов [1]. Одним из методов обнаружения электрон-фононной связи является сравнение температурных зависимостей Холловского напряжения и термоэдс. В соединениях с переменной валентностью меняется радиус иона и соответственно упругие взаимодействия, величина магнитного момента [2]. В твердом растворе Yb<sub>x</sub>Mn<sub>1-x</sub>S (0.05 < x < 0.2) в интервале температур 80-400 К проведены измерения Холловского напряжения в магнитном поле H=12 кЭ и термоэдс.

На Рис.1 представлены Холловское напряжение  $(U_x)$  для двух составов с x=0.05 и 0.2. При переходе в антиферромагнитное состояние  $U_x$  возрастает по величине, проходит через максимум при T=123 К. Термоэдс отличается по знаку и также растет по величине при переходе в магнитоупорядоченное состояние, т.е. носителями энергии являются магноны, носителями заряда электроны.



С ростом концентрации наблюдается инверсия знаков U<sub>x</sub> и термоэдс. В окрестности температуры Нееля (115-130) К аномалий в U<sub>x</sub> (T) не наблюдается. Носителями тока являются решеточные поляроны по анионной подрешетке. Выше 160 К для x=0.2 знаки термоэдс и Холловского напряжения совпадают, а для состава с x=0.15 отличаются по знаку в интервале температур 160-280 К. Возможно отличие связано с образованием конденсата поляронов, что отразится на диэлектрической проницаемости. В Yb<sub>x</sub>Mn<sub>1-x</sub>S температуры максимумов dɛ/dT совпадают с температурами максимумов мнимой части диэлектрической проницаемости в интервале частот 5-100 кГц. В интервале температур 275-286 К наблюдается острый максимум в реальной и мнимой части диэлектрической проницаемости. Частотная зависимость  $\varepsilon(\omega)$  описывается в модели Дебая.

Работа выполнена при поддержке гранта № 18-32-00079 mol\_a.

[1] А.С. Александров, А.Б. Кребс, УФН, 162, 1 (1992).

[2] S.S. Aplesnin, A.M. Kharkov, O.B. Romanova, et al., JMMM., 352, 1 (2014).

# Комбинационное рассеяние циркулярно поляризованного света на оптических фононах Si

### Талочкин А.Б.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-63

Применение циркулярно поляризованного (ЦП) света для возбуждения спектров комбинационного рассеяния (КР), как показано недавно [1, 2], открывает новую степень свободы метода КР - возможность наблюдения углового момент (УМ) фононов. Поскольку ЦП фотон имеет УМ, то в процессе КРС должен выполняться закон его сохранения. УМ возбуждающего фотона распределяется между рассеянным фотоном и фононом. Это позволяет регистрировать фононы, имеющие УМ. Данный метод применялся недавно в 2D материалах MoS<sub>2</sub>, ReS<sub>2</sub> и др. [1, 2].

Интенсивность КР линейно поляризованного (ЛП) света определяется тензором  $R_{\alpha\beta}$ , который зависит от симметрии кристалла и наблюдаемого фонона. Он используется для КР ЦП светом в представлении Джонса [1, 2]. Этот подход в общем случае вызывает сомнение, поскольку тензор КР получен из классического анализа, в котором понятие УМ отсутствует. Наблюдение КР ЦП светом в простом и ясном случае (Si) позволит прояснить основные особенности этого метода.

В данной работе исследованы угловые зависимости интенсивности КР ЛП и ЦП света на оптических фононах Si. Измерения проводились при T=300K в геометрии обратного рассеяния от плоскостей (100), (111) и (110) Si. Спектры возбуждались линией Ar лазера с  $\lambda$ =488 нм. На рис.1 показаны зависимости, полученные для (100) и (111) ориентаций. Кривые, наблюдаемые для ЛП (рис.1), хорошо согласуются с результатами, полученными из тензора КР:  $I_{(100)} \sim (\cos \varphi)^2$ ,  $I_{(111)} \sim (\sin \varphi)^2 + (2/3)(\cos \varphi)^2$ .



Рис.1. – Угловые зависимости интенсивности КР ЛП и ЦП света на оптических фононах Si, полученные при отражении от (100) и (111) плоскостей.

При возбуждении спектра ЦП светом наблюдаются изотропные зависимости (рис.1). Это соответствует тому, что рассеянный свет является ЦП. Можно видеть, что площадь кривых, полученных ЦП света для ЛП И совпадает (рис.1), что означает сохранение интегральной интенсивности КР в этих двух случаях. В результате, основные особенности КР ЦП света наследуются от ЛП и тензора КР. Так,

для (100) поверхности активны только LO фононы, имеющие нулевой УМ, и при рассеянии ЦП света спиральность фотона не меняется. Для (111) случая проявляются также TO фононы, имеющие УМ равный ±2ħ [3]. В этом случае спиральность фотона меняется на противоположную.

Угловая зависимость, полученная при КР ЦП света от поверхности (110), обнаруживает существенно анизотропную форму, которая совпадает с суммой двух кривых, измеренных с помощью ЛП света. Это означает распад возбуждающего ЦП света на две независимые ЛП компоненты, которые рассеиваются на фононах. В результате, в этой плоскости низкой симметрии проявляется дихроизм.

[1] S.Y. Chen et al, Nano Lett., 15, 2526 (2015)

[3] L Zhang and Q. Niu, Phys. Rev. Lett., 115, 115502(2015)

<sup>[2]</sup> S. Zhang et al, ACS Nano, 11, 10366 (2017)

# Эффекты изменения соотношения переходных элементов в кинетических свойствах сплавов Fe-V-Al

**Усик А.Ю.**<sup>1</sup>, Окулов В.И.<sup>1</sup>, Говоркова Т.Е.<sup>1</sup>, Лончаков А.Т.<sup>1</sup>, Емельянова С.М.<sup>1</sup>, Марченков В.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФМ им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, ул Софьи Ковалевской 18; 620108

<sup>2</sup> Уральский федеральный университет, Екатеринбург, ул. Мира 19; 620002

DOI 10.34077/Semicond2019-64

Многочисленные исследования электронных свойств сплавов Fe-V-Al с составами вблизи стехиометрического (Fe<sub>2</sub>VAl) привели к обнаружению уникальных эффектов, состоящих в кардинальном изменении основных физических параметров и закономерностей их изменения при малых вариациях содержания какого-либо компонента, либо при проведении различных режимов термообработок. Данные сплавы в равновесном состоянии при малом изменении состава вблизи стехиометрии обладают целым рядом интересных особенностей, которые проявляются в электрических, гальваномагнитных, магнитных и термоэлектрических свойствах, что определяет широкие возможности их практического применения [1, 2]. С одной стороны, эти сплавы можно рассматривать в качестве перспективных термоэлектриков [1]. С другой стороны, наличие в исследуемых сплавах заполненной спиновой подзоны с высокой плотностью состояний на уровне Ферми делает их привлекательными объектами для использования в области спинтроники [2].

Для выяснения роли изменения соотношения переходных элементов в сплавах  $Fe_{1.76} V_{1.2}Al_{1.04}$  и  $Fe_{1.87}V_{1.1}Al_{1.03}$  проведены исследования электро- и магнитосопротивления при температурах от 2 до 300 К и в магнитных полях до 90 кЭ. Сплавы обладали одинаковым содержанием по Al, но различались составом по Fe и V, соотношение которых варьировалось от 1.47 в образце  $Fe_{1.76}V_{1.2}Al_{1.04}$  до 1.7 в сплаве  $Fe_{1.87}V_{1.1}Al_{1.03}$ . В результате исследований было обнаружено, что при изменении температуры от 2 до 300 К электросопротивление образца  $Fe_{1.76}V_{1.2}Al_{1.04}$  уменьшается в 1.7 раза, магнитосопротивление положительное во всем исследованном интервале температур, и не превышает 1 %. В то время как у сплава  $Fe_{1.87}V_{1.1}Al_{1.03}$  электросопротивление падает в 19 раз, магнитосопротивление отрицательное, и достигает 11% при низких температурах и в сильных полях. Установлено, что наблюдаемые различия в поведении кинетических свойств изученных сплавов связаны с особенностями электронного энергетического спектра в виде узкой псевдощели на уровне Ферми, возникновением дефектов и ростом флюктуаций намагниченности, что является следствием изменения Геогото изменения Fe-V в сплавах  $Fe_{1.76}V_{1.2}Al_{1.04}$  и  $Fe_{1.87}V_{1.1}Al_{1.03}$  от 1.47 до 1.7, соответственно.

Таким образом, установлено, что при незначительном (~11 at. %) изменении соотношения Fe-V происходит перестановка местами атомов железа и ванадия. Это приводит к появлению особенностей энергетического спектра, возникновению антиструктурных дефектов и, как следствие, росту флюктуаций намагниченности, что сильно проявляется в электронных кинетических свойствах (электро- и магнитосопротивление) исследуемых сплавов Fe-V-Al.

Работа выполнена по плановому государственному заданию (тема «Электрон» № АААА-А18-118020190098-5) при частичной поддержке РФФИ в рамках научного проекта №18-32-00618.

- [1] K. Sato, T. Naka, M. Taguchi, et al., Phys. Rev. B 82, 2010 c. Vol. 82, Iss. 10
- [2] Y.Sandaiyi, N.Ide, Y.Nishino, et al., Soc. Powder and Powder Metal. 2010 c. 57, 207,

# Механизмы проводимости в твердых растворах Yb<sub>x</sub>Mn<sub>1-x</sub>S

Харьков А.М., Ситников М.Н., Филлипсон Г.Ю.

Сибирский государственный университет науки и технологий имени академика М.Ф. Решетнева, Красноярск, 660014, просп. им. газ. «Красноярский рабочий», 31

DOI 10.34077/Semicond2019-65

Соединения, содержащие элементы с переменной валентностью, обнаруживают электронные фазовые переходы. В окрестности электронного фазового перехода меняется механизм, который можно установить из ВАХ. В твердом растворе  $Yb_xMn_{1-x}S$  с x=0.15 в интервале температур 80 – 400 К проведены измерения ВАХ с целью установить смену механизма проводимости Мотта на механизм проводимости Пула-Френкеля. В области температур, где наблюдается зарядовое упорядочение, проводимость описывается в модели токов, ограниченных пространственным зарядом и описывается квадратичным законом Мотта [1]:

$$j = \frac{9}{8}\tau_{\mu}\sigma_0\mu\frac{U^2}{L^3} \tag{1}$$

где, j – плотность тока, τ<sub>µ</sub>– максвелловское время релаксации, σ<sub>0</sub> – электропроводность в объеме материала, µ – подвижность носителей заряда, L – толщина образца.



Рис.1. (a) — Логарифмическая зависимость тока от приложенного напряжения для образца YbxMn1-xS, с x=0.15 без поля и магнитном поле H=12kOe при T=160K(1); 160K, H(2); 200K(3); 200K, H(4). (b) — Логарифмическая зависимость I(U) от U1/2 при T=280K(5); 280K, H(6); 320K(7); 320K, H(8); 360K(9); 360K, H(10).

На Рис.1а экспериментальные данные ВАХ в логарифмических координатах хорошо описываются законом Мотта (1) при T=160K, 200K, а на Рис.1b при T=280K, 320K, 360K преобладает механизм проводимости Пула-Френкеля (2), согласно которому сильное электрическое поле, приложенное к образцу, меняет вид потенциальных барьеров для носителей заряда между атомами кристаллической решетки. Это приводит к увеличению количества электронов в образце за счет преодоления потенциального барьера. Ток в этом случае экспоненциально зависит от напряжения:

$$I = e\mu n_0 \frac{U}{L} \exp \frac{\beta U^{1/2}}{kTL^{1/2}}$$
<sup>(2)</sup>

где, e – заряд электрона,  $n_0$  – концентрация электронов в зоне проводимости в отсутствии поля, k – постоянная Больцмана,  $\beta$  – постоянная Пула-Френкеля зависящая от  $\varepsilon$  – диэлектрической проницаемости полупроводника. Линейность участков на логарифмической зависимости I/U от U<sup>1/2</sup> в координатах Пула-Френкеля свидетельствует о том, что преобладающий транспорт носителей заряда осуществляется за счет, как прыжкового механизма проводимости, так и за счет туннельной эмиссии электронов [2]. Работа выполнена при поддержке гранта № 18-32-00079 мол а.

[1] N.F. Mott, E.F. Davis, Electronic Processes in Non-Crystalline Materials, Oxford (1971). [2] J.R. Macdonald, Electrochimica Acta, **35**, 1483 (1990).

## Внутрицентровая релаксация мелких доноров сурьмы в деформированном германии

Цыпленков В.В., Шастин В.Н.

ИФМ РАН, 603087, Нижегородская обл., Кстовский район, д. Афонино, ул. Академическая, 7 DOI 10.34077/Semicond2019-66

В настоящее время научная активность многих исследовательских групп направлена на изучение квантовых оптически управляемых когерентных состояний различных систем и создания на их основе принципиально новых полупроводниковых устройств, сопряженных с развитой кремниевой и германиевой технологией. Одними из кандидатов рассматриваются кулоновские центры в полупроводниках. В этом контексте вычисление релаксационных темпов возбужденных состояний примесных центров в германии является важной задачей, т.к. в конечном счете, они определяют предельно достижимые времена жизни оптически возбуждаемых когерентных суперпозиций электронных состояний примеси. Данная работа посвящена вычислению темпов распада возбужденных состояний доноров сурьмы в кристалле германия при взаимодействии с длинноволновыми акустическими фононами. Рассмотрено влияние на темпы одноосной деформации сжатия в кристаллографическом направлении [111].

Расчеты выполнены в рамках метода эффективных масс. Использованы водородоподобные волновые функции, учитывающие анизотропию эффективной массы зоны проводимости германия. Расчеты выполнены в приближении изотропного закона дисперсии фононов. Для продольных акустических фононов значение средней групповой скорости было выбрано 5×10<sup>5</sup> см/с, для поперечных – 3.3×10<sup>5</sup> см/с. Рассматривалось только внутридолинные переходы, влиянием междолинных процессов электрон-фононного взаимодействия пренебрегалось. В таблице 1 представлены вычисленные темпы переходов между состояниями донора сурьмы в недеформированном кристалле германия.

акустических фононов. Прочерками отмечены пренебрежимо малые темпы.							
Переход	$P_l$	$P_t$	Переход	$P_l$	$P_t$		
$3p_{\pm}-2p_0$	0.012	—	$4p_0 - 3p_0$	0.71	0.031		
$3p_{\pm} - 2p_{(+)}$	0.57	0.34	$4p_0 - 3s$	0.032	0.008		
$3p_{\pm} - 2p_{(-)}$	0.85	0.08	$4p_0 - 2s$	0.19	0.1		
$3p_{\pm}-4p_0$	0.12	0.12	$4p_0 - 2p_0$	0.057			
$3p_{\pm}-3p_0$	1.3	0.093	$2p_{\pm}-3p_0$	1.3	1.3		
$3p_{\pm}-3s$	0.038	0.062	$2p_{\pm} - 2p_0$	—	—		
$3p_{\pm}-2s$	0.04	0.003	$2p_{\pm}-2s$	0.13			
$3p_{\pm}-1s$	—	—	$2s - 2p_0$	0.4			
$3p_0 - 2s$	1.5	—	2s - 1s	1.5			
$3p_0 - 2p_0$	4.43	_	2s-1s	0.4			
$2p_0 - 1s$	2.8	_	$2p_0 - 1s$	2.3	—		

Таблица 1 – Темпы перех	одов в единицах 10 <sup>9</sup>	с <sup>-1</sup> при излучении пре	одольных $P_l$ и поперечных $P_t$				
акустических фононов. Прочерками отмечены пренебрежимо малые темпы.							

Одноосная деформация согласно расчетам не изменяет полного темпа распада состояний доноров, что связано со спецификой энергетического спектра донора сурьмы в германии. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными по измерению релаксационных времен [1,2] показывают одинаковый порядок величин темпов распада состояний.

Исследование выполнено в ИФМ РАН за счет гранта РНФ (проект № 19-72-20163).

- [1] Р. Х. Жукавин et al., Письма в ЖЭТФ, **106**, 555 (2017).
- [2] Е.М. Гершензон, Г.Н. Гольцман, Л.А. Орлов, Н.Г., Письма в ЖЭТФ, 25, 574 (1977).

# Акустические и тепловые свойства слоев созданных в алмазе имплантацией ионов углерода

Шарков А.И., Клоков А.Ю., Вершков В.А., Хмельницкий Р.А., Аминев Д.Ф., Дравин В.А., Цветков В.А.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-67

Алмаз обладает уникальным сочетанием физических свойств, которые могут быть востребованы для создания нового поколения оптических и электронных устройств. Большое внимание уделяется способам получения центров окраски в алмазе, в частности азотных вакансий (NV), которые могут быть широко использованы в квантовой оптике, для изготовления сенсоров и в других приложениях. Кроме того, алмаз является перспективным материалом для создания микро- и нано- электромеханических систем и акустоэлектронных устройств гигагерцового диапазона. Способом модификации структурных и физических свойств алмаза является ионная имплантация, в частности возможно создание аморфизованных и графитизированных слоёв, встроенных в алмазную матрицу [1]. Данные об акустических, тепловых и фотоупругих свойствах таких слоёв можно получить с помощью пикосекундной акустики, что представляет интерес как с фундаментальной – исследование фазовых переходов при радиационном повреждении материала, так и с прикладной точки зрения – использование имплантированных слоёв для формирования акустических волноводных систем и фононных кристаллов.

Данная работа посвящена исследованиям с помощью двухцветной пикосекундной интерферометрической методики [2] возбуждения и распространения когерентных фононов в алмазе с графитизированным слоем, полученным имплантацией ионов углерода с последующим отжигом. Когерентные фононы генерировались при облучении фемтосекундными импульсами либо графитизированного слоя, либо напылённой на часть образца алюминиевой плёнки. В последнем случае, по сути, проводилось зондирование графитизирванного слоя потоком когерентных фононов, испущенных алюминиевой плёнкой. Использовалось также, так называемое «когерентное управление», когда образец возбуждается последовательно двумя импульсами. При этом, меняя задержку между ними, удается управлять спектром когерентных фононов. Из-за сильного отражения когерентных фононов встроенным графитизированным слоем структура – алмаз/графитизированный слой/алмаз ведёт себя как резонатор для продольных фононов. Спектр отклика состоит из линий с частотами от ~20 ГГц до ~110 ГГц. Количество линий и их положение зависит от толщины слоя и глубины залегания. Интересным является неполное соответствие спектральных линий у откликов, соответствующих изменению модуля и фазы коэффициента отражения на одном и том же имплантированном слое, что связано с одной стороны с чувствительностью интерферометра Саньяка к движению поверхности образца, а с другой, с фазой комплексного фотоупругого коэффициента графитизированных слоев. Моделирование отклика позволило определить зависимости фотоупругого коэффициента и скорости продольного фонона в графитизированном слое от дозы имплантации. Тепловые и термооптические параметры графитизированных слоев были получены в результате обработки «медленной» составляющей откликов. Используя полученные ранее данные о скорости и дисперсии ПАВ на алмазе со встроенными графитизированными слоями [3] мы определили упругие свойства таких слоев. Работа поддержана грантом РФФИ №19-02-00952-А.

- [1] A.V. Khomich et al., Physics of the Solid State 49 (9), 1661-1665 (2006)
- [2] T. Tachizaki et al., Rev. Sci. Instr. 77, 043713 (2006).
- [3] A. Klokov et al. J. Phys.: Conf. Ser. 520, 012006 (2014).

# Катодолюминесценция микрокристаллов CdZnSSe в стекле

Юрьева Т.В.<sup>1</sup>, Малыхин С.А.<sup>2,3</sup>, Кудрявцев А.А.<sup>4</sup>, Афанасьев И.Б.<sup>5</sup>, Кадикова И.Ф.<sup>1</sup>, Морозова Е.А.<sup>1,6</sup>, **Юрьев В.А.**<sup>7</sup>

<sup>1</sup>ГОСНИИР, 107114, Москва, ул. Гастелло, 44, стр. 1

<sup>2</sup> ФИАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

<sup>3</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2

<sup>4</sup> ООО «Тескан», 195220, Санкт-Петербург, Гражданский пр., 11А, офис 112, п/я 24

<sup>5</sup> ФБУ РФЦСЭ при Минюсте России, 109028, Москва, Хохловский пер., 13, стр. 2

<sup>6</sup> ИОНХ РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 31

<sup>7</sup> ИОФ РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

#### DOI 10.34077/Semicond2019-68

Представлены результаты исследования краевой катодолюминесценции (КЛ) микрокристаллов CdZnSSe, синтезированных в процессе плавки силикатного стекла с высоким содержанием ZnO. При исследовании с помощью РЭМ красного цинкового стекла [1], изготовленного во второй половине XIX в., предположительно, в Богемии, в нем были обнаружены кристаллические включения гексагональной сингонии размером менее 1 мкм, состоящие из Cd, Zn, S и Se. С помощью дифракции

отраженных электронов РЭМ эти кристаллиты были идентифицированы как Cd<sub>0.5</sub>Zn<sub>0.5</sub>Se<sub>0.5</sub> с решеткой типа вюрцита (пространственная группа P63mc (186); a = 4.052 Å, c = 6.817 Å) [1,2,3]. Данные кристаллиты демонстрируют яркую экситонную (рис. 1), положение пика катодолюминесценцию которой варьируется в различных кристаллах от 2.00 до 2.03 эВ при 300 К и от 2.02 до 2.06 эВ при 80 К, что, вероятно, обусловлено незначительными вариациями элементного состава отдельных кристаллов (полоса с максимумом вблизи 3.1 – 3.2 эВ, вероятно, относится к люминесценции ZnO, растворенного в стекле, окружающем CdZnSSe). Из спектров КЛ была оценена производная  $dE_g/dT$  ширины запрещенной зоны CdZnSSe; ее



значение вблизи 300 К лежит в пределах от – 2.5 × 10<sup>-4</sup> до 0 эВ/К. Полученные результаты представляют практический интерес. Композитный материал, состоящий из кристаллов CdZnSSe, заключенных в матрицу силикатного стекла, может быть применен в качестве эффективного преобразователя света [4], пригодного для использования в светодиодах в качестве замены для силиконовых люминофоров, не отличающихся большой долговечностью, в особенности, принимая во внимание отсутствие эффективных стеклянных люминофоров, излучающих в красной области спектра [4]. Помимо этого, данный композитный материал может применяться в качестве люминесцентного стекла в различных областях техники, включая фотонику, светотехнику и даже строительство, а также в архитекторе и искусстве [5]. В заключение отметим, что нам не удалось найти в литературе упоминание об использовании четверных соединений A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup>, в частности, CdZnSSe в качестве пигментов. Особенно удивительно то, что для коллоидного окрашивания стекла уже во второй половине XIX в. был применен столь необычный пигмент, позднее синтезированный в лаборатории лишь в начале 60-х годов XX в. Вероятнее всего, такой способ окрашивания стекла был найден случайно, а состав и структура синтезируемого вещества не были известны стекловарам. Исследование выполнено при поддержке РНФ, грант № 16-18-10366.

- [1] T.V. Yuryeva et al., Preprint arXiv:1901.10764 (2019).
- [2] A.G. Fischer, R.J. Paff, J. Phys. Chem. Solids, 23, 1479 (1962).
- [3] Inorganic Crystal Structure Database (ICSD) Entry 43368.
- [4] Y. Peng et al., J. Alloys Compd., 768, 114 (2018).
- [5] C. Laia, A. Ruivo, in: Fluorescence in Industry, Springer Ser. Fluoresc., Springer Nature (2019).

Секция 2. Поверхность, пленки, слои

# Электронные и электромеханические явления в А<sup>Ш</sup>В<sup>V</sup> нитевидных нанокристаллах

**Алексеев П.А.**<sup>1</sup>, Шаров В.А.<sup>1</sup>, Дунаевский М.С.<sup>1</sup>, Смирнов А.Н.<sup>1</sup>, Давыдов В.Ю.<sup>1</sup>, Кириленко Д.А.<sup>1</sup>, Резник Р.Р.<sup>2</sup>, Цырлин Г.Э.<sup>2</sup>, Берковиц В.Л.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26 <sup>2</sup> СПБАУ, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8

DOI 10.34077/Semicond2019-70

Полупроводниковые нитевидные нанокристаллы (ННК, нанопровода, вискеры) являются перспективными объектами, как для прикладных, так и фундаментальных исследований. С фундаментальной точки зрения ННК позволяют исследовать ряд явлений при условиях труднодостижимых для объёмных полупроводниковых структур. В частности, (GaAs, AlGaAs, InAs, GaP, InP) ННК могут быть выращены с вюрцитной кристаллической структурой. Кроме того, ННК выдерживают упругую деформацию до 10% без разрушения. Нитевидные нанокристаллы также являются хорошим модельным объектом для исследования электронных свойств поверхности. Действительно, в силу большого соотношения поверхность/объём проводимость ННК будет обусловлена плотностью поверхностных состояний, приводящих к обеднению проводящего канала в ННК носителями заряда [1].

Вышеперечисленные явления могут быть исследованы методами сканирующей зондовой микроскопии (C3M). С помощью проводящего C3M зонда возможно измерять упругие характеристики одиночных ННК [2], измерять вольт-амперные характеристики [3], а также исследовать электромеханические явления [4]. Методом Кельвин-зонд микроскопии возможно исследовать распределения поверхностного потенциала в области Шоттки-барьеров и p-n переходов, а также определять положение поверхностного закрепления уровня Ферми [5].

В докладе будут представлены оригинальные СЗМ исследования позволившие определить основную причину закрепления уровня Ферми на поверхности AIII-As (GaAs, AlGaAs, InGaAs) ННК со слоем естественного оксида. Исследования, комбинированные с рамановской спектроскопией и просвечивающей электронной микроскопией, показали предпочтительное окисление соединений третьей группы, приводящее к формированию приповерхностного слоя мышьяка толщиной до нескольких нанометров [5]. Формирование слоя приводило к закреплению уровня Ферми на одном расстоянии от уровня вакуума вне зависимости от состава AIII-As соединения. При этом в InAs HHK уровень Ферми закреплялся в зоне проводимости, что приводило к формированию поверхностного электронного канала и омического контакта между СЗМ зондом и ННК. При уменьшении содержания In в In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ННК поверхностный уровень Ферми смещался из зоны проводимости в запрещённую зону. Это приводило к исчезновению электронного поверхностного канала и обеднению ННК с резким увеличением сопротивления. Такое увеличение сопротивления происходило в In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ННК при х<0.8. При этом деформация ННК (In<sub>0.8</sub>Ga<sub>0.2</sub>As) СЗМ зондом приводила к обратному эффекту, связанному с движением дна зоны проводимости ниже уровня пиннинга, вследствие тензорезистивного эффекта и увеличению проводимости ННК на три порядка. Кроме того, в докладе будут представлены результаты исследований генерации пьезоэлектрического тока при деформации GaAs ННК с вюрцитной кристаллической структурой с помощью СЗМ зонда [4], а также обсуждены вклады пьезоэлектрического и тензорезистивного эффектов в изменение проводимости ННК при деформации.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда (РНФ) № 18-72-00104.

[1] P.A. Alekseev, et al. Nano Letters, 15, 63 (2015).

[2] M. Dunaevskiy, et al. Nano Letters, 17, 3441 (2017).

[3] P.A. Alekseev, et al. Applied Physics Letters, 111,132104 (2017).

[4] P.A. Alekseev, et al. Physica Status Solidi - Rapid Research Letters, 12, 1700358 (2018).

[5] P.A. Alekseev, et al. Nanotechnology, 29, 314003 (2018).

# Наногетероэпитаксиальные структуры HgCdTe. Рост, квантовые эффекты и приборы

**Якушев М.В.,** Варавин В.С., Васильев В.В., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Сабинина И.В., Сидоров Г.Ю., Сидоров Ю.Г., Латышев А.В. ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

DOI 10.34077/Semicond2019-71

В настоящее время твердые растворы  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  (кадмий-ртуть-теллур, КРТ) занимают лидирующее положение среди материалов, на основе которых разрабатываются инфракрасные фотоэлектрические детекторы излучения. Благодаря тому, что HgTe обладает инвертированной зонной структурой или, иначе, «отрицательной» шириной запрещенной зоны, в твердом растворе  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  можно получить произвольную ширину запрещенной зоны от 0 до 1.6 эВ и настроить детектор на выбранное окно прозрачности атмосферы. Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе HgTe/CdTe предоставляют возможность управлять энергией межзонных переходов и спектром носителей за счет регулировки ширины ямы. При некотором критическом значении ширины квантовой ямы, зависящем от состава твердого раствора в яме и барьерных слоях ширина запрещенной зоны обращается в ноль. Спектр носителей при этом становится «графеноподобным», т.е. наблюдается линейный закон дисперсии как для электронов, так и для дырок.

В ИФП СО РАН разработано и изготовлено уникальное российское оборудование для выращивания КРТ методом МЛЭ. Проведены комплексные исследования всех этапов выращивания гетероэпитаксиальных структур CdTe и CdHgTe на подложках из арсенида галлия и кремния ориентацией (013) диаметром до 100 мм. Исследованы механизмы формирования гетеропереходов A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup>/GaAs и AIIBVI/Si и кинетика роста слоев CdZnTe и CdHgTe на высокоиндексных поверхностях. В результате разработана технология, позволяющая создавать на альтернативных подложках нелегированные и легированные In пленки CdHgTe с низкой плотностью морфологических и структурных дефектов.

На полученных структурах изготовлены матричные фотоприемники различного формата на диапазоны длин волн 1-3, 3-5 и 8-14 мкм, работающие как при 77К, так и повышенных температурах, с параметрами не уступающими зарубежным аналогам. Впервые изготовлен фотоприемник формата 2000×2000 элементов для средневолнового спектрального диапазона.

Разработана технология выращивания  $Hg_{1-x}Cd_xTe/HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe$  квантовых ям (КЯ) методом молекулярно-лучевой эпитаксии с прецизионным контролем толщины нанослоев HgTe и широкозонных спейсеров и состава (x) эллипсометрическим методом.

В одиночных HgTe KЯ показано существование двумерного электроного газа с высокой подвижностью более  $5 \times 10^5$  см/В×с. При низком уровне легирования KЯ впервые обнаружен новый электронно-дырочный газа без пространственного разделения носителей. Проведены исследования по изучению свойств с 2D и 3D топологическими состояниями. Обнаружено, что ширина щели при критической температуре Tc = 90 K обращается в нуль, что соответствует возникновению безмассовых дираковских фермионов вблизи Г точки зоны Бриллюэна. Полученные данные открывают большое поле деятельности для исследования новых физических явления.

В одиночных и множественных (до 30)  $Hg_{1-x}Cd_xTe/HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe$  КЯ наблюдался большой фотогальванический эффект для линейно- и циркулярно-поляризованного излучения в диапазоне от 6 мкм до 400 мкм при комнатной температуре. Вольтовая чувствительность для одиночной HgTe KЯ достигает величины, соответствующей детекторам на фотонном увлечении (photon drag effect).

На структурах с множественными HgTe KЯ (от 5 до 10), встроенными в широкозонную волноводную часть наблюдалось стимулированное излучение в зависимости от толщины KЯ в области от 2,8 до 20 мкм при температурах 20 K и в области от 3 до 5 мкм при температурах вблизи комнатной.

## Микроструктура нановключений AsSb в плазмонном метаматериале LTG-AlGaAsSb

**Берт Н.А.**<sup>1</sup>, Чалдышев В.В.<sup>1</sup>, Черкашин Н.А.<sup>2</sup>, Неведомский В.Н.<sup>1</sup>, Преображенский В.В.<sup>3</sup>, Путято М.А.<sup>3</sup>, Семягин Б.Р.<sup>3</sup>, Ушанов В.И.<sup>1</sup>, Яговкина М.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул, 26

<sup>2</sup> CEMES, CNRS and Université de Toulouse, 29 rue Jeanne Marvig, 31055 Toulouse Cedex 4, France 2

<sup>3</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

DOI 10.34077/Semicond2019-72

Оптические свойства ансамблей металлических наночастиц в диэлектрической матрице привлекают возрастающее внимание из-за перспектив их применения в плазмонике, оптоэлектронике, катализе и биомедицине [1]. Для ряда применений требуется, чтобы методы получения таких метаматериалов были совместимы со стандартной технологией полупроводниковой электроники. Одним из таких методов является низкотемпературная МПЭ, позволяющая получать нестехиометрические материалы на основе GaAs (LTG-GaAs), в которых при последующем отжиге формируются металлические нановключения [2]. В выращенном по такой технологии LTG-AlGaAsSb с хаотическим распределением включений AsSb в оптическом поглощении регистрировался плазмонный резонанс [3].

Объектом исследования являлись 1-мкм эпитаксиальные пленки Al<sub>0.28</sub>Ga<sub>0.72</sub>As<sub>0.972</sub>Sb<sub>0.028</sub>, полученные методом МПЭ на подложке GaAs(001) при 200°С и отожженные в течение 15 мин при 600°С или 750°С. Микроструктура полученных образцов исследовалась методами электронной микроскопии на приборе JEM-2100F и рентгеновской дифракции на установке Bruker D8 Discover.

Обнаружено, что нановключения наряду с As содержат неожиданно высокое содержание Sb (до



Рис. 1. Картины дифракции электронов вдоль оси зоны [001] LTG-AlGaAsSb после отжига при 600°С (а) и 750°С (b) (стрелками отмечены рефлексы второй фазы)

90%), несмотря на весьма низкую ее концентрацию в матрице. Микроструктура нановключений, сформированных при температурах отжига 600°С или 750°С радикально различалась, как можно видеть на Рис. 1.

Установлено, что при 750°С отжиге формируются нановключения As<sub>0.1</sub>Sb<sub>0.9</sub> размером около 15 нм с ромбоэдрической микроструктурой A7, характерной для элементов V группы (As, Sb,

Ві) в нормальных условиях. Ориентационные соотношения их с матрицей соответствуют (0003)<sub>incl</sub> || {111}<sub>m</sub> и [2110]<sub>incl</sub> || <110><sub>m</sub>. Отжиг при 600°С имеет следствием формирование нановключений с признаками кубической фазы.

Обогащение нановключений AsSb сурьмой объясняется на основе фазовой диаграммы жидкоетвердое системы Ga-As-Sb, а возможность их кристаллизации в кубической модификации обсуждается в рамках существования фаз высокого давления [4].

- [1] Fundamentals and Applications of Nanophotonics (Ed. J.W. Haus), Elsevier (2016)
- [2] M.R. Melloch et al., Appl. Phys. Lett. 57, 1531 (1990)
- [3] В.И. Ушанов и др. ФТП, 49, 1635 (2015)
- [4] H. Iwasaki and T. Kikegawa, Acta Cryst, B53, 353 (1997)
# Кинетика разрастания двумерных островков на широких террасах поверхности кремния (001) при сублимации

**Родякина Е.Е.**<sup>1,2</sup>, Ситников С.В.<sup>1</sup>, Латышев А.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-73

В основе метода молекулярно-лучевой эпитаксии лежат фундаментальные знания об атомных процессах на поверхности при сублимации, эпитаксиальном росте, взаимодействии с газовой атмосферой и электромиграции. Исследование явления электромиграции адсорбированных атомов (адатомов) на поверхности полупроводников является актуальной задачей для физики конденсированного состояния из-за критического влияния на распределение атомных ступеней при отжиге подложек путем пропускания электрического тока. Недавно было показано, что под действием электрического тока происходит смещение двумерных островков и вакансионных островков (углублений в одно межплоскостное расстояние) на террасах Si(100) с шириной, сравнимой с длиной диффузии адатомов, и проведена оценка эффективного заряда адатомов [1]. Подобное исследование при температуре выше 850°C, когда существенной становится десорбция атомов с поверхности, приводящая к исчезновению двумерных островков или разрастанию вакансионных островков, затрудняет анализ экспериментальных результатов.

В данной работе изучалось поведение ступеней, при ширине террас сравнимой с длиной диффузии адатомов при температурах выше 1000°С [2]. Исследования выполнялись *in situ* методом сверхвысоковакуумной отражательной электронной микроскопии, который позволяет визуализировать морфологию поверхности кристалла кремния вплоть до отдельных атомных

ступеней в процессах сублимации и эпитаксиального Проведены роста. исследования кинетики разрастания вакансионного островка на широкой террасе поверхности Si(100) при сублимации в условиях нагрева образца электрическим переменным током (рис.1а). Обнаружено, что на начальных стадиях разрастания островки имеют



форму в виде эллипса, вытянутого вдоль димерных рядов, а на поздних стадиях роста островок принимает круглую форму. Показано, что это связано с наличием различного барьера для перехода атомов из состояния адсорбции на ступени в состояние адсорбции на выше или ниже лежащей террасе. Исследовалось движение атомных ступеней в условиях нагрева образца постоянным электрическим током (рис.1б). Показано, что разница в скоростях движения ступеней возникает за счёт влияния дополнительного потока адатомов вдоль поверхности, возникающего из-за явления электромиграции адатомов. Обнаружено попарное объединение ступеней, при этом тип сверхструктуры террасы внутри пары зависит от направления электрического тока. Определено, что знак эффективного заряда адатома на поверхности положителен и проведена оценка его величины при 1000°С.

Исследования выполнены за счёт гранта РНФ (проект № 19-72-30023).

- [1] S. Curiotto et al., Appl. Surf. Sci., 469, 463 (2019).
- [2] S. Sitnikov et al., Surf. Sci., 633, L1 (2015).

## Зарождение и эпитаксиальный рост трехмерных островков Ge на структурированной поверхности Si(100)

Смагина Ж.В.<sup>1</sup>, Зиновьев В.А.<sup>1</sup>, **Рудин С.А.**<sup>1</sup>, Ненашев А.В.<sup>1,2</sup>, Родякина Е.Е.<sup>1,2</sup>, Фомин Б.И.<sup>1</sup>, Двуреченский А.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-74

Исследованы места зарождения и последующего эпитаксиального роста трехмерных островков Ge, формируемых на структурированной поверхности Si(100) в виде массива ямок, создаваемых с использованием электронной литографии и плазмохимического травления в узлах квадратной решетки. Установлено, что расположение мест зарождения наноостровков зависит от формы дна ямок. Для ямок с V-образной формой профиля зарождение и рост наноостровков наблюдается только внутри ямок (рис.1, а). Для ямок с U-образной формой профиля, островки зарождаются по периметру ямки (рис. 1, б). Для установления механизма, определяющего места зарождения трехмерных островков в зависимости от формы дна ямки, была использована разработанная ранее атомистическая модель гетероэпитаксии Ge на Si. Ключевым фактором модели, позволяющим проводить моделирование роста на достаточно больших фрагментах структуры, содержащих сотни тысяч атомов, является эффективный метод учета распределения деформации. Моделирование методом Монте-Карло на основе предложенной модели позволило установить, что различие в местах зарождения островков определяется пространственным распределением упругих деформаций на границе Ge/Si на начальных этапах роста слоя Ge в зависимости от формы ямок. Для ямок с Vобразной формой профиля наиболее релаксированная область Ge (минимум плотности упругой энергии) находится в центре дна, где и происходит зарождение трёхмерных наноостровков Ge. Тогда как для ямок с U-образной формой профиля наиболее релаксированные области смещаются в процессе роста со дна ямок к их краям, что приводит к зарождению островков Ge по их периметру. Работа выполнена за счет средств гранта РФФИ № 16-29-14031.



Рис.1. – СЭМ-изображения пространственно-упорядоченных трёхмерных наноостровков GeSi, полученных осаждением 4 монослоев Ge при температуре 700°C на структурированные подложки Si(100) с рельефом поверхности в виде ямок с: а - V-образной и б - U-образной формой профиля, расположенных в узлах квадратной решётки с периодом 1 мкм. На вставках соответствующие ACM-изображения профилей ямок до осаждения Ge и результаты моделирования.

#### Термическое выглаживание и огрубление поверхности GaAs

**Казанцев Д.М.**<sup>1,2</sup>, Ахундов И.О.<sup>1</sup>, Кожухов А.С.<sup>1</sup>, Шварц Н.Л.<sup>1,3</sup>, Альперович В.Л.<sup>1,2</sup>, Латышев А.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup> Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск,

пр. К. Маркса, 20

DOI 10.34077/Semicond2019-75

Атомно-гладкие поверхности кристаллов необходимы для научных исследований, а также создания наноструктур и полупроводниковых приборов. В работах [1,2] была развита методика получения поверхностей GaAs с атомно-гладкими террасами при отжиге в условиях, близких к равновесию между кристаллом и парами мышьяка и галлия, когда не происходит ни роста, ни сублимации. Эта методика позволяет получать ступенчато-террасированные поверхности GaAs из подложек с малой исходной среднеквадратичной шероховатостью  $\rho \sim 0.1$  - 0.2 нм. Для выглаживания подложек с большей шероховатостью необходимо увеличить температуру отжига, чтобы ускорить массоперенос на поверхности. Однако при высоких температурах  $T \ge 700^{\circ}$ С происходит огрубление поверхности, которое вызвано отклонением условий отжига от равновесия в сторону роста или сублимации и состоит в разрушении регулярной ступенчато-террасированной морфологии, формировании островков или ямок более чем моноатомной высоты и глубины, а также эшелонов ступеней [1]. В работе [3] термическое огрубление поверхности было объяснено обтеканием центров торможения движущимися ступенями. Переход от выглаживания поверхности к огрублению при повышении температуры связан с увеличением отклонения от равновесия с температурой. Задачи данной работы состоят в выяснении влияния эффекта Швёбеля на эшелонирование ступеней при огрублении и в поиске оптимального температурно-временного профиля отжига с учетом высокотемпературного огрубления.

Методики отжига GaAs и измерения рельефа поверхности с помощью атомно-силовой микроскопии описаны в [1,2]. Моделирование эволюции рельефа поверхности проводилось методом Монте-Карло в модели кристалла Косселя с параметрами (энергии активации поверхностной диффузии, латеральной связи, десорбции адатомов), определенными ранее из описания экспериментальной кинетики выглаживания [4]. Известно, что на поверхности без центров торможения ступеней, барьер Швёбеля приводит к эшелонированию ступеней при сублимации, и подавляет эшелонирование при росте. Моделирование показало, что в нашем случае введение барьера Швёбеля способствует образованию эшелонов, окаймляющих центры торможения, и при росте, и при сублимации кристалла. Этот эффект может быть объяснен ослаблением энтропийного отталкивания ступеней при подавлении переноса адатомов между ступенями. Проведена оптимизация температурно-временного профиля отжига. Идею такой оптимизации можно пояснить с помощью двухэтапного выглаживания. На первом этапе выглаживаются крупномасштабные шероховатости при высокой температуре в течение короткого времени, пока не началось эшелонирование ступеней и разрушение регулярной ступенчато-террасированной поверхности. На втором этапе, при более низкой температуре, выглаживаются мелкомасштабные неровности. В работе выполнена оптимизация отжигов с большим количеством этапов и с плавным изменением температуры. Рассмотрен вопрос о том, насколько небольшие отклонения от равновесия влияют на эффективность выглаживания поверхности.

Исследования выполнены за счёт гранта РНФ (проект № 19-72-30023).

- [1] V.L. Alperovich, I.O. Akhundov et al., Appl. Phys. Lett. 94, 101908 (2009).
- [2] I.O. Akhundov, V.L. Alperovich et al., Appl. Surf. Sci. 269, 2 (2013).
- [3] D.M. Kazantsev, I.O. Akhundov, et al., Semiconductors 52, 618 (2018).
- [4] D.M. Kazantsev, I.O. Akhundov et al., Appl. Surf. Sci. 333, 141 (2015).

### Эмиссия электронов из GaAs(Cs,O) в вакуум при переходе от отрицательного к положительному электронному сродству

Журавлев А.Г.<sup>1,2</sup>, **Альперович В.Л.**<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-76

Поверхность *p*-GaAs(Cs,O) с отрицательным эффективным электронным сродством (ОЭС), при котором уровень вакуума лежит ниже дна зоны проводимости в объеме GaAs на  $\chi^* \approx -0.2$  эB, широко используется в различных фотоэмиссионных приборах [1]. Поверхности полупроводников с относительно небольшим положительным эффективным сродством (ПЭС)  $\chi^* \sim 0.2$ -0.4 эВ также вызывают интерес в связи с возможностью повышения эффективности преобразования солнечной энергии за счет использования "фотонно-усиленной термоэлектронной эмиссии" [2]. При ПЭС величина тока фотоэмиссии определяется поверхностным потенциальным барьером, который необходимо преодолеть фотоэлектронам, и вероятностью их выхода в вакуум, которая оказалась сравнительно малой  $P_t \le 10\%$  [3]. В случае ОЭС, потенциальный барьер для выхода фотоэлектронов со дна зоны проводимости в вакуум отсутствует, однако вероятность эмиссии при однократном соударении с поверхностью также мала. При этом большой квантовый выход фотоэмиссии ОЭСфотокатодов (до ~ 50%) обеспечивается, предположительно, захватом электронов в квантоворазмерную подзону в области поверхностного изгиба зон и эмиссией в вакуум благодаря "многократным столкновениям" с поверхностью за время жизни в подзоне [4]. В работе [5], при переходе от положительного сродства ( $\chi^* \approx 0.25$  эВ) к отрицательному ( $\chi^* \approx -0.05$  эВ), экспериментально обнаружена немонотонная зависимость вероятности выхода электронов  $P_t(\gamma^*)$ , с глубоким минимумом  $P_{\rm t} \sim 1\%$  вблизи нулевого сродства, обусловленная, предположительно, сменой механизма эмиссии при таком переходе. В данной работе, с целью уточнения механизмов эмиссии и причины возникновения минимума, а также поиска особенностей, обусловленных прохождением уровня вакуума через двумерные подзоны, зависимость  $P_t(\chi^*)$  была измерена в широком диапазоне изменения сродства (вплоть до  $\chi^* \approx -0.25$  эВ), в эксперименте по обратному переходу от ОЭС к ПЭС. Этот переход осуществлялся при "деградации" оптимально активированного p-GaAs(Cs,O) ОЭСфотокатода путём нанесении избыточного кислорода или цезия. Методика определения вероятности выхода электронов в вакуум по измеренным спектрам квантового выхода фотоэмиссии описана в [3,5]. Установлено, что вероятность выхода монотонно уменьшается при увеличении сродства с  $\gamma^* \approx$  -0.25 эВ до  $\chi^* \approx 0$ . Полученные результаты обсуждаются в рамках известных механизмов эмиссии, с учетом возможного отражения электронов от поверхности с "металлическими" цезиевыми кластерами, а также рассеяния импульса и энергии электронов на границе полупроводникслой (Cs,O)-вакуум. Отсутствие особенностей в  $P_t(\chi^*)$  при прохождении второй подзоны, дно которой лежит, согласно [4], на ~ 20 мэВ ниже дна зоны проводимости в объёме GaAs, связано, возможно, с влиянием флуктуационного потенциала случайно расположенных заряженных центров на поверхности и в области изгиба зон.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 17-02-00815.

- [1] Р.Л. Белл, Эмиттеры с отрицательным электронным сродством, Энергия, М. (1978).
- [2] J.W. Schwede, I. Bargatin, D.C. Riley, et al., Nature Mater. 9, 762 (2010).
- [3] A.G. Zhuravlev, A.S. Romanov, V.L. Alperovich, Appl. Phys. Lett. 105, 251602 (2014).
- [4] Д.А. Орлов, В.Э. Андреев, А.С. Терехов, Письма в ЖЭТФ, 71, 220 (2000).
- [5] А.Г. Журавлев, В.С. Хорошилов, В.Л. Альперович, Письма в ЖЭТФ 105, 645 (2017).

#### Атомная и электронная структура реконструированной поверхности Si(331)

**Жачук Р.А.**<sup>1</sup>, Кутиньо Ж.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Россия

<sup>2</sup> Depertment of Physics & I3N, University of Aveiro, Campus Santiago, 3810-193 Aveiro, Portugal

DOI 10.34077/Semicond2019-77

Высокоиндексные поверхности кремния перспективны для использования в спинтронике, а также широко используются в качестве подложек для выращивания упорядоченно расположенных наноструктур. В этом цикле работ [1-4] с помощью расчетов на основе теории функционала плотности была исследована атомная и электронная структура поверхности Si(331), исследованы её свойства и проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными. Хотя экспериментально поверхность Si(331) была известна более 25 лет, исследована многими методами и было предложено 5 моделей для объяснения её атомной структуры, реальная структура Si(331) все это время оставалась неизвестной из-за её большой сложности, сравнимой со структурой поверхности Si(111)-7×7.

Нами была разработана оригинальная модель реконструированной поверхности Si(331). Модель содержит блоки, упорядоченные идентичные структурные в зигзагообразные цепочки, которые отделены друг от друга изгибающимися димерами, динамически при комнатной температуре. Структурный блок (рис. 1) состоит из пентамера, атомы которого удерживает вместе межузельный атом, и реконструированной области (затененная часть). Пентамеры в реконструированной области упорядочены подобно пентамерам в структуре фуллерена С<sub>20</sub>.

Разработанная модель поверхности Si(331) приводит к очень низкой энергии поверхности, сравнимой с энергией поверхности Si(111)-7×7, что свидетельствует о высокой стабильности поверхности. Изображения сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), рассчитанные на основе



предложенной модели, полностью согласуются с экспериментальными СТМ изображениями этой поверхности, полученными при обеих полярностях приложенного напряжения. Показано, что различие в размерах пентамера в атомной модели и полученных с помощью СТМ вызваны наклоном оборванных связей к нормали поверхности. Такое расхождение в размерах реальных атомных структур и их изображений, полученных с помощью СТМ, необходимо учитывать для корректной интерпретации экспериментальных данных, полученных на любых поверхностях с направленными оборванными связями.

Расчет электронной структуры поверхности Si(331) показал, что в объемной запрещенной зоне Si имеются два широких пика, один вблизи потолка валентной зоны, а другой вблизи дна зоны проводимости в согласии с данными сканирующей туннельной спектроскопии и фотоэлектронной спектроскопии. Найдено, что дырки на поверхности Si(331) преимущественно локализуются на пентамерах с межузельными атомами, а электроны на димерах и атомах реконструированной области, имеющих одну оборванную связь в sp<sup>3</sup>-подобной конфигурации. Величина расчетной запрещенной зоны поверхности составляет 0.58 эВ и полностью согласуется с экспериментальными данными.

- [1] R. Zhachuk, S. Teys, Phys. Rev. B 95, 041412(R) (2017).
- [2] Р. Жачук, Ж. Кутиньо, Письма в ЖЭТФ 106, 322 (2017).
- [3] R. Zhachuk, J. Coutinho, K. Palotás, J. Chem. Phys. 149, 204702 (2018).
- [4] Р. Жачук, Ж. Кутиньо, ЖЭТФ 155, 103 (2019).

# Поверхностные состояния в PbSnTe:In МДП-транзисторе с индуцированным каналом

**Климов А.Э.**<sup>1,2</sup>, Акимов А.Н.<sup>1</sup>, Ахундов И.О.<sup>1</sup>, Голяшов В.А.<sup>1,3</sup>, Горшков Д.В.<sup>1</sup>, Ищенко Д.В.<sup>1</sup>, Сидоров Г.Ю.<sup>1</sup>, Супрун С.П.<sup>1</sup>, Тарасов А.С.<sup>1</sup>, Эпов В.С.<sup>1</sup>, Терещенко О.Е.<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>НГТУ, 630073, Новосибирск, пр-т К. Маркса, 20

<sup>3</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-78

В области х~(0,22-0,28) проводимость узкозонного ( $E_g < 0,07$  эВ) Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te:In может быть близка к собственной с удельным сопротивлением при гелиевых температурах  $\rho > 10^8$  Ом·см [1]. На поверхности таких изолирующих пленок, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, возможно формирование тонких слоев PbSnTe с составами, соответствующими кристаллическому топологическому изолятору (КТИ) [2]. Особый интерес представляют исследования транспортных свойств КТИ, обусловленных дираковскими поверхностными состояниями, которые в PbSnTe:In могут присутствовать на фоне обычных поверхностных локализованных состояний.

Нами впервые исследован PbSnTe:In МДП-транзистор (МДПТ), схематично изображенный на Рис. 1. Применение пленки лавсана в качестве диэлектрика позволило сравнивать свойства одного и того же МДПТ при разных состояниях поверхности. На Рис. 2 в качестве примера приведены затворные характеристики И после обработки до поверхности PbSnTe:In с удалением окислов [3] и осаждением пассивирующего слоя Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Сплошные пунктирные кривые И соответствуют последовательным двум измерениям. Видно, обработка что поверхности привела радикальному к изменению характеристик.

Рассмотрены квазистационарные ВАХ МДПТ режиме токов, ограниченных в пространственным зарядом. Исследованы особенности протекания тока в  $n^+ - i - n^+$  канале МДПТ при скоростях изменения затворного напряжения  $|U'_{gate}| = 2,5 - 250$  В/с и различных зависимостях  $U_{\text{gate}}(t)$ , включая резкую смену его полярности, в условиях освещения МДПТ и отсутствии, в температурном при его



Рис.2. – Затворные характеристики МДПТ до (1) и после (2) обработки поверхности с нанесением на нее слоя  $Al_2O_3$ .

диапазоне T = 4,2 - 25 К. На качественном уровне полученные результаты объясняются экранированием электрического поля затвора как свободными электронами, так и электронами, захватываемыми на ловушки на поверхности, свойства которых зависят от ее обработки. Это необходимо учитывать в дальнейшем при анализе транспорта в КТИ структурах на основе PbSnTe:In.

- Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 17-02-0575а.
- [1] Б.А. Волков и др. УФН, 172, 875 (2002).

[2] Su-Yang Xu et al., Nature Communications, 3, 1192 (2012).

[3] O.E. Tereshchenko et al., J. Vac. Sci. Technol., A17, 2655 (1999).

### Кинетика двумерно-островкового зарождения при субмонослойном осаждении Si и Ge на атомно-чистую поверхность Si(111) и с поверхностными фазами, индуцированными оловом

**Петров А.С.**<sup>1</sup>, Рогило Д.И.<sup>1</sup>, Щеглов Д.В.<sup>1</sup>, Латышев А.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-79

Возможность применения структур на основе твёрдых растворов Si–Ge–Sn в области микро- и фотоэлектроники определяет повышенный интерес к этим материалам [1,2]. Для формирования структурно совершенных границ раздела в данной эпитаксиальной системе требуется глубокое понимание фундаментальных процессов, определяющих зарождение и рост слоёв твёрдого раствора. Актуальными являются вопросы, связанные с изменением кинетики двумерно-островкового (2D) зарождения в процессе осаждения Si и Ge на поверхность Si(111)-(7×7) при повышенных температурах, особенно в присутствии поверхностных фаз, индуцированных осаждением атомарных слоёв Sn.

Методами in situ сверхвысоковакуумной отражательной электронной (CBB OЭM) и ex situ атомносиловой микроскопии исследованы процессы зарождения 2D островков на широких террасах (размерами более 10 мкм) и вблизи атомных ступеней на поверхности Si(111)-(7×7) на начальных стадиях осаждения Ge и Si. Измерены зависимости концентрации 2D островков, зародившихся в центральных областях террас, и ширины зоны обеднения по 2D островкам вблизи атомных ступеней от скорости осаждения и температуры подложки в интервале 500–750<sup>°</sup>C. На основе анализа ширины зоны обеднения показано, что из-за изначально высокой концентрации изломов ступеней, являющихся эффективными стоками для адсорбированных на поверхности частиц, кинетика зарождения 2D островков вблизи ступеней на ранних стадиях осаждения Si и Ge лимитирована исключительно поверхностной диффузией. Для зарождения 2D островков в центре широких террас при эпитаксиальном росте  $Ge/Si(111)-(7\times7)$ , в отличие от роста Si/Si(111)-(7×7) [3], также показана диффузионно-лимитированная кинетика роста, обеспечиваемая пренебрежимо малым энергетическим барьером на встраивание в край 2D островка. Установлено, что в процессе осаждения Ge и Si на поверхность Si(111)-(7×7) при температурах выше 500  $^{\circ}$ C, Ge–Si и Si нанокластеры, состоящие из 7-8 атомов [4], являются основными частицами, осуществляющими массоперенос, тогда как при низких температурах основными частицами являются адатомы. Впервые получена оценка энергии активации диффузии Ge-Si нанокластеров — 1.3-1.4 эВ. В рамках атомистической теории скоростей зародышеобразования [5] определено, что критический зародыш 2D островка вблизи ступеней (для роста Ge и Si) и в центре широких террас (для роста Ge) состоит из  $\geq 18$ нанокластеров.

При осаждении Sn на атомно-чистую поверхность Si(111) при температурах ниже 830 <sup>O</sup>C формируются примесно-индуцированные фазы ( $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ ), ( $2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}$ ) или (1×1) в зависимости от температуры и покрытия Sn [6]. В докладе будет проанализировано влияние этих поверхностных фаз на кинетику двумерно-островкового зарождения на широких террасах при осаждении Si и Ge.

Исследование роста на чистой поверхности Si(111) проведено при поддержке РФФИ (грант № 16-02-00518), в присутствии поверхностных фаз, индуцированных Sn, — при поддержке РНФ (грант № 19-72-30023). Работа выполнена на оборудовании ЦКП «Наноструктуры».

- [1] S. Wirths et al., Prog. Cryst. Growth Charact. Mater, 62, 183 (2016).
- [2] J.-N. Aqua et al., Phys. Rep., 522, 59 (2013).
- [3] D.I. Rogilo et al., Phys. Rev. Lett., 111, 036105-1 (2013).
- [4] B. Voigtländer, Surf. Sci. Rep., 43, 127 (2001).
- [5] J.A. Venables, Philos. Mag., 27, 697 (1973).
- [6] T. Ichikawa, Surf. Sci., 140, 37 (1984).

### Травление поверхности Si(111) при взаимодействии с молекулярным пучком селена

**Пономарев С.А.**<sup>1,2</sup>, Рогило Д.И.<sup>1</sup>, Федина Л.И.<sup>1,2</sup>, Щеглов Д.В.<sup>1</sup>, Латышев А.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-80

Изучение способов синтеза тонких пленок халькогенидов металлов на различных полупроводниковых подложках и их свойств является динамично развивающимся направлением физики конденсированного состояния. Атомы халькогена (Se), адсорбция которых является необходимым этапом подготовки подложки, сильно взаимодействуют с поверхностью кремния и ослабляют ковалентные связи поверхностных атомов Si [1]. При повышенных температурах это приводит к формированию и десорбции молекул SiSe<sub>2</sub> при взаимодействии поверхности Si(111) с

молекулярным пучком Se [2], но эволюция морфологии поверхности в таких условиях до сих пор еще не изучалась.

В данной работе методом in situ сверхвысоковакуумной отражательной электронной микроскопии (СВВ ОЭМ) исследовано взаимодействие молекулярного пучка Se с поверхностью Si(111) при скоростях осаждения до 10 БС/с и температурах подложки в интервале 560-1280°С. В процессе in situ эксперимента наблюдались зарождение двумерных (2D) вакансионных островков и смещение атомных ступеней в направлении вышележащих террас. Эти процессы соответствуют травлению поверхности Si(111) молекулярным пучком Se. Ex situ анализ морфологии поверхности образцов Si(111) атомно-силовой методом микроскопии (ACM) демонстрирует зарождение вакансионных 2D островков на широких террасах и извилистую форму ступеней, взаимодействующих с ними (Рис.1).



Рис.1. – Топографическое ACM изображение поверхности Si(111) после длительного травления (0.067 БС/с, 750°С) и последующего отжига без потока Se при 750°С в течение 10 с.

Методом дифракции быстрых электронов на отражение изучены структурные переходы на поверхности Si(111) при взаимодействии с молекулярным пучком Se. В зависимости от скорости травления поверхности, регистрируемой при 800°С, измерена температура фазового перехода поверхности от сверхструктуры 7×7 к поверхностной примесно-индуцированной фазе 1×1-Se, соответствующей покрытию 0.25 БС Se. Кроме того, измерена зависимость скорости травления кремния, равной потоку десорбирующих молекул SiSe<sub>2</sub>, от температуры данного сверхструктурного перехода  $7 \times 7 \Leftrightarrow 1 \times 1$ -Se. Построена фазовая диаграмма структуры поверхности (1×1-Se, сверхструктура 7×7, либо "1×1" выше 830°С) в зависимости от температуры подложки (530–1250°С) и скорости осаждения Se (до ~1 БС/с). Обнаружено понижение температуры сверхструктурного перехода "1×1"⇔7×7 вблизи 830°С при взаимодействии молекулярного пучка Se с вицинальной поверхностью Si(111) и повышение температуры перехода в центральных областях широких террас.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 18-72-10063) с использованием оборудования ЦКП «Наноструктуры».

[1] S.Q. Wu, Yinghui Zhou, Chemical Physics 382 (2011).

[2] B.N. Dev, J. Thundat, W.M. Gibson, J. Vac. Sci. Technol. A 3 (1985).

### Термодинамические закономерности формирования стабильных Cs - покрытий на поверхностях полупроводников

Бакин В.В.<sup>1</sup>, Косолобов С.Н.<sup>1</sup>, Рожков С.А<sup>1,2</sup>, Шайблер Г.Э.<sup>1,2</sup>, **Терехов А.С.**<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-81

Изучены закономерности формирования оптимальных Cs – покрытий ( $\theta_{Cs}$ \*) на интерфейсах p-GaN(Cs) – и p-GaAs(Cs) - вакуум, обеспечивающих максимальную вероятность выхода фотоэлектронов в вакуум ( $P_e$ ) и её стабильность. Атомарно – чистые поверхности полупроводников получены путём их предварительной химической очистки в инертной атмосфере и последующего прогрева в сверхвысоком вакууме. Эксперименты проводились в экстремально высоком вакууме, благодаря которому адсорбция остаточных газов на Cs – покрытиях во время измерений была пренебрежимо мала. Измерялись спонтанные изменения  $P_e(t)$  и энергетических распределений



эмитированных фотоэлектронов  $(\mathbf{n}_{e}(\mathbf{t}, \boldsymbol{\varepsilon}_{lon}))$  во время прерываний Cs потока, вызванные самопроизвольными изменениями атомной структуры интерфейсов. Анализ результатов позволил разделить изменения P<sub>e</sub>(t), вызванные как изменениями его энергетической диаграммы, так И изменениями вероятности рекомбинации выходящих в вакуум фотоэлектронов. Мы экспериментально показали, что  $P_e(t)$  для интерфейса p-GaN(Cs) – вакуум при  $\theta_{Cs} = \theta_{Cs}^*$ стабильна во времени. С другой стороны, прерывания

Cs – потока при  $\theta_{Cs} < \theta_{Cs}^*$  и при  $\theta_{Cs} > \theta_{Cs}^*$  вызывали спонтанные уменьшения и увеличения  $P_e(t)$ , соответственно. Результаты измерений показаны на рисунке. Предложена термодинамическая модель [1], объясняющая спонтанные уменьшения  $P_e(t)$  во время прерываний Cs – потока при  $\theta_{Cs} < \theta_{Cs}^*$ объединением подвижных Cs – атомов в частично – упорядоченные двумерные Cs – кластеры, уменьшающие удельную свободную энергию изучаемого интерфейса (g). Спонтанные увеличения  $P_{e}(t)$  во время прерываний Cs – потока при  $\theta_{Cs} > \theta_{Cs}^{*}$  мы объяснили десорбцией избыточных подвижных Cs – атомов с поверхности оптимального Cs – покрытия, одновременно снижающей как g изучаемого интерфейса, так и его удельную энтропию (s). Стабильность максимальной величины Ре для интерфейса p-GaN(Cs) – вакуум при  $\theta_{Cs} = \theta_{Cs}^*$  мы объяснили формированием на Ga – стабилизированной поверхности р - GaN – слоя частично – упорядоченной Cs – фазы, снизившей g и s – интерфейса до минимальных значений. Спонтанные изменения  $P_e(t)$  и  $n_e(t, \varepsilon_{lon})$  - распределений для интерфейса p-GaAs(Cs) – вакуум во время прерываний Cs – потока как при  $\theta_{Cs} < \theta_{Cs}^*$ , так и при  $\theta_{Cs} > \theta_{Cs}^*$ , оказались «похожими» на показанные на рисунке, но  $P_e(t)$  при  $\theta_{Cs} = \theta_{Cs}^*$  слабо изменялась со временем. Нестабильность  $P_e(t)$  интерфейса p-GaAs(Cs) – вакуум при  $\theta_{Cs} = \theta_{Cs}^*$  мы предположительно объяснили взаимодействием Cs – атомов с избыточными As – или Ga – атомами, оставшимися на поверхности p-GaAs – слоя после его термической очистки. Дело в том, что цезий образует химические соединения как с галлием, так и с мышьяком. Поэтому небольшие изменения  $P_{e}(t)$  интерфейса p-GaAs(Cs) –вакуум при  $\theta_{Cs} = \theta_{Cs}^{*}$  могут быть вызваны формированием этих соединений. Атомная структура интерфейса при этом изменяется, вызывая изменения его электронных свойств. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 19-02-00517).

[1] В.В. Бакин и др., Письма в ЖЭТФ, 108,180 (2018).

# Вклад эффекта Штарка в формирование спектра электронных состояний интерфейса р – GaN(Cs,O) – вакуум

Бакин В.В.<sup>1</sup>, Косолобов С.Н.<sup>1</sup>, Рожков С.А.<sup>1,2</sup>, Шайблер Г.Э.<sup>1,2</sup>, Терехов А.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-82

В [1] теоретически показано, что максимальная напряжённость электрического поля в приповерхностной области пространственного заряда сильнолегированных p-GaN – слоёв может быть достаточно велика и вызывать появление нового типа поверхностных состояний, индуцированных «поверхностным» эффектом Штарка (ПЭШ) на приповерхностных атомах полупроводника. В данной работе мы показали, что ПЭШ действительно существует и даёт заметный вклад в фотоэмиссионные свойства p - GaN(Cs,O) - фотокатодов. Для обнаружения ПЭШ мы изготовили три полупрозрачных <math>p - GaN(Cs,O) - фотокатода, в которых <math>p - GaN - слои освещались через подложку. Концентрации магния в этих слоях были примерно одинаковы и близки к ~ 10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup>, а их толщины (d) существенно различались. Фотокатоды были «встроены» в планарные фотодиоды,

позволившие измерить не только спектры их квантовой эффективности (QE), но и энергетические распределения эмитированных фотоэлектронов. Мы установили, что приповерхностный изгиб зон в этих слоях достигал ~2.5 эВ, так что акцепторы вблизи поверхности были ионизированы И электрическое достигало поле  $\sim 10^6$  В/см. Спектры  $QE(\hbar\omega),$ измеренные при температуре 300 К на фотокатодах с разными d, показаны на рисунке. Положение ширины запрещённой зоны (є<sub>2</sub>) р - GaN обозначено на рисунке вертикальной стрелкой. Из рисунка следует, что QE(ħω) каждого



фотокатода быстро возрастает с увеличением hω и достигает локального максимума (ЛМ) при hω вблизи є<sub>g</sub>. Различия положений ЛМ в разных фотокатодах относительно є<sub>g</sub> обусловлены небольшими различиями механических напряжений в p – GaN – слоях. Из рисунка следует, что относительная амплитуда максимумов в спектрах QE заметно уменьшается с уменьшением d. Важная «особенность» ЛМ состоит в том, что они не наблюдаются в p – GaN(Cs,O) – фотокатодах, освещаемых со стороны эмитирующей поверхности. Возникновение ЛМ в спектрах QE полупрозрачных GaN(Cs,O) фотокатодов мы объяснили следующим образом. Принято считать, что спектр QE р - GaN(Cs,O) фотокатода при  $\hbar\omega \leq \epsilon_g$  определяется, в основном, фотоэлектронами, возбуждёнными из хвоста плотности состояний валентной зоны в объёме сильнолегированного р – GaN – слоя. Из [1] следует, что при приближении ћо к є значительный вклад в QE(ћо) могут давать фотоэлектроны, возбуждаемые с поверхностных состояний, индуцированных ПЭШ. Если ΟΕ(ħω) измеряется путём освещения эмитирующей поверхности фотокатода, то вклады фотоэлектронов из хвоста плотности состояний валентной зоны и из ПЭШ – индуцированных состояний суммируются и разделение их вкладов в полный фототок невозможно. Если QE(ħω) измерять при освещении фотокатода с тыльной стороны, то при приближении ħω к ε<sub>g</sub> значительная часть фотонов будет поглощаться в объёме p – GaN – слоя и не давать вклада в «ПЭШ – индуцированную» фотоэмиссию. Поэтому QE(ħw) будет уменьшаться с увеличением  $\hbar\omega$  при  $\hbar\omega > \epsilon_g$  и это уменьшение будет возрастать с увеличением d.

[1] P. Kempisty and S. Krukowski, J. Appl. Phys., 112, 113704 (2012).

# Массивы диэлектрических частиц SiGe и Ge на несмачиваемых поверхностях Si и SiO<sub>2</sub>

Шкляев А.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13 <sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-83

Массивы диэлектрических частиц могут создавать покрытия поверхностей для целеноправленного манипулирования падающим светом, когда его длина волны  $\lambda$  и размер частиц d удовлетворяют соотношению  $\lambda \sim nd$ , где n - показатель преломления. При таких условиях в частицах возникают электрические и магнитные резонансы. Для видимой и ближней ИК областей спектра перспективными материалами для таких частиц является Ge и Si с показателем преломления более 4. Было установлено, что осаждение Ge на поверхности SiO<sub>2</sub> приводит к зарождению частиц Ge без

образования смачивающего слоя [1]. Процесс несмачиваемости проявил себя как один из наиболее простых и эффективных способов получения массивов частиц. Ранее проводились исследования по осаждению сравнительно малых покрытий Ge (толщины до 10 нм) для получения частиц Ge нанометрового размера с целью изучения квантово-размерных эффектов. В данной работе нами исследован процесс образования частиц Ge субмикронного размера на SiO<sub>2</sub> при отжигах слоёв Ge толщиной до 100 нм (Рис. 1) и определены его механизмы в зависимости от температуры отжиге и толщины слоя Ge.



Рис.1. – СЭМ-изооражение частиц Ge, полученных на SiO<sub>2</sub> за счёт несмачиваемости.

Несмачивающие свойства чистых поверхностей Si по отношению к слоям SiGe обнаружены нами недавно [2,3]. В этом случае процесс несмачиваемости характеризуется двумя особенностями. В зависимости от скорости осаждения Ge и температуры подложки он может приводить к образованию как массива упорядоченных частиц SiGe, так и массива неупорядоченных компактных частиц размером до 3 мкм с геометрическим фактором до 1. Нами исследован механизм образования таких частиц с точки зрения нестабильности слоя SiGe на поверхностях кремния и показано, что образование упорядоченных частиц происходит в результате спинодальной несмачиваемости, тогда как частицы с большим геометрическим фактором зарождаются под действием неоднородности поверхностного слоя по химическому составу и упругим напряжениям.

Исследования, проведённые с помощью комбинационного рассеяния света с высоким пространственным разрешением в плоскости поверхности образца, показали, что полученные массивы частиц обладают свойствами метаповерхностей. В частности, наблюдалось значительное усиление интенсивности электромагнитного поля под частицами [4]. Этот эффект может быть результатом возбуждения резонансов Ми. Измеренные спектры отражения и пропускания света в ближней ИК-области спектра показали, что образцы, покрытые частицами SiGe и Ge субмикронного размера, обладают хорошими антиотражающими свойствами. Их использование может найти применение для увеличения эффективности фотоэлектронных преобразователей различного назначения.

Работа проводилась при финансовой поддержке РНФ, грант №19-72-30023.

- [1] A.A. Shklyaev, M. Ichikawa, Surf. Sci., 514, 19 (2002).
- [2] A.A. Shklyaev, A.E. Budazhapova, Appl. Surf. Sci., 360, 1023 (2016).
- [3] A.A. Shklyaev, A.E. Budazhapova, Thin Solid Films, 642, 345 (2017).
- [4] V. Poborchii, et al., Appl. Phys. Express, 10, 125501 (2017).

#### Прецизионная эллипсометрическая диагностика полупроводниковых материалов и структур с субнанометровым разрешением

Рыхлицкий С. В.<sup>1</sup>, **Спесивцев Е. В.**<sup>1</sup>, Швец В. А.<sup>1,2</sup>, Кручинин В.Н.<sup>1</sup>, Иванов Е.К.<sup>1</sup>, Якушев М.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-84

В настоящее время для полупроводниковых нанотехнологий эллипсометрия является общепринятым аналитическим средством исследования тонкопленочных слоистых наноструктур и свойств чистой поверхности и широко применяется в физическом эксперименте. Целью настоящего сообщения является представление основных результатов в области приборного оснащения экспериментальной эллипсометрии, полученных за последнее десятилетие в ИФП СО РАН.

В институте разработан и запатентован ряд оригинальных статических фотометрических измерительных схем эллипсометров, которые были положены в основу всей приборной линейки эллипсометрической аппаратуры последнего поколения.

В отличие от классической фотометрической схемы статическая оказывается нечувствительна к колебаниям интенсивности источника света. Благодаря отсутствию вращения элементов в процессе измерения и модуляции сигнала, удалось получить высокое быстродействие измерительного тракта и высокое отношение сигнала к уровню шума. При этом схемы позволяют работать при слабой интенсивности зондирующего пучка. Перечисленные особенности открывают широкие возможности применения статических схем в эллипсометрах самого различного функционального назначения.

Эллипсометрия временного разрешения. Этот вид диагностики обеспечивает высокую точность и быстродействие проведения измерений. Минимальное время измерения - десятки микросекунд, а оптимальное, при котором достигается чувствительность измерений поляризационных углов на уровне 0,003°, составляет 1 мс. Такие возможности метода позволяют исследовать быстропротекающие процессы адсорбции/десорбции, роста/травления слоев, высокотемпературных нагревов и другие.

Спектральная эллипсометрия. Основная область ее применения: измерение спектров оптических постоянных и спектральных характеристик различных материалов, анализ сложных слоистых наноструктур, характеризация сверхчистой поверхности, а также высокоинформативный мониторинг быстропротекающих процессов непосредственно в технологических ростовых установках.

Эллипсометрия пространственного разрешения. Данное направление предназначено для проведения эллипсометрических измерений микрообъектов и различного типа поверхностных структур с высокой степенью локализации элементов и разделяется на сканирующую и отображающую эллипсометрию.

Многочисленные результаты экспериментальных исследований различных полупроводниковых материалов, наноструктур и физико-химических процессов, демонстрируют высокую точность, чувствительность и информативность разработанной аппаратуры. В сочетании с такими своими свойствами как неразрушаемость и дистанционность проведения измерений, эллипсометры эффективно используются в качестве аналитических средств прецизионной нанометрии и позволяют решать широкий круг задач, возникающих как при научных исследованиях, так и в пооперационном контроле в тонкопленочных полупроводниковых нанотехнологиях.

84

## Релаксация напряжений при понижении плотности сверхструктурной фазы в нанослоях Ge

Тийс С.А., Труханов Е.М.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-85

Широкое распространение метода молекулярно лучевой эпитаксии привело к появлению целого ряда искусственных наноматериалов с чередующимися слоями, имеющими различные параметры кристаллической решетки. Релаксация напряжений в таких системах происходит как за счет пластической (введение дислокаций несоответствия), так и в результате упругой деформации тонких пленок. На начальных стадиях формирования гетеросистем упругая релаксация, как правило, происходит из-за специфической формы срастающихся островков.

В нашей работе на примере системы Ge-Si(111) продемонстрирован новый механизм релаксации посредством перехода (см. рис.1) от сравнительно плотной поверхностной структуры нанопленки Ge (7x7) к более «рыхлой» структуре (5x5). Сплошной слой Ge формируется в процессе латерального разрастания и последующего слияния 2D островков Ge. На начальной стадии образования слоя Ge подавляющее большинство псевдоморфных островков представляют собой

трехбислойные нанокристаллы с поверхностной структурой (7x7),характерной для чистой равновесной поверхности Si(111). По мере разрастания островков под воздействием напряжений несоответствия -  $\sigma_{\rm H}$  на их поверхности наблюдается фазовый переход структуры (7х7) в (5х5). Как



Рис.1. – Изменение структуры поверхности нанопленки Ge на Si(111) под действием напряжений несоответствия  $\sigma_{H}$ : (a) и (б) – изображения СТМ поверхностных фаз 7x7 и 5x5 соответственно; (в) и (г) – схематичное изображение поперечного сечения пленки Ge со структурами 7x7и 5x5. Размеры заштрихованных плошадей пропорциональны количеству атомов в неполных монослоях поверхностных структур по сравнению с объемом кристалла.

показывают расчеты, образование менее плотной фазы (5х5) сопровождается изменением величины сжимающих нормальных напряжений нанопленки Ge от  $-5.9 \cdot 10^9$  до  $-3.9 \cdot 10^9$  H/м<sup>2</sup>.

В работе установлен новый, ранее неизвестный в физике конденсированного состояния, вариант релаксации σ<sub>н</sub>. Природа процесса релаксации не обусловлена упругими или пластическими свойствами гетеросистем. Она связана с различной плотностью поверхностных фаз, участвующих в протекании фазового перехода. Для гетеросистемы Ge-Si(111) на стадии формирования новой кристаллической фазы (5х5) в результате упорядоченного массопереноса увеличивается количество комплексов вершинах вакансионных В элементарных ячеек ромбической формы, распространяющихся на глубину трех атомных слоев. Увеличение числа вакансии в кристаллической пленке обусловливает понижение плотности материала. Чем меньше толщина нанопленки, тем более отчетливо проявляется этот вариант релаксации.

#### Кинетика отражения слоя квантовых ям с диэлектрическим зеркалом в ближней ИК области

**Ледовских** Д.В.<sup>1</sup>, Борисов Г.М.<sup>1,2</sup>, Гольдорт В.Г.<sup>1</sup>, Ковалёв А.А.<sup>1</sup>, Рубцова Н.Н.<sup>1</sup> Преображенский В.В.<sup>1</sup>, Путято М.А.<sup>1</sup>, Семягин Б.Р.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-86

Фемтосекундные импульсы лазерного излучения используются во многих областях науки и техники. Получившим мировое признание подходом к генерации фемтосекундных импульслв является метод синхронизации продольных мод лазера с применением полупроводниковых зеркал с

насыщающимся поглотителем на основе квантоворазмерных структур [1]. К таким зеркалам предъявляются требования высокого оптического качества и механической прочности. Для полупроводниковых отражателей пара GaAs/AlAs – хороший выбор, однако разность коэффициентов поглощения невелика, поэтому необходимо использовать более 20 пар слоёв λ/4 [2-4]. В данной работе отражатель изготовлен из нескольких пар диэлектрических слоёв окислов циркония и кремния (это решение экономичнее, чем изготовление отражателя из сверхчистых веществ). Спектр отражения (Рис.1) имеет ширину около 250 нм. Стрелкой указана центральная длина волны

лазерного излучения. Уровень насыщаемого поглощения здесь около 40%. Стойкость по отношению к высоким интенсивностям рабочего излучения – важный параметр зеркал с насыщающимся поглощением. Исследование кинетики отражения методом «накачка-зондирование» [5]

диэлектрических зеркал с насыщающимся поглотителем из набора квантовых ям показало устойчивость вплоть до интенсивностей 2,7 ГВт/см<sup>2</sup> рабочего излучения (Рис.2). Скорость восстановления линейного отражения зеркала (быстродействие) ограничивает допустимую частоту следования фемтосекундных импульсов, и поэтому также является важным параметром. В данной работе получено время восстановления линейного отражения на уровне 2 пс. Кинетика отражения при высоких интенсивностях складывается из экситонной составляющей со временем ионизации экситонов фотогенерированных электронов с характерным 0,4 пс, временем установления квазиравновесия 0,8 пс и электронноco временем дырочной рекомбинации 2.1пс. Такое





быстродействие позволяет надеяться на получение фемтосекундных импульсов в ближней ИК области с частотой следования 500 МГц.

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] Г.М. Борисов и др., ПТЭ, № 1, 87 (2018).

#### Исследование структурных модификаций композитных слоев с Ge нанокластерами оптическими методами

Азаров И.А.<sup>1,2</sup>, Астанкова К.Н.<sup>1</sup>, Горохов Е.Б.<sup>1</sup>, Володин В.А.<sup>1,2</sup>, Гаврилова Т.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-87

В работе изучается композитный материал – гетерослои GeO<sub>2</sub>{Ge-HK}, состоящие из матрицы диэлектрика  $GeO_2$  с внедренными в нее нанокластерами (НК) Ge. Гетерослои  $GeO_2$  (Ge-HK) получали путем осаждения пересыщенных паров GeO с последующим распадом твердого монооксида германия в проточном реакторе. Структурные модификации гетерослоев GeO<sub>2</sub>{Ge-HK} (напр. лазерные обработки, отжиг и т.д.) радикально преобразуют их электрон-фононную подсистему, порождая различные эффекты: резонансное комбинационное рассеяние света, возникновение ФЛ при комнатной температуре. Одной из таких модификаций гетерослоев GeO<sub>2</sub>{Ge-HK} было вытравливание матрицы GeO<sub>2</sub> в деионизованной воде или плавиковой кислоте (HF). При этом освободившиеся Ge-HK агломерируют, формируя на подложке высокопористое покрытие. Тонкие (до 200 нм) и толстые (400-1500 нм) гетерослои GeO<sub>2</sub>{Ge-HK} исследовали до и после травления, применяя спектроскопию комбинационного рассеяния света (КРС), сканирующую и спектральную эллипсометрию, сканирующую электронную микроскопию (СЭМ).

По данным КРС-спектроскопии размеры Ge нанокристаллов после удаления матрицы GeO<sub>2</sub> уменьшались с 6-7 нм до 4-5 нм за счет окисления на воздухе. Сканирующая эллипсометрия позволила определить оптические константы гетерослоев GeO<sub>2</sub>{Ge-HK}, которые были постоянны как в латеральном направлении, так и вглубь плёнки при существенном изменении толщины плёнки от 0 до 1500 нм. После вытравливания матрицы GeO2 происходило резкое снижение показателей преломления и поглощения в тонких слоях. Степень усадки толщины гетерослоя GeO<sub>2</sub>{Ge-HK} после травления достигала 20 - 30 % на разных участках пленки. При хранении на воздухе толщина сформированного слоя аморфного пористого Ge в течение 2 суток увеличилась на 1-10 %. Используя данные спектральной эллипсометрии и расчеты оптических констант по модели Бруггемана, была определена пористость слоев, состоящих из аморфных или кристаллических нанокластеров Ge и воздушных пор. Степень пористости составила 70 - 80 %.

На основе данных эллипсометрии, КРСспектроскопии, электронной микроскопии сложилось представление, что при травлении тонких гетерослоев GeO<sub>2</sub>{Ge-HK} (до 200 нм) образуется сплошной каркас из Ge наночастиц. При вытравливании матрицы GeO<sub>2</sub> из толстого гетерослоя GeO<sub>2</sub>{Ge-HK} (до 500 нм) за счет выхода внутренних механических напряжений, запускается процесс трещинообразования в пленке. Поверхность сформированных участков пленки представляла собой неупорядоченный массив Ge наночастиц, тогда как в ее объеме образуются вертикально упорядоченные цепочки из нанокристаллов германия (рис. 1). Механизм образования подобных цепочек пока не



Рис. 1. – СЭМ-изображение поверхности и поперечного среза толстых (до 500 нм) гетерослоев GeO<sub>2</sub>{Ge-HK} после вытравливания матрицы GeO<sub>2</sub>.

ясен, но они представляют большой интерес для современной фотоники.

### Свойства анодных слоев, сформированных на поверхности InAlAs(001) в таунсендовской газоразрядной плазме

Аксенов М.С., Валишева Н.А., Ковчавцев А.П., Гутаковский А.К. ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

DOI 10.34077/Semicond2019-88

Пассивация поверхности полупроводников III-V диэлектрическими слоями является одним из основных процессов при изготовлении различных приборных структур на их основе. InAlAs является перспективным материалом для создания транзисторов с высокой подвижностью электронов и микроволновых фотоприемников. Анодные оксидные слои на InAlAs и high-k диэлектрики, используемые в настоящее время в качестве затворного и пассивирующего диэлектрических слоев, обеспечивают на границе раздела с полупроводником высокую плотность электронных состояний (~ $10^{12}$  эВ<sup>-1</sup>см<sup>-2</sup> или более) [1-3].

Одним из методов пассивации поверхности, который позволяет значительно уменьшить величину плотности состояний (D<sub>it</sub>) на границе раздела анодный оксид (AO)/III-V, по аналогии с границей раздела SiO<sub>2</sub>/Si, является модификация анодного слоя галогенами (хлор, фтор). Образование фторсодержащего анодного оксида (ФАО) на поверхности InAs путем электролитического окисления [4] или сухого окисления в таунсендовской газоразрядной плазме (ТГП) [5] позволяет резко уменьшить  $D_{it}$  до  $5 \times 10^{10}$  эВ<sup>-1</sup>см<sup>-2</sup> (77 K) на границе раздела SiO<sub>2</sub>/InAs. Эффект значительного уменьшения  $D_{it}$  наблюдался также при окислении во фторсодержащей плазме поверхности GaAs [6].

В данной работе проведено исследование процесса окисления поверхности InAlAs(001) новым способом с использованием таунсендовской газоразрядной плазмы смеси газов  $O_2$ , CF<sub>4</sub>, Ar при комнатной температуре. Описаны конструкция установки и принципиальная схема окисления. На основе изучения кривых Пашена и ВАХ разряда определены параметры окисления InAlAs (давление газовой смеси и напряжение на разрядном промежутке при различных соотношениях CF<sub>4</sub>/O<sub>2</sub>), обеспечивающие латеральную однородность горения и минимальную энергию ионов плазмы. Методом ACM показано, что окисление при оптимальных режимах не влияет на морфологию и шероховатость поверхности. Изучены кинетические закономерности роста слоев. Методом эллипсометрии показано, что скорость окисления определяется соотношением  $O_2/CF_4$ .

Изучение методом РФЭС химического состава слоев, выращенных при различных соотношениях O<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>, показало, что слои без фтора состоят, в основном, из оксидов элементов полупроводника (In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, As<sub>2</sub>O<sub>3</sub>). Введение 10% CF<sub>4</sub> в состав окислительной среды приводит к образованию оксифторидов In, Al и As с соотношением O/F>>1. Анализ ВРЭМ-изображений границы раздела AO/InAlAs показал, что граница характеризуется резким переходом аморфный слой/полупроводник, а также высокой гладкостью (шероховатость не превышает 1-2 монослоя). Формирование анодного слоя во фторсодержащей ТГП приводит к увеличению шероховатости границы раздела примерно в два раза. Анализ ВФХ Au/SiO<sub>2</sub>/InAlAs МДП-структур показал, что окисление поверхности InAlAs в ТГП в среде без фтора перед осаждением SiO<sub>2</sub> приводит к уменьшению D<sub>it</sub> вблизи середины запрещенной зоны. Фторсодержащий анодный подслой на границе раздела SiO<sub>2</sub>/InAlAs приводит к закреплению уровня Ферми ниже середины запрещенной зоны.

- [1] B. Brennan et al. Appl. Phys. 114 (2013) 104103.
- [2] H. Guan et al. Chin. Phys. B, 24 (2015) 126701.
- [3] L.-F. Wu et al. J. Appl. Phys. 54 (2015) 110303.
- [4] G. L. Kuryshev et al. Semiconductors 35 (2001) 1063.
- [5] M.S. Aksenov et al. Appl. Phys. Lett. 107 (2015) 173501.
- [6] R.K. Ahrenkiel et al. J. Vac. Sci. Technol. 21 (1982) 434.

### Моделирование методом Монте-Карло структуры поверхности эпитаксиального слоя Si, выращенного в условиях МЛЭ

Арапкина Л.В.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-89

Представленная работа посвящена исследованию структурных свойств поверхности эпитаксиальных слоев Si, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) в режиме роста step-flow. Методом сканирующей туннельной микроскопии изучено строение поверхности слоев Si, выращенных на Si(001) с углами наклона от 0.12° до 0.9° в направлении [110]. Установлено, что по-мере увеличения угла наклона поверхности подложки Si(001) на поверхности эпитаксиального слоя Si наблюдается переход от структуры с преобладающими Тb террасами к структуре с равными по ширине террасами [1]. Методом Монте-Карло проведено моделирование процесса роста. Модель основана на допущении о влиянии полей упругих напряжений, возникающих на поверхности Si(001) [2], на проницаемость моноатомных ступеней. Проницаемость ступени определяет возможность перехода атома через край ступени без встраивания в нее. В равновесных условиях релаксация полей упругих напряжений способствует формированию на поверхности террас равной ширины. Известно, что поверхность Si(001) сформирована моноатомными ступенями двух типов: S<sub>a</sub> и S<sub>b</sub> [1]. Строение, энергии образования этих ступеней различны, что приводит к разной скорости их продвижения во время роста [3,4] и должно бы было способствовать формированию двухатомных ступеней типа Db. Согласно экспериментальным данным формирование ступеней типа D<sub>b</sub> наблюдается при больших значениях углов разориентации Si(001) [5]. В исследуемом диапазоне углов наклона ростовая поверхность образована моноатомными ступенями. В условиях роста стабильная структура ростовой поверхности (постоянная ширина террас) поддерживается за счет одинаковой скорости продвижения моноатомных ступеней S<sub>a</sub> и S<sub>b</sub> типа. В модели предполагается, что влияние полей упругих напряжений на ширину моноатомных террас зависит от угла наклона поверхности Si(001). Чем он меньше, тем более вероятным становится процесс формирования террас разной ширины. Равная скорость продвижения соседних моноатомных ступеней поддерживается изменением ИХ зависимости от расстояния проницаемости В между НИМИ. Результаты моделирования подтверждаются данными СТМ исследования. Исследуемые образцы выращивались методом МЛЭ на установке Riber EVA 32 при температуре 650°С в режиме роста step-flow. СТМ исследования проводились при помощи микроскопа GPI-300, присоединенного к ростовой камере через высоковакуумный шибер. В ходе исследования образцы на воздух не выносились.

[1] D.J. Chadi, Phys.Rev.Lett. 59(4) 1691 (1987).

[2] O.L. Alerhand, D. Vanderbilt, R.D. Meade, and J.D. Joannopoulos, Phys. Rev. Lett. 61, 1973 (1988).

[3] H.J. Zandvliet, Rev. Mod. Phys. 72 (2) 593 (2000).

[4] Y.-W. Mo, B.S.Swartzentruber, R.Kariotis, M.B.Webb, and M.G.Lagally, Phys. Rev. Lett. 63(21), 2393 (1989).

[5] B.S. Swartzentruber, N. Kitamura, M.G. Lagally, and M.B.Webb, Phys. Rev. B 47,13432 (1993).

## Пассивирующие и термодесорбционные свойства теллура на поверхности PbSnTe

**Ахундов И.О.**<sup>1,2</sup>, Голяшов В.А.<sup>1,2</sup>, Ищенко Д.В.<sup>1</sup>, Климов А.Э.<sup>1,3</sup>, Супрун С.П.<sup>1</sup>, Тарасов А.С.<sup>1</sup>, Терещенко О.Е.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13 <sup>2</sup>НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup>НГТУ, 630073, Новосибирск, пр-т К. Маркса, 20

DOI 10.34077/Semicond2019-90

В настоящее время возвращается интерес к полупроводниковому соединению Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te (COT) в связи с проявлением этим соединением новых электронных свойств, так называемого, кристаллического топологического изолятора (КТИ). Для изучения свойств ТИ важны структурное совершенство и чистота поверхности. Поверхность СОТ приготавливается сколом или эпитаксиальными методами. Во втором случае измерения проводятся *in situ* непосредственно после роста [1] или переносятся в аналитическую камеру с применением защитного слоя [2], предотвращающего контакт образца с атмосферой. В качестве покрытия может применяться теллур, впоследствии десорбирующийся при прогреве в аналитической камере. На данный момент термодесорбционные свойства теллура с поверхности СОТ изучены неполно.

Целью данной работы было изучение пассивирующих и термодесорбционных свойств теллура на поверхности СОТ. В процессе достижения данной цели был выполнен ряд задач. Во-первых, была изучена термодесорбция собственных оксидов с поверхности СОТ. Измерение поверхности при последовательном нагреве проводилось методом дифракции быстрых электронов (ДБЭ). Показано, что аморфный слой оксида десорбируется при температурах около 380 °C. Данная температура связана с десорбцией СОТ, поэтому отжиг приводит к ухудшению рельефа и деградации поверхности.



Во-вторых, были проведены исследования по термодесорбции слоя теллура с поверхности СОТ. После роста пленка СОТ покрывалась слоем элементного теллура (Te<sup>0</sup>) толщинами более 3 нм температуре. В при комнатной рентгеновских фотоэлектронных спектрах (РФЭС) помимо основного пика оксида теллура (TeO<sub>2</sub>) и Te<sup>0</sup> были заметны слабые пики, соответствующие объемным компонентам Sn и Te. Анализ РФЭ спектров показал, что нанесение слоя теллура позволяет избежать окисления СОТ при нахождении образца на атмосфере около суток. Нагрев до 250 °C в аналитической камере приводил к десорбции элементного теллура, в то время как TeO<sub>2</sub> на

поверхности сохранялся. Даже после прогрева при температуре 350 °C оксид теллура присутствовал на поверхности (рис. 1), тогда как прогрев при температурах более 380 °C критичен для поверхности. Поэтому методика пассивации теллуром и перенос в аналитическую камеру была модернизирована. Непосредственно перед загрузкой в атмосфере азота, с целью удаления оксида  $TeO_2$ , проводилась химическая обработка образцов в растворе HCl в изопропиловом спирте (HCl-*iPA*). Третья задача состояла в исследовании состава пассивироной теллуром поверхности COT после химической обработки и при последующих прогревах. Показано, что при обработке в HCl-*iPA* поверхность очищается от оксида  $TeO_2$ , с сохранением слоя элементного теллура. Прогрев при температурах выше 250 °C приводит к десорбции элементного теллура, приводя поверхность к исходному постростовому состоянию с реконструкцией (1x1).

[1] H. Guo et al., APL Mat. 2, 056106, (2014)

[2] K. Hoefer et al., AIP Advances 5, 097139, (2015)

### О сублимации Ge при высокотемпературном осаждении Ge на Si Будажапова А.Е.<sup>1</sup>, Шкляев А.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-91

Массивы микронных островков Ge на подложках Si, образующиеся в результате явления несмачиваемости при высокоскоростном осаждении Ge в диапазоне температур от 800 до 950 °C, представляют большой интерес для применения в оптоэлектронике. В предшествующих работах нами была получена [1] и затем расширена [2] модель для описания механизма роста таких структур. При этом в расчётах полагалось, что весь осаждаемый Ge остаётся на поверхности подложки и участвует в формировании морфологии её поверхности (т. е. считалось, что коэффициент прилипания  $\eta$ =1). Однако при высокотемпературном осаждении могут происходить процессы, приводящие к уменьшению количества Ge, остающегося на подложке. Такими процессами могут являться отражение от поверхности части падающих атомов Ge ( $\eta$ <1), сублимация атомов Ge, а также их диффузия в подложку Si. Важно выяснить, какое влияние оказывают первые два процесса на количество Ge, остающегося в подложке. В данной работе проводилось исследование сублимации атомов Ge.

Нами проводилось исследование воздействия высокотемпературного отжига на слои Ge толщиной около 60 нм, выращенные при сравнительно низких температурах (~ 350 °C) на подложках Si(100) и Si(111). Высокотемпературные отжиги проводились при 900 °C в высоковакуумной печи при давлении остаточных газов ~  $1 \times 10^{-7}$  Topp. Установлено, что при увеличении времени отжига t сначала наблюдается увеличение толщины поверхностного слоя, содержащего Ge, а затем его утоньшение [Puc. 1(a)]. Это может происходить за счёт сублимацией Ge, а также взаимной диффузии Ge и Si. Для исключения последней производился отжиг 60 нм Ge на подложке Si покрытой плёнкой SiO<sub>2</sub>. Обнаружено, что при малых t толщина слоя Ge не меняется [Puc. 1(б)]. На СЭМ-изображениях поверхности при  $t \ge 30$  минут наблюдалось появление участков без Ge. При этом происходило уменьшение количества Ge на поверхности SiO<sub>2</sub>, вероятно, за счёт реакции Ge + SiO<sub>2</sub>  $\rightarrow$  SiO + GeO. Таким образом, установлено, что сублимация Ge при 900 °C является несущественной, а изменения в поверхностном слое в структурах Ge/Si происходят в результате взаимной диффузии атомов Ge и Si.



Рис. 1. – Зависимость толщины слоя Ge от времени отжига при  $T_{anneal} = 900$  °C: (a) отжиг 60 нм Ge на Si(100) и Si(111), (б) отжиг 60 нм Ge, нанесённого на слой SiO<sub>2</sub> толщиной 1 мкм.

Работа проводилась при финансовой поддержке РНФ, грант №19-72-30023.

[1] A.A.Shklyaev, A.E.Budazhapova, Thin Solid Films, **642**, 345 (2017). [2] A.E.Budazhapova, A.A.Shklyaev, EDM-2018, IEEE, 16-18 (2018).

### Тепловизионное исследование сорбционных и каталитических процессов на поверхности твердого тела

**Вайнер Б.Г.**<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-92

К настоящему времени предложено большое число методов исследования поверхности твердых тел. Получаемые с их помощью результаты представляют не только академический интерес, но имеют также важное прикладное значение, в частности, потому, что поверхностные свойства твердого тела могут проявляться по-разному в разных условиях, в которых твердотельные системы используют на практике. Отдельный круг вопросов затрагивает проблему взаимодействия твердой поверхности с ее газовым окружением. Молекулы газовой среды приводят к физической адсорбции, обеспечивающей в специальных случаях протекание каталитических и других химических реакций на границе раздела фаз. В свою очередь, в обычных внешних условиях ведущее значение в этих процессах принадлежит взаимодействию поверхности тела с парами воды, которые, как правило, всегда присутствуют в окружающей среде.

Изучение особенностей сорбционных свойств поверхности твердых тел, помещенных в разные газовые среды, трудно переоценить. В то же время, практика показывает, что при решении этой проблемы экспериментаторы обычно вполне довольствуются весьма ограниченным стандартным набором методов исследования, среди которых можно упомянуть термодесорбцию, измерение изотерм адсорбции и др. Методы, обеспечивающие прямую визуализацию физико-химических процессов, протекающих на поверхности в реальном времени, в том числе, количественный анализ тепловых изображений таких процессов, до сих пор в данной области практически не применяют.

Нами было показано, что тепловидение нового поколения представляет собой эффективный инструмент исследования сорбционных процессов и каталитических реакций, протекающих при взаимодействии газов с твердыми телами [1–4].

В докладе подробно представлена новая оригинальная методика, позволяющая в автоматическом режиме по эксперимента запланированной программе проводить исследования сорбционно-каталитических прецизионные процессов с возможностью одновременной подачи разных газов к библиотекам, составленным сразу из нескольких разнотипных образцов. Ha количественном уровне продемонстрировано, что поверхностные термодинамические твердотельных систем свойства могут существенно различаться. Это надежно выявлено с помощью матричного тепловизионного метода при измерении поверхностных температурных полей с частотой ~100 кадров в секунду. На





рис. 1 приведен пример термограмм библиотеки из разных по составу структур в режиме адсорбции (слева) и десорбции (справа) H<sub>2</sub>O.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 18-08-00956.

- [1] B.G.Vainer, J. Phys. D: Appl. Phys., 41, 065102 (2008).
- [2] M.S.Mel'gunov et al., Adsorption, 19, 835 (2013).
- [3] B.G.Vainer, In: RCCT-2017 (26-30.06.2017, Novosibirsk), Novosibirsk: NIIC SB RAS, 56 (2017).
- [4] Б.Г.Вайнер и др., В сб.: XXXVI Всер. симп. мол. ученых по хим. кин. (г. Москва, 18-21.03.2019). Москва: МГУ им. М.В.Ломоносова. Хим. фак., 96 (2019).

## Система хлорид-гидирдной газофазной эпитаксии для выращивания объемных слоев нитрида галлия

**Вороненков В.В.**<sup>1,2</sup>, Шретер Ю.Г.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26 <sup>2</sup> АО «ТРИНИТРИ», 197183 Россия, Санкт-Петербург, Липовая аллея д. 9А, 11Н

DOI 10.34077/Semicond2019-93

Подложки объемного нитрида галлия необходимы для создания приборов, которые требуют высокого кристаллического качества эпитаксиальных слоев - синих и зеленых лазеров, мощных светодиодов, вертикальных силовых приборов. Основными методами выращивания объемного GaN являются хлорид-гидридная газофазная эпитаксия (HVPE), аммонотермальный метод и выращивание из раствора методом Na-Flux. Метод HVPE позволяет выращивать эпитаксиальные слои высокой чистоты, в том числе некомпенсированные полуизолирующие [1], качество структуры таких слоев определяется качеством затравочной подложки: плотность дислокаций в эпитаксиальных HVPE слоях, выращенных на объемной подложке GaN не превышает плотность дислокаций в подложке. Метод HVPE также является перспективным для высокочистых приборных слоев [1].

Начиная с первых работ по выращиванию GaN методом HVPE [2], в качестве источника хлорида галлия обычно используется лодочка с расплавленным галлием, размещенная внутри реактора вблизи зоны роста. Это ограничивает емкость источника галлия и усложняет конструкцию реактора. Также, большинство HVPE реакторов, описанных в литературе, содержат кварцевые части, которые являются источником загрязнения кремнием и кислородом [1,3].

В данной работе представлен реактор предназначенный для выращивания объемных слоев GaN. Реакционная камера - вертикальная с горячими стенками и внешним резистивным нагревом, который обеспечивает температуру подложки до 1200 С. В конструкции ростовой камеры отсутствуют детали из кварца — все элементы горячей зоны реактора изготовлены из неоксидной керамики и тугоплавких металлов.

Разработанная система подачи газа в ростовую камеру обеспечивает неоднородность толщины пленки менее 5% при скорости роста 200 мкм/ч. Источники галлия и алюминия расположен снаружи реакционной камеры, галлий и алюминия доставляются в реакционную камеру по прогреваемым трубопроводам в виде летучих трихлоридов. Для загрузки и выгрузки подложки применена вакуумная шлюзовая камера, что сокращает время перезагрузки и предотвращает загрязнение реактора. Для очистки подложкодержателя и стенок ростовой камеры в промежутках между процессами роста была разработана процедура сухого травления, что позволило улучшить воспроизводимость и увеличить срок службы элементов камеры роста.

Объемные кристаллы толщиной до 5.3 мм и диаметром 50 мм, с плотностью дислокаций менее  $10^{-6}$  см<sup>-2</sup> были выращены с использованием двухстадийного процесса роста [4].

- [1] H. Fujikura et al, Jap. J. Appl. Phys. 56, 085503 (2017)
- [2] H.P. Maruska et al, Appl. Phys. Lett. 15, 327 (1969)
- [3] C.N. Cochran et al, J. Electrochem. Soc. 109, 149 (1962)
- [4] V. Voronenkov et al, Phys. Status Solidi C 10 468 (2013)

#### Угловое распределение эмитируемых из GaAs/(Cs,O) фотокатодов электронов

**Голяшов В.А.**<sup>1, 2</sup>, Назаров Н.А.<sup>2</sup>, Русецкий В.С.<sup>2, 3</sup>, Миронов А.В.<sup>2</sup>, Аксенов В.В.<sup>2</sup>, Терещенко О.Е.<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup> ЗАО "ЭКРАН-ФЭП", 630060, Новосибирск, ул. Зеленая горка 1.

DOI 10.34077/Semicond2019-94

Фотоэмиттеры электронов, в том числе поляризованных по спину, на основе А<sub>3</sub>В<sub>5</sub> гетероструктур, поверхность которых активирована слоями (Cs,O) до состояния эффективного отрицательного электронного сродства (ОЭС), давно нашли широкое применение в различных оптоэлектронных приборах и ускорительной технике. Однако несмотря на это, детали процесса фотоэмиссии из фотокатодов с ОЭС остаются неизученными. В частности, интерес представляет получение полных энергетических и угловых распределений фотоэлектронов, эмитируемых из фотокатодов с ОЭС, и построение соответствующей детальной модели процесса эмиссии электронов из области пространственного заряда (ОПЗ) на поверхности полупроводника с ОЭС в вакуум [1]. Ожидается, что при упругом выходе в вакуум электронов с квантоворазмерных уровней ОПЗ на поверхности фотокатода должна сохраняться параллельная поверхности компонента квазиимпульса электронов, и, вследствие изменения эффективной массы электрона, должно происходить «преломление» траекторий электронов. Эти предположения дают для p<sup>+</sup>-GaAs/(Cs,O) фотокатода оценку предельного угла фотоэмиссии ~15° и предсказывают немонотонную связь угла эмиссии и энергии эмитируемых электронов относительно уровня вакуума. Однако экспериментально такой зависимости не наблюдалось. С другой стороны, особенности, связанные с наличием квантоворазмерных уровней ОПЗ, наблюдались при изучении энергетических распределений фотоэлектронов в вакуумных диодах при низких температурах. Основной проблемой при изучении фотокатодов с ОЭС является очень низкая (до 300 мэВ) кинетическая энергия эмитируемых фотоэлектронов и, как следствие, сильное влияние любых неоднородностей потенциала

В данной работе исследовались эмиссионные свойства p<sup>+</sup>-GaAs/(Cs,O) фотокатодов в вакуумных фотодиодах, в которых в качестве анода использовались полупроводниковые гетероструктуры GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами GaAs, поверхность которых была также активирована до состояния ОЭС слоями (Cs,O) [2,3]. Такие фотодиоды позволяют изучать процессы как фотоэмиссии, так и инжекции свободных электронов гетероструктурах с ОЭС, причем анод является относительно эффективным детектором электронов и спина электронов с пространственным разрешением.

Измерения энергетических распределений фотоэлектронов при низких температурах подтвердили наличие тонкой структуры в фотоэмиссионных спектрах, связанной с рассеянием электронов на оптических фононах при выходе в вакуум через квантово-размерные состояния в области пространственного заряда. По измеренным пространственным картинам катодолюминесценции (КЛ), возникающей при инжекции эмитированных из малой (диаметр ~30 мкм) области фотокатода электронов в анодную структуру, рассчитаны усредненные угловые распределения фотоэлектронов в диапазоне температур 20-300 К. Обсуждается возможность восстановления полного энергетического распределения из картин КЛ и энергетических распределений электронов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ в рамках проекта № 18-02-00353 А.

[1] F. Ichihashi et. al., Review of Scientific Instruments 89, 073103 (2018).
[2] A.A. Rodionov et. al., Physical Review Applied 8(3), 034026 (2017).
[3]. O.E. Tereshchenko et.al., Scientific Reports 7(1), 16455 (2017).

# Особенности синтеза фотоприемных гетроструктур со сверхрешетками InAs/GaSb методом МОСГФЭ

Данилов Л.В., Левин Р.В., Маричев А.Е., Федоров И.В., Неведомский В.Н., Пушный Б.В., Михайлова М.П., Зегря Г.Г.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая, 26 DOI 10.34077/Semicond2019-95

Фотоприемные устройства (ФПУ) среднего и дальнего инфракрасного диапазона являются неотъемлемой частью современных комплексов экологического мониторинга и тепловизуализации, систем безопасности и диагностического медицинского оборудования. Разработка и создание таких устройств является одной из приоритетных задач ИК оптоэлектроники.

В настоящее время много внимания уделяется созданию ФПУ на основе системы объемных материалов HgCdTe/CdTe. Сравнительно простой способ управления областью поглощения за счет изменения состава тройного раствора HgCdTe позволяет создавать широкополосные ФПУ для среднего и дальнего ИК диапазона на основе варизонных гетероструктур [1]. Однако, спектральная чувствительность таких устройств невелика из-за высокой вероятности безызлучательной Ожерекомбинации и межзонного туннелирования. Эти факторы значительно сокращают время жизни фотовозбужденных носителей заряда, что особенно характерно для высоких рабочих температур (T>100K). Принципиально другим подходом к созданию ФПУ для среднего и дальнего ИК-диапазона является разработка устройств с активной областью на основе наноразмерных гетероструктур II типа InAs/GaSb. Преимуществом подобных гетероструктур является значительное подавление процессов безызлучательной Оже-рекомбинации и межзонного туннелирования за счет разделения областей пространственной окализации электронов и дырок [2].

В настоящей работе сообщается о создании ФПУ на основе сверхрешеток (СР) InAs/GaSb. Методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (МОСГФЭ) на подложке n-GaSb была синтезирована нелегированная структура, состоящая из 20 пар чередующихся слоев InAs и GaSb с толщинами порядка 2.5 нм, при этом толщина переходных слоев при скорости роста 1.5 нм/мин не превышала 0.5 нм. Выращивание каждого периода СР начиналось последовательной подачей GaSb – триэтилгаллия (TEGa), и InAs – арсина (AsH<sub>3</sub>), после чего, камера реактора продувалась чистым водородом в течении 10-60 сек.

При исследовании фотолюминесценции полученных образцов наблюдалась широкая полоса излучения с длиной волны в районе 4000 нм. Теоретический расчет энергетического спектра носителей заряда с высокой степенью точности подтвердил, что наблюдаемая полоса люминесценции соответствует оптическим переходам между основными минизонами электронов и тяжелых дырок в синтезированной СР. Дальнейшим развитием предложенной технологии стало создание p-i-n структуры на основе СР GaSb/InAs с толщинами чередующихся слоев 5 и 3 нм соответственно. Общая толщина p-i-n структуры составила 2.1 мкм. Разработанная технология была также апробирована при изготовлении диодных гетероструктур с одиночной квантовой ямой n-GaSb/n-InAs/p-GaSb [3]. Исследование фотоэлектрических свойств данной гетероструктуры показало ее высокую спектральную чувствительность в диапазоне длин волн 1100 – 1600 нм, что соответствует участку ИК спектра, наиболее востребованному в области оптических коммуникаций.

- [1] A. Piotrowski et al., Infrared Physics & Technology 49, 173, (2007);
- [2] G.G. Zegrya et al., Appl. Phys. Lett. 67, 2681, (1995);
- [3] M.P. Mikhailova et al., Semiconductors, v.52 (8), pp. 1037-1042, (2018).

## Газофазное осаждение эпитаксиальных слое Ge и GeSn с разложением моногермана (GeH<sub>4</sub>) на горячей проволоке

**Денисов С.А.**<sup>1</sup>, Шенгуров В.Г.<sup>1</sup>, Чалков В.Ю.<sup>1</sup>, Павлов Д.А.<sup>1</sup>, Трушин В.Н.<sup>1</sup>, Филатов Д.О.<sup>1</sup>, Зайцев А.В.<sup>1</sup>, Бузынин Ю.Н.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, пр.Гагарина, 23

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, Нижегородская обл., Кстовский район, д.Афонино, Академическая, 7

DOI 10.34077/Semicond2019-96

В настоящее время сохраняется спрос на источники света и фотодетекторы на основе кремниевой технологии. Одним из перспективных и активно развивающимся направлением является создание данных элементов на основе эпитаксиальных слоев Ge или твердого раствора GeSn, выращенных на подложках кремния [1].

В данной работе для роста эпитаксиальных слоев Ge и GeSn на подложках Si (100) был применен метод газофазного осаждения с горячей проволокой (HW-CVD). В качестве «горячей проволоки» использовали танталовую полоску, нагреваемую до 1200 - 1500°C и расположенную напротив Si-подложки. Прекурсором служил чистый моногерман (GeH<sub>4</sub>), который напускали в высоковакуумную камеру роста до давления (2 - 9)·10<sup>-4</sup> Торр. При росте слоев GeSn поток Sn формировался испарением его из эффузионной ячейки, нагретой до 1100°C. Температура подложки варьировалась в интервале 300 - 325°C. Исследовались слои толщиной до 1 мкм.

Структурное качество эпитаксиальных слоев оценивали с помощью рентгеновской дифракции и просвечивающей электронной микроскопии. Все слои имели структуру монокристалла. Значение ширины (FWHM) кривой качания от слоев Ge толщиной 0,5 мкм составляли 3 - 5 угл.мин., в то же время для аналогичных слоев GeSn – 7 - 10 угл.мин. По данным ПЭМ на границе раздела Ge/Si(100) видны напряженные поля из-за сетки дислокаций несоответствия, локализованной в плоскости границы раздела. В основной части эпитаксиального слоя Ge дефектов практически не наблюдается.

Исследование слоев Ge на Si(100) методом конфокальной рамановской микроскопии показало, что наблюдается только резкий рамановский пик около 300 см<sup>-1</sup>, что указывает на наличие связи Ge-Ge. Малая ширина фононной полосы на половине максимума интенсивности (< 6 см<sup>-1</sup>) указывает на достаточно высокое структурное совершенство слоев. В случае слоев твердого раствора GeSn в спектрах комбинационного рассеяния наблюдались типичные для них три моды: Ge-Ge, Sn-Ge и Sn.

Анализ морфологии поверхности слоев Ge и GeSn показал, что слои GeSn имеют более грубую поверхность. Среднеквадратичная шероховатость поверхности (RMS) слоев GeSn на площади 10\*10 мкм<sup>2</sup> лежит в пределах 1.2 – 1.7 нм.

В работе обсуждается механизм роста методом HW-CVD слоев Ge/Si(001) и GeSn/Si(001).

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект №18-72-10061).

[1] S. Wirths et al., Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials, 62, 1 (2016).

#### Атомарный водород в системе Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub>/Si(100)

Дерябин А.С., Гутаковский А.К., Соколов Л.В., Колесников А.В. ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

DOI 10.34077/Semicond2019-97

В работе проводилось исследование влияния атомарного водорода на процессы релаксации механических напряжений несоответствия в гетеросистемах Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub>/Si(100), выращиваемых с помощью молекулярно лучевой эпитаксии (МЛЭ). Основное внимание уделялось такому параметру как плотность пронизывающих дислокаций (ПД), образующихся при релаксации напряжений несоответствия между пленкой Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> и подложкой кремния (100).

Ростовые эксперименты проводились в камере МЛЭ «Катунь», оснащенной источником атомарного водорода, подобным описанному в [1], и системой откачки, обеспечивающей достаточные вакуумные условия для работы с легкими газами. Поток водорода регулировался с помощью натекателя газов, а контроль осуществлялся квадрупольным масс спектрометром по установившемуся давлению в камере. Основные потоки германия и кремния создавались источниками с твердотельной загрузкой. Для исследования, выращиваемых систем, применялись методики просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), атомарно силовой микроскопии (АСМ), структурно чувствительного травления.

Во всех ростовых экспериментах атомарный водород подавался на подложку совместно с основными элементами (Ge и Si) непрерывно. Таким образом, получаемые системы насыщались водородом равномерно на всю толщину пленки. Для своей работы мы использовали метод низкотемпературной гомоэпитаксии, а температура роста пленки твердого раствора варьировалась и составляла  $300 \text{ C}^0$ ,  $350 \text{ C}^0$  и  $400 \text{ C}^0$ . Каждой из температур соответствовал ряд структур с содержанием германия в твердом растворе от 30 до 55 процентов.

Исследование полученных гетеросистем показало, что основных типом дефектов в них являются дислокации несоответствия, локализованные в границе раздела пленка подложка. Наряду с ними присутствуют ПД, пересекающие объем пленки и выходящие на поверхность гетеросистемы. Особое внимание мы уделили плотности ПД, определяя ее по изображениям поперечных срезов ПЭМ и с помощью комбинации структурно чувствительного травления с методом АСМ. Так же методом АСМ нами были проведены исследования поверхности всех полученных гетеросистем и определены уровни среднеквадратичной шероховатости. Наблюдаемый характер поверхности пленок позволяет нам провести корреляции между рельефом поверхности и плотностью ПД. Так, наблюдаемые в ряде случаях, на поверхности наших образцов ортогональные системы «полос скольжения», позволяют сделать выводы в отношении процесса релаксации напряжений несоответствия в условиях подачи атомарного водорода при росте и, как следствие, качественно оценить плотность ПД.

[1] U. Bischler, E. Bertel. J. Vac. Sci. Technol. A, Vol. 11, No. 2, 458 c.

### Влияние режимов отжига (001)InP в потоке мышьяка на плотность структурных дефектов в слоях InAlAs/InP

Дмитриев Д.В.<sup>1</sup>, Торопов А.И.<sup>1</sup>, Гилинский А.М.<sup>1</sup>, Колосовский Д.А.<sup>2</sup>, Гаврилова Т.А.<sup>1</sup>, Кожухов А.С.<sup>1</sup>, Журавлёв К.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-98

Решёточно-согласованные гетероэпитаксиальные структуры InAlAs/InP, в настоящее время привлекают большое внимание исследователей из-за применения в широком спектре современных приборов [1]. На характеристики приборов большое влияние оказывает качество гетероэпитаксиальных слоёв [2]. В работе показана зависимость плотности структурных дефектов в решёточно-согласованных слоях In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As от условий отжига подложки (001)InP в потоке As.

Образцы выращены методом МЛЭ на установке Riber Compact-21T, оснащенной системой дифракции быстрых электронов на отражении и анализатором kSA 400 фирмы k-Space Associates, используемой для изучения реконструкции и атомных процессов на поверхности. Для роста использовались *epi-ready* полуизолирующие (001)InP подложки фирмы AXT.

Подложки отжигались в широком диапазоне температур 480-560°С, для удаления окисного слоя до появления сверхструктуры (4x2). Отжиг проводился в потоке мышьяка, который варьировался в широком диапазоне 1×10<sup>-6</sup>-1×10<sup>-4</sup> Торр. Вероятно, в процессе отжига происходит замещение атомов фосфора атомами мышьяка и на поверхности подложки образуется слой InAs(P). Методом сканирующей электронной микроскопией (СЭМ) в режиме энергодисперсионной спектроскопии (EDS) было показано, что этот слой может достигать нескольких нанометров, в зависимости от условий отжига. Постоянная кристаллической решётки InP составляет 5.869 Å, тогда как InAs 6.058 Å. Такая существенная разница приводит к решёточному рассогласованию на начальных этапах роста слоёв InAlAs и возникновению напряжений, которые релаксируют в виде прорастающих дислокаций. На АСМ картинах поверхности наблюдаются структурные дефекты в виде ямок сформированные комплексами дислокаций. Плотность ямок на поверхности слоя InAlAs увеличивается с увеличением толщины слоя InAs(P) на гетерогранице слой/подложка, и может достигать 10<sup>-9</sup> см<sup>2</sup>. Толщина слоя InAs(P) зависит от температуры отжига и времени экспозиции подложки в потоке мышьяка. В работе экспериментально полученные оптимальные условия отжига: температура подложки <520 °C, эквивалентный поток мышьяка <1,6x10<sup>-5</sup> Торр, время экспозиции при формировании сверхструктуры (4х2) <30 секунд. При этих условиях с поверхности удаляется большая часть окислов, но не формируется существенный слой InAs(P), что позволяет синтезировать бездефектные высококачественные слои InAlAs для оптоэлектронных приборов.

Разработанный подход к предэпитаксиальному отжигу подложки (001)InP в потоке мышьяка позволил получить гетероэпитаксиальные структуры на которых были сделаны мощные СВЧ фотодиоды 1.55 мкм спектрального диапазона, с частотами до 40 ГГц, а также продемонстрированы гетероэпитаксиальные структуры для интегрально-оптических модуляторов Маха–Цендера.

АСМ и СЭМ исследования проводились на оборудовании ШКП «Наноструктуры».

[1] X. Meng et al, Optics Express, 22, 22608. (2014).

[2] I.B. Chistokhin et al, Materials Science in Semiconductor Processing 74, 193 (2018).

#### Секция 2. Поверхность, пленки, слои

### Структура напряжённых слоёв Si на поверхности Ge(111)

Жачук Р.А.<sup>1</sup>, Долбак А.Е.<sup>1</sup>, Кутиньо Ж.<sup>2</sup>, Черепанов В.<sup>3,4</sup>, Фойхтлендер Б.<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Россия

<sup>2</sup> Depertment of Physics & I3N, University of Aveiro, Campus Santiago, 3810-193 Aveiro, Portugal

<sup>3</sup> Peter Grünberg Institut (PGI-3), Forschungszentrum Jülich, 52425 Jülich, Germany

<sup>4</sup> JARA-Fundamentals of Future Information Technology, 52455 Jülich, Germany

DOI 10.34077/Semicond2019-99

В то время как эпитаксиальный рост по механизму Странского-Крастанова, при котором растущая плёнка испытывает деформацию сжатия, достаточно хорошо изучен, информации о росте плёнки в обратном случае, при деформации растяжения, значительно меньше. В качестве модельной системы мы изучали рост кремния на поверхности Ge(111) [1]. Работа была выполнена методами дифракции медленных электронов (ДМЭ), электронной оже-спектроскопии (ЭОС), сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и расчетов на основе теории функционала плотности (ТФП).

С помощью ЭОС было показано, что в отличие от роста Ge на Si(111), рост Si на Ge(111)

сопровождается значительным перемешиванием атомов Si и Ge даже при комнатной температуре.

При росте Si на Ge(111) при T=550 °С на поверхности наблюдается формирование доменов структуры  $c(2 \times 4),$ разделённых стенками. Это наблюдение доменными совпадает расчетными данными, с предсказывающими формирование структуры с(2×4) на поверхности Si(111) при деформации растяжения (рис. 1), тогда как релаксированная поверхность Si(111) имеет структуру 7×7. На основе расчетов ТФП предложена атомная модель структуры с(2×4) и доменных стенок, согласующаяся с данными CTM, ДМЭ,



*Рис.1. – Расчетные зависимости энергии поверхности Si(111).* 

приводящая к низкой энергии поверхности и определена средняя ширина доменов.

С помощью расчётов ТФП было показано, что формирование доменных стенок структуры c(2×4) на чистой поверхности Si(111) энергетически не выгодно, так как они не приводят к достаточной релаксации напряженных слоёв кремния. Поэтому доменные стенки на чистой поверхности Si(111) не должны наблюдаться в эксперименте и для их объяснения необходимо учесть эффект перемешивания атомов Si и Ge.

Было показано, что сегрегация атомов Ge на поверхность растущей пленки Si значительно понижает энергию поверхности, объясняя высокую интенсивность перемешивания атомов Si и Ge даже при комнатной температуре. Кроме того, теоретически было показано, что такое перемешивание индуцирует формирование доменных стенок структуры с(2×4). Причина уменьшения энергии поверхности при сегрегация атомов Ge на поверхность растущей пленки Si состоит в более слабой связи Ge-Ge по сравнению со связью Si-Si. Таким образом, перемешивание Si и Ge при росте Ge на поверхности Si должно приводить к росту энергии системы, поэтому перемешивание в такой системе происходит только за счет увеличения энтропии и при повышенной температуре.

[1] R. Zhachuk, J. Coutinho, A. Dolbak, V. Cherepanov, B. Voigtländer, Phys. Rev. B 96, 085401 (2017).

### Тонкие эпитаксиальные слои Mn<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> как перспективный материал для термоэлектрических преобразователей энергии

Дорохин М.В., Кузнецов Ю.М., Демина П.Б., Ерофеева И.В., Здоровейщев А.В., Лесников В.П., Боряков А.В.

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

#### DOI 10.34077/Semicond2019-100

В настоящее время всё большую актуальность приобретает задача формирования тонкоплёночных термоэлектрических материалов. Такие материалы характеризуются высокой компактностью и потому могут быть легко интегрированы даже в предметы повседневного быта (например, в одежду) [1]. Другим преимуществом тонких плёнок, помимо компактности, является низкая эффективность теплопередачи от горячего конца термоэлектрика к холодному из-за малой площади сечения тонкой плёнки. В настоящей работе исследованы возможности метода импульсного лазерного осаждения для получения термоэлектрических плёнок на основе силицида марганца.

Образцы сформированы методом импульсного лазерного осаждения на подложках сапфира при температуре T = 300 °C [2]. Были сформированы и исследованы плёнки двух видов. Плёнки первого вида сформированы поочерёдным распылением мишеней Si и Mn, состав задавался соотношением времён распыления. Плёнки второго вида сформированы распылением объёмной твердотельной мишени с составом, соответствующим высшему силициду марганца MnSi<sub>1,73</sub>. Состав сформированных плёнок в этом случае соответствовал составу мишени.

В работе исследовались термоэлектрические параметры тонких плёнок: коэффициент Зеебека  $\alpha$ , удельное сопротивление  $\rho$ , коэффициент теплопроводности  $\lambda$  в диапазоне температур T=300-720 К. По полученным данным рассчитывался коэффициент термоэлектрической добротности  $ZT=\alpha^2 \cdot T/\rho \lambda$ .

Получено, что величина коэффициента Зеебека для плёночных материалов во всём диапазоне температур не превышает 100 мкВ/К, что ниже значений, характерных для объёмного силицида марганца [3]. Низкие значения коэффициента Зеебека несколько снижают величину ZT, с другой стороны следует отметить, что низкая толщина плёнок обеспечит повышение ZT за счёт снижения коэффициента теплопроводности.

Для плёнок, сформированных поочерёдным распылением мишеней, характерно образование капель, состав которых близок к 100 % Mn, или 100 % Si. Наличие капель показано исследованиями на сканирующем электронном микроскопе, их состав измерялся методом рентгеновской энергодисперсионной спектроскопии. Формирование капель на поверхности приводит к снижению коэффициента Зеебека, вероятно, за счёт негативного влияния капель на процессы токопереноса. В плёнках второго вида, сформированных распылением мишени  $MnSi_{1,73}$ , образующиеся на поверхности подложки капли имеют тот же состав, что и у мишени, и, поэтому, оказывают меньшее влияние на термоэлектрические свойства. Для таких плёнок были получены наибольшие значения коэффициента ZT, равные 0,1 при температуре 720 К. Данное значение превышает таковое, полученное для исходной мишени, что связано со снижением коэффициента теплопроводности при наноструктурировании.

Работа выполнена при поддержке российского научного фонда (проект РНФ №17-79-20173).

- [1] L.K. Allison, T.L. Andrew. Adv. Mater. Technol. 2019, 1800615 (2019).
- [2] Е.С. Демидов, Ю.А. Данилов, В.В. Подольский, и др. Письма в ЖЭТФ, 83(12),664 (2006).
- [3] M. Saleemi, A. Famengo, S. Fiameni, et.al. J. Alloys and compounds 619, 31 (2015).

### Кинетическая модель формирования состава твердых растворов InAs<sub>x</sub>Sb<sub>1-x</sub>: влияние скорости роста

Емельянов Е.А., Путято М.А., Преображенский В.В., Петрушков М.О., Семягин Б.Р.,

Васев А.В.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-101

МЛЭ твёрдых растворов  $InAs_xSb_{1-x}$  с заданной долей мышьяка x является сложной задачей. Это обусловлено тем, что состав в подрешётке пятой группы зависит от температуры роста ( $T_s$ ), величины и соотношения потоков атомов индия ( $J_{III}$ ), молекул мышьяка ( $J_{As}$ ) и сурьмы ( $J_{Sb}$ ). Самостоятельным фактором, влияющим на процесс формирования состава твёрдого раствора, является скорость роста ( $V_g$ ).

Целью данной работы было построение кинетической модели, объясняющей влияние  $V_g$  на состав твёрдых растворов  $InAs_xSb_{1-x}(100)$  при молекулярно-лучевой эпитаксии.

В основу разработанной модели легли подходы, применённые нами при создании кинетической модели для описании роста твёрдых растворов  $A^{III}P_xAs_{I-x}$  [1]. Модель была изменена с учётом присутствия сверхмонослойного покрытия из молекул элементов пятой группы [2]. В модели учтено, что на поверхности террас протекают процессы замещения хемосорбированных димеров Sb молекулами As<sub>2</sub>, а область роста локализована



вдоль движущихся краёв террас. Замещение димеров Sb молекулами As<sub>2</sub> в сверхмонослойном покрытии происходит по механизму реакции обмена по всей поверхности террасы. Действие механизма замещения на поверхности террасы прекращается с приходом фронта роста верхней террасы. Влияние процессов, протекающих на краю террасы, на состава твёрдого раствора лимитируется скоростью обновления края террасы, а влияние обменных процессов на ее поверхности – временем роста одного монослоя. Увеличение  $V_g$  ведет к росту скорости движения краев террас, а, следовательно, к уменьшению времени на замещение димеров Sb молекулами As<sub>2</sub> на поверхности террасы, что ведет к снижению доли мышьяка.

На рис. 1. представлены экспериментальные и модельные значения доли мышьяка x в твёрдом растворе  $InAs_xSb_{1-x}$  в зависимости от  $V_g$ . Модельные значения доли мышьяка совпадают с экспериментальными с точностью +5,8%, – 4,8%.

Работа выполнена в рамках ГЗ 0306-2016-0011, 0306-2018-0011 и при поддержке гранта РФФИ 18-32-00125.

[1] E. A. Emelyanov, M. A. Putyato, B. R. Semyagin, et al., Semiconductors, vol. 49, № 2, 157. (2015).
 [2] C. F. Mcconville, T. S. Jones, F. M. Leibsle, et al., Physical Review B, vol.50, № 20, pp. 14965-14976, (1994).

## Релаксационные процессы на поверхности GaAs с адсорбированными слоями цезия и кислорода

Хорошилов В.С.<sup>1,2</sup>, Журавлев А.Г.<sup>1,2</sup>, Альперович В.Л.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-102

Изучение неравновесных явлений на поверхности полупроводников при адсорбции посторонних атомов представляет как научный, так и практический интерес. Научный интерес связан с выяснением механизмов прилипания, диффузии и встраивании адатомов. Практический интерес обусловлен влиянием неравновесных явлений на работу полупроводниковых приборов, таких как фотоэмиттеры *p*-GaAs(Cs,O) с отрицательным эффективным электронным сродством [1]. Поверхности Cs/GaAs с относительно небольшим (0.2-0.4 эВ) положительным сродством также привлекают внимание в связи с возможностью повышения эффективности преобразования солнечной энергии [2]. Степень неравновесности и скорость релаксации к равновесию зависит от потока адатомов на поверхность и температуры. Ранее нами были изучены дозовые зависимости и релаксационная кинетика тока фотоэмиссии, электронного сродства и вероятностей выхода электронов в вакуум на поверхности GaAs с неравновесными слоями цезия [3]. Можно предположить, что адсорбция кислорода позволит существенно изменить ("стабилизировать") фотоэмиссионные свойства поверхности GaAs(Cs,O). Цель данной работы состоит в экспериментальной проверке этого предположения путём измерения релаксационной кинетики тока фотоэмиссии при адсорбции цезия и кислорода на поверхности GaAs(001) при различных температурах.

Эксперименты проводились в сверхвысоковакуумной установке на эпитаксиальных слоях сильнолегированного *p*-GaAs(001) с концентрацией дырок 7×10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup>. При адсорбции цезия, максимум дозовой зависимости при Cs покрытии около 0.5 монослоя и релаксационное увеличение тока фотоэмиссии после выключения Сѕ источника сменяется насыщением дозовой зависимости и релаксационным падением тока фотоэмиссии, соответственно, при сравнительно небольшом повышении температуры (от T=20°C до 150°C). Изменения дозовой зависимости квантового выхода фотоэмиссии при повышении температуры обусловлены качественными изменениями дозовой зависимости поверхностного изгиба зон [3]. Изменение знака релаксационной кинетики свидетельствует о том, что эта кинетика обусловлена различными процессами в цезиевом слое, поразному зависящими от температуры. Рост фототока при релаксации в диапазоне «низких» температур от 20°С до 80°С обусловлен, по-видимому, релаксацией истинного сродства, а падение при «высоких» температурах 80°C-150°C – релаксацией изгиба зон. Показано, что адсорбция кислорода на поверхности Cs/GaAs приводит к повышению стабильности фотоэмиссионных свойств поверхности GaAs(Cs,O). При этом амплитуды релаксационной кинетики тока фотоэмиссии уменьшается приблизительно в 3 раза. Во всем исследованном диапазоне температур (от 20°С до 150°С), после адсорбции кислорода наблюдается рост квантового выхода фотоэмиссии, обусловленный релаксацией истинного электронного сродства на поверхности GaAs(Cs,O).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Новосибирской области в рамках научного проекта № 18-42-543005.

- [1] V.V. Bakin et al., e-J. Surf. Sci. Nanotech. 5, 80 (2007).
- [2] J.W. Schwede et al., Nat. Mater. 9, 762 (2010).
- [3] A.G. Zhuravlev, V.L. Alperovich, Appl. Surf. Sci. 395, 3 (2017).

#### Метод определения и профилирования компонент подвижности вблизи гетерограниц тонких пленок Si

Зайцева Э.Г., Наумова О.В., Фомин Б.И.

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

#### DOI 10.34077/Semicond2019-103

Для большого класса современных устройств на основе тонких пленок, в частности пленок кремний-на-изоляторе (КНИ) (волноводы и оптические модуляторы, тонкопленочные транзисторы, химические и биологические сенсоры и др.), приборно-значимыми являются как граница раздела (ГР) пленка/диэлектрик на ее поверхности, так и внутренняя ГР пленка/скрытый диэлектрик [1]. В таких устройствах микрорельеф ГР и совершенство пленки вблизи гетерограниц оказывают значительное влияние, как на рассеяние света, так и на рассеяние свободных носителей заряда. Однако, использование стандартных структурных (например, ВРЭМ, спектроскопия комбинационного рассеяния) и электрических методов для исследования тонких пленок испытывает ряд ограничений и трудностей: 1) приводят к разрушению структур; 2) дают информацию в локальной области по площади, или, наоборот, эффективную по всему объему пленки; 3) не позволяют независимо определять параметры для разных ГР пленки из-за, так называемого, coupling-эффекта (взаимосвязи потенциалов противолежащих ГР) [2].

Целью данной работы являлась разработка метода, позволяющего независимо характеризовать свойства гетерограниц тонкопленочных структур. В качестве параметра, характеризующего свойства пленок вблизи ГР, использовалась эффективная подвижность носителей заряда µ<sub>eff</sub>. Известно, что µ<sub>eff</sub> является многокомпонентной функцией – µ<sub>eff</sub> определяется рассеянием носителей на флуктуациях потенциала, вызванных в объеме пленки фононами (µb bh) и кулоновскими центрами (µC), а на гетероганицах – зарядами на поверхностных состояниях ( $\mu_{s C}$ ), поверхностными фононами ( $\mu_{s ph}$ ) и микрорельефом ГР (µsr) [3]. Однако, для характеризации структурных свойств системы пленка/диэлектрик наиболее интересны компоненты, обусловленные рассеянием на поверхностных фононах ( $\mu_{s ph}$ ) и на микрорельефе исследуемой гетерограницы ( $\mu_{sr}$ ). В работе предложен метод выделения и профилирования компонент  $\mu_{s \ ph}$  и  $\mu_{sr}$ , основанный на управляемой локализации носителей относительно гетерограиц и использовании их разной температурной зависимости. Определены условия применимости метода при сравнении компонент  $\mu_{s, ph}$  и  $\mu_{sr}$  для структур 1) с разными конструктивными параметрами (разной толщиной пленок, разной толщиной окружающих пленку диэлектриков), 2) при разных режимах пленки со стороны противоположных ГР (инверсия/обогащение, инверсия/обеднение). Предложенный метод был использован лля исследования свойств внутренней ГР пленок КНИ и позволил получить информацию о шероховатости тестируемой ГР и о дефектности пленки в пределах (1-3) нм от нее. Предложенный метод также может быть адоптирован для характеризации тонкопленочных структур на основе других материалов диэлектрик-полупроводник-диэлектрик.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта RFMEFI58117X0026 при использовании оборудования ЦКП "Наноструктуры" ИФП СО РАН (г. Новосибирск) и ЦКП «Высокоразрешающая спектроскопия газов и конденсированных сред» ИАиЭ СО РАН (г. Новосибирск).

[1] О.В. Наумова и др., ФТП, **10**, 1360 (2015). [2] S.Cristoloveanu et al., Solid-State Electronics, **117**, 10 (2016). [3] Э.Г. Зайцева и др., ФТП, **4**, 446 (2017).

# Влияние сверхтонкого собственного оксида КРТ на электрофизические параметры МДП-структур с ALD Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

Закиров Е.Р., Кеслер В.Г., Сидоров Г.Ю, Гутаковский А.К., Вдовин В.И. ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Ранее нами была разработана технология окисления КРТ в кислородной плазме тлеющего разряда [1] и было показано, что сверхтонкий собственный оксид КРТ способен существенно стабилизировать поверхность полупроводника при проведении различных технологических операций (нагрев В вакууме, осаждение материалов) В [2]. данной работе рассматривается влияние собственного оксида КРТ, сформированного различными способами, на величину встроенного заряда и гистерезис вольт-фарадных характеристик МДП-структур с диэлектриком Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, осажденным методом атомно-слоевого осаждения (ALD).

Использовалось два типа подложек варизонного КРТ, отличающихся составом (мольной долей CdTe) x<sub>vol</sub> в рабочем слое пленки  $KPT \sim 0.2$  и 0.4 (LWIR и MWIR, соответственно) при одинаковой величине  $x_{\rm surf} \sim 0.5$ на поверхности пленки. Оба типа подложек обладали электронным типом проводимости  $(N_{\rm D} \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3})$ . Собственный оксид КРТ толщиной 1 – 2 нм формировался естественным окислением на воздухе, в кислородной плазме тлеющего разряда и в удаленной плазме ВЧразряда, реализуемой в установке ALD. Слой оксида алюминия толщиной 20 нм осаждался при температуре подложки 120 °C, в качестве прекурсора использовался триметилалюминия (ТМА), а разложение его осуществлялось посредством удаленной плазмы ВЧ-разряда. Для

a) 1.6 1.2  $\overset{(+)}{=}$  0.8 0.4 0.4 0.0 -1 0, V V, V 1 2

Рис. 1. Вольт-фарадные характеристики структур Au-(20 нм) Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-(1-2 нм) с/оксид-MWIR КРТ с собственным оксидом КРТ, сформированным в результате естественного окисления на атмосфере (1), в удаленной ВЧ-плазме (2), в плазме тлеющего разряда (3), и без собственного оксида (4).



формирования МДП-структур на диэлектрик были осаждены золотые контакты.

Показано, что окисление химически очищенной поверхности КРТ в плазме тлеющего разряда либо в удаленной ВЧ-плазме на порядок снижает величины плотности встроенного и подвижного (обуславливающего гистерезис ВФХ) зарядов МДП-структур, по сравнению со структурами на варизонном КРТ п-типа с естественным собственным окислом либо без оксида вообще (Рис. 1).

[1] V.G. Kesler, E.R. Zakirov. Proceedings of 14<sup>th</sup> International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, Erlagol (Russia), 53 (2013).

[2] V.G. Kesler, E.R. Zakirov. Proceedings of  $15^{\overline{i}h}$  International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices, Erlagol (Russia), 33 (2014).

DOI 10.34077/Semicond2019-104

## Особенности начальной стадии гетероэпитаксии слоев кремния на германии при их выращивании из гидридов кремния

Орлов Л.К.<sup>2</sup>, **Ивина Н.**Л.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105 <sup>2</sup> РАНХиГС, 603950, Нижний Новгород пр. Гагарина, 46

#### DOI 10.34077/Semicond2019-105

Среди обсуждаемых гетерокомпозиций одними из наиболее привлекательных являются псевдоморфные Si/Ge гетерокомпозиции с толщинами слоев Si и Ge от нескольких монослоев до нескольких нанометров. Исследования особенностей применения атомно-слоевой эпитаксии для выращивания планарных Ge/Si структур показали, однако, срыв механизма слоевого роста пленок уже на толщинах порядка нескольких монослоев и формирование на поверхности массива островков. Поэтому внимание исследователей было сосредоточено в основном на характеристиках гетероструктур с двумерными массивами чаще всего германиевых, изредка кремниевых, квантовых точек, выращиваемых из атомарных пучков в высоком вакууме. Методы химической эпитаксии применительно к системе Ge/Si использовались, главным образом, с целью поиска условий выращивания плоскослоистых напряженных гетероструктур для транзисторной электроники. Предотвращение срыва механизма слоевого роста и выращивание как тонких слоев Ge на Si, так и тонких слоев Si на Ge в установках с гидридными источниками обеспечивалось применением низких (< 450°C) температур в присутствие поверхностного водорода. В связи с исследованиями механизма роста квантовых точек Ge на поверхности Si в предыдущие годы активно изучалась начальная стадия гетероэпитаксии напряженных «сжатием в плоскости» слоев Ge на Si. Для ряда приложений интерес представляют также характеристики начальной стадии роста напряженных «растяжением в плоскости» слоев Si на Ge. В связи с этим значительный интерес вызывает характер зависимости скорости осаждения из гидридов пленок Si и Ge не только от температуры ростового процесса, но и от толщины наращиваемого слоя. Изучение морфологии поверхности и кристаллической структуры Si (Ge) пленок разной толщины на начальной стадии гетероэпитаксии позволяет не только проследить возможную смену механизма роста и изучить особенности 2D-3D морфологического перехода, но и проанализировать влияние каталитических свойств подстилающего Ge (Si) слоя на процессы поверхностного распада молекул гидридов, участвующих в эпитаксиальном процессе.

Нами проанализированы зависимости скорости роста слоев Si (Ge), осаждаемых гидридным методом на Ge (Si) поверхность, от их толщины на начальной стадии гетероэпитаксии. Для слоев Si, растущих на Ge при повышенном давлении водорода, продемонстрирован слоевой характер роста Si слоев при повышенных (до 650°C) температурах. Обнаружено влияние на скорость роста пленки Si подложки Ge в пределах 10 наращиваемых монослоев Si. На основании данных технологических экспериментов проведен расчет кинетических коэффициентов, ответственных за скорости протекания основных физико-химических процессов, связанных с взаимодействием молекулярных пучков гидридов с ростовой поверхностью. Анализ вероятности захвата и скоростей пиролиза адсорбируемых молекул гидрида Si (Ge) на поверхностях Ge (Si) показал зависимость их поведения от толщины наращиваемого слоя. Из сопоставления полученных при росте слоя Si на Ge результатов обнаружено, что поверхность Ge по отношению к молекулам силана обладает более высокими адсорбционной и каталитической способностями, нежели поверхность Si. По отношению к молекулам гидридов Ge более высокими адсорбционными и каталитическими характеристиками соответственно обладает поверхность Si [1].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-42-520062.

[1] Л.К. Орлов, Н.Л. Ивина, В.А. Боженкин. // ФТП. 2019. Т.53. № 7. С.995.

### Транспортные свойства тонких плёнок Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te:In вблизи фазы ТКИ в зависимости от физико-химического состояния поверхности

**Ищенко Д.В.**<sup>1</sup>, Акимов А.Н.<sup>1</sup>, О.И. Ахундов И.О.<sup>1,2</sup>, Голяшов В.А.<sup>1,2</sup>, Климов А.Э<sup>1,3</sup>, Пащин Н.С.<sup>1</sup>, Супрун С.П.<sup>1</sup>, Тарасов А.С.<sup>1</sup>, Федосенко Е.В.<sup>1</sup>, Шерстякова В.Н.<sup>1</sup>, Терещенко О.Е.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13 <sup>2</sup> НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup> НГТУ, пр. Карла Маркса, 20, Новосибирск, 630073

#### DOI 10.34077/Semicond2019-106

Твёрдый раствор Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te:In интенсивно исследуется как фотоприёмники ИК диапазона, так и в связи с обнаружением в нём свойств кристаллического топологического изолятора в определённом диапазоне составов (x > 0,25) [1]. Объектом изучения в настоящей работе являются эпитаксиальные слои Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te:In/BaF<sub>2</sub>(111) с составами вблизи инверсии зон (x  $\approx$  0,28 – 0,32), в которых при T  $\leq$  20К наблюдается переход в высокоомное состояние [2], что позволяет наблюдать

транспортные свойства поверхности. Проведены исследования, направленные на установление влияния модификации физико-химического состояния поверхности на электрофизические и фотоэлектрические свойства структур при химической обработке и отжигах. Измерялись вольтамперные характеристики (ВАХ) образцов n и p-типа проводимости в темноте и при освещении в области собственного поглощения. Состав поверхности измерялся методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС).

Обнаружена существенная трансформация ВАХ, фототока и его релаксационных зависимостей сразу после химической обработки поверхности в растворе изопропилового спирта, насыщенного парами соляной кислоты (HCl-iPA). На ВАХ наблюдалось увеличение тока,



для некоторых образцов до 102 -104 раз, с последующим восстановлением при экспозиции образцов на воздухе в течение нескольких суток. На рисунке приведено изменение тока сразу после травления для образцов разного типа проводимости, из которого видно, что относительное изменение тока было больше для плёнок р-типа.

РФЭ спектры показали, что после химической обработки происходит удаление собственных оксидов. При этом поверхность покрывается элементным теллуром, оценка толщины которого даёт значение около 3 нм. В работе обсуждается полученные результаты с точки зрения изменения пространственного и энергетического распределения поверхностных состояний при очистке поверхности от оксидов, а также появлением областей с металлической проводимостью на поверхности.

[1] Y. Tanaka, T. Sato, K. Nakayama, S. Souma, T. Takahashi, Z. Ren, M. Novak, K.Segawa, Y. Ando. Phys. Rev. B 87, 155105 (2013). [2] Г.А. Калюжная, К.В. Киселева. Труды физического института, 177, 5 (1987).

### Молекулярно-лучевая эпитаксия и электронные свойства легированного кремнием GaAs (110)

**Клочков А.Н.**, Галиев Г.Б., Климов Е.А., Пушкарев С.С., Галиев Р.Р., Копылов В.Б. *ИСВЧПЭ РАН, 117105, Москва, Нагорный проезд, 7, стр. 5* 

DOI 10.34077/Semicond2019-107

Эпитаксиальные слои и гетероструктуры на основе семейства полупроводников III-V, полученные на подложках с ориентациями поверхности (110), обладают рядом интересных свойств по сравнению со структурами на классических подложках (100). При взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с поверхностью полупроводников (110) [1] за счёт эффектов нелинейного оптического выпрямления происходит генерация ТГц электромагнитных импульсов с интенсивностью, существенно большей (100). Данный эффект можно дополнительно усилить в гетероструктурах (110) за счёт особенностей электронной зонной структуры и латерального пьезоэлектрического эффекта. Рост GaAs на подложках GaAs (110) при стандартных условиях приводит к шероховатой, фасетированной поверхности. Более гладкая морфология поверхности, согласно литературным данным, обычно получалась при пониженных температурах роста  $T_{\rm G} = 460 \div 520$  °C, при высоком избыточном потоке мышьяка и малых скоростях роста [2].

В работе исследована зависимость электронных и структурных свойств пленок GaAs (110) от условий получения в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии. Целью работы являлось определение условий роста, обеспечивающих: 1) минимальную шероховатость слоев GaAs, 2) наибольший коэффициент активации примесных атомов Si, 3) наибольшую интенсивность фотолюминесценции слоев GaAs (110). Данные условия роста могут быть использованы для получения различных слоев гетероструктур (110): буферного слоя, легирующих слоев, активных слоев, соответственно. Слои GaAs, однородно легированные кремнием с  $N_{\rm Si} \approx 6 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, выращивались при различных температурах подложки  $T_G = 400 \div 620$  °C и отношениях давлений молекул As<sub>4</sub> и атомов Ga  $\gamma = 25 \div$ 80. Рост осуществлялся путем индиевой приклейки подложек GaAs (110) и (100) на молибденовые диски. Морфология поверхности образцов исследовалась методами атомно-силовой микроскопии и сканирующей электронной микроскопии. Концентрация и подвижность носителей заряда определялись измерением проводимости и эффекта Холла. Оптические свойства исследовались методом спектроскопии фотолюминесценции при 77 К. Обнаружено, что диапазоны ростовых условий, обеспечивающих минимальную шероховатость поверхности и оптимальные электронные свойства слоев GaAs (110) различны. В докладе обсуждаются обнаруженные зависимости электронной концентрации и подвижности, формы спектров фотолюминесценции от условий получения пленок Ga (110).



Морфология поверхности эпитаксиальных пленок GaAs (110) в зависимости от температуры роста при  $\gamma = 50$  (сканирующий электронный микроскоп).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №18-32-20207 мол-а-вед).

[1] S. Hargreaves et al., Phys. Rev. B, 80, 195323 (2009). [2] C.D. Yerino et al., J. Vac. Sci. Technol. B, 35, 010801 (2017).

#### МЛЭ рост эпитаксиальных слоев InGaAlAs на подложке (001)InP

**Колосовский Д.А.**<sup>1,2</sup>, Дмитриев Д.В.<sup>1</sup>, Торопов А.И.<sup>1</sup>, Гилинский А.М.<sup>1</sup>, Гаврилова Т.А.<sup>1</sup>, Кожухов А.С.<sup>1</sup>, Журавлев К.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-108

В рамках создания интегрально-оптических сверхвысокачостотных модуляторов (ИОМ) Маха-Цендера было предложено использовать гетероэпитаксиальные структуры (ГЭС) на основе твердых растворов InGaAs/InAlAs [1]. Авторы работы [2] предложили ГЭС с ассиметричными квантовыми ямами (КЯ) на основе InGaAs/InAlAs, которая позволила получить большие изменения показателя преломления на длине волны 1.55 мкм. Большим достоинством такого подхода является то, что вся ГЭС состоит из решеточно-согласованных с подложкой (001)InP слоев InAlAs и InGaAs, что повышает точность получения требуемого состава и всей структуры в целом. Однако, большой коэффициент поглощения в слоях InGaAs на длине волны 1.55 мкм не позволяет реализовать высокоэффективный ИОМ. В работе [3] представлен модулятор, где активная область состоит из InGaAlAs/InAlAs множественных КЯ. Добавление алюминия в InGaAs КЯ позволяет сдвинуть максимум коэффициента поглощения и эффективно проводить модуляцию на длине волны 1.55 мкм. Авторы приводят электрооптические характеристики ГЭС, однако параметры роста, структуру и морфологию поверхности ГЭС оставляют без обсуждения. Таким образом, целью работы является отработка технологии роста методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) четверного твердого раствора InGaAlAs согласованного с подложкой (001)InP синтезируемого путем совмещения роста отдельных моноатомных слоев InAlAs и InGaAs.

Эпитаксиальные структуры синтезировались методом МЛЭ в установке Riber Compact-21T на *ерi-ready* подложках (001)InP. Использовались процессы предэпитаксиальной подготовки подложки InP описанные в работе [4]. Рост четверного твердого раствора InGaAlAs проводился методом МЛЭ синтезируемого путем совмещения роста отдельных слоев InAlAs и InGaAs при температурах 480-490°C. Таким образом, удавалось вести непрерывный процесс роста, что исключало захват нежелательных фоновых примесей химически активными Al-содержащими слоями и не позволяло перегреть слои InGaAs.

Выращенные ГЭС были исследованы методом оптической дефектоскопией поверхности и атомно-силовой микроскопией. Плотность дефектов на более чем 90% поверхности структуры не превышает 500 см<sup>-2</sup>. Поверхность имеет явно выраженные моноатомные ступени, что характеризует двумерный слоевой рост. Среднеквадратичная шероховатость поверхности не превышает 0,7 нм, что соответствует 2-3 монослоям.

Используя разработанную технологию эпитаксиального роста, были получены ГЭС InGaAlAs/InAlAs/InP, на которых изготовлены макеты ИОМ Маха–Цендера. В полученных ИОМ наблюдалось значительное изменение коэффициента преломления в электрическом поле.

АСМ исследования проводились на оборудовании ЦКП «Наноструктуры».

[1] T. Arakawa et al,2007 IEEE 19th International Conference on Indium Phosphide & Related Materials,256-259 (2007).

[2] T. Arakawa et al, Japanese Journal of Applied Physics, 50, 032204 (2011).

[3] N. Kikuchi et al, 2012 IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium, 978 (2012).

[4] D V Dmitriev et al, IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, 475, 012022 (2019).
### Температурно-временные режимы Ван-дер-Ваальс эпитаксии тонких пленок Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> на слюде

**Кох К.А.**<sup>1,2</sup>, Небогатикова Н.А.<sup>2,3</sup>, Кустов Д.А.<sup>2</sup>, Антонова И.В.<sup>2,3,4</sup>, Кузнецов А.Б.<sup>1</sup>, Голяшов В.А.<sup>3</sup>, Степина Н.П.<sup>3</sup>, Терещенко О.Е.<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> ИГМ СО РАН им. В.С. Соболева, 630090, Новосибирск, пр. ак. Копюга, 3

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup> ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>4</sup> Новосибирский государственный технический университет, 630087, Новосибирск, ул.

Немировича-Данченко, 136

DOI 10.34077/Semicond2019-109

Практическое применение электронных свойств топологических изоляторов ограничено объемной проводимостью кристаллов. Получение тонких пленок (толщиной менее 100 нм) позволяет значительно уменьшить объемную проводимость и сформировать поверхностные состояния со спин поляризованной проводимостью. Существующие подходы к получению тонких пленок халькогенидов висмута методами механического, жидкофазного, или электрохимического расслоения, как правило, позволяют получать образцы размером порядка нескольких десятков микрон. В то время как для создания гетероструктур на основе топологических изоляторов требуются образцы ~100 мкм. В данной работе проведен эпитаксиальный рост пленок Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> из газовой фазы на слюде. В нагреваемом конце кварцевого реактора устанавливалась лодочка с источником в виде фрагмента кристалла Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>. Противоположный конец находился при комнатной температуре и был подсоединен к форвакуумному насосу. В центре реактора, в области градиента температур устанавливались подложки из технической слюды. По данным рентгенофазового анализа, на протяжении 3-6 см при 500°C реализуется Ван-дер-Ваальс эпитаксия с ориентированным нарастанием монокристаллического слоя Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> плоскостью (0001) на слюде. В диапазоне времени напыления 4.5-26 часов получены пленки, по данным АСМ, толщиной 20 – 300 нм. При уменьшении температуры роста до 450°С, рост значительно замедляется. Встречаются зерна размером 300 – 500 нм, и рельефом 1 нм (квинтет Se-Bi-Se) Измерения проводимости при комнатной температуре показали, что пленки толщиной ~ 20 нм демонстрируют слоевое сопротивление 10<sup>3</sup> – 10<sup>4</sup> Ом/кв. а в более толстых пленках (~ 120-200 нм) слоевое сопротивление падает до 10 Ом/кв. Насыщение сопротивления на уровне  $10^3 - 10^4$  Ом/кв может свидетельствовать о преобладающем вкладе в проводимость поверхностных топологических состояний. Минимальное сопротивление получается в случае достаточно длительного роста (22 ч) при 500°С. Важно, что при уменьшении времени роста пленки сопротивления имеют примерно одинаковое значение 10<sup>3</sup> – 10<sup>4</sup> Ом/кв на протяжении всей пленки. Сходные уровни сопротивления достигнуты по литературным данным на тонких пленках BiSbTeSe<sub>2</sub> при толщине менее 100 нм. Также мы исследовали пленки, полученные при отслоении от объемного кристалла  $Bi_2Se_3$  Сопротивление таких пленок составляет  $10^3 - 10^4$  Ом/кв и не зависит от толщины при толщине менее 80 нм. Исследования морфологии поверхности с помощью СЭМ показали присутствие посторонней фазы с морфологией, отличающейся от треугольников Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>. Ее наличие, вероятно, дает вклад в дефектность пленки и падение проводимости в некоторых местах измерений. Мы предполагаем, что это соединение Bi<sub>2</sub>SeO<sub>2</sub>, что подтвердилось с помощью КР спектроскопии на пленках, полученных при 600 и 700°С. Вероятным источником кислорода является термическое разложение слюды. В холодной части подложек отмечено присутствие глобул элементарного селена. Их наличие мы объясняем низкой активностью кислорода в присутствии буфера Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>/Bi<sub>2</sub>SeO<sub>2</sub>, которой недостаточно для окисления селена. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-05-00198.

### Технология получения пленок и слоев теллура с высоким структурным совершенством и их электрофизические свойства

**Кузьмин А. О.**<sup>1</sup>, Исмаилов А.М.<sup>2</sup>, Рабаданов М.Р.<sup>2</sup>, Шапиев И.М.<sup>2</sup>, Алиев И.Ш.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт катализа СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 5

<sup>2</sup> Дагестанский государственный университет, 367000, Махачкала, ул. Гаджиева, 43

DOI 10.34077/Semicond2019-110

Теллур (Те) – элементарный полупроводник, обладающий уникальными физическими свойствами (дихроизм межзонного и внутризонного поглощения, прозрачность в инфракрасной области (4–20  $\mu$ m), пьезоактивность, большой коэффициент акустооптического качества, фотопроводимость, нелинейные оптические свойства). Термовакуумный метод получения пленок является первым и до сих пор наиболее часто используемым для синтеза пленок Те. Его главный недостаток состоит в том, что паровая фаза теллура почти целиком состоит из двухатомных молекул Te<sub>2</sub>, а не из атомов Те. Сравнительно низкие температуры подложки (T < T<sub>пл</sub>= 450 <sup>0</sup>C) обусловливают низкую подвижность адсорбированных молекул Te<sub>2</sub> на ростовой поверхности, в результате чего пленки теллура получаются мелкозернистыми и дефектными.

Нами предложен вариант термовакуумного напыления, в котором обеспечивается термохимическая активация процесса кристаллизации теллура путем введения в систему водорода (H<sub>2</sub>). Согласно реакции Te + H<sub>2</sub> = H<sub>2</sub>Te в системе появляется более легкая молекула H<sub>2</sub>Te, которая играет главную роль в кинетике кристаллизации за счет диссоциативной адсорбции молекулы H<sub>2</sub>Te на водород и теллур на поверхности подложки. Рентгеновская дифрактограмма (рис.1 а) и спектр комбинационного рассеяния (рис.1 б) показывают, что полученные образцы (монокристаллические пленки и слои Te толщиной до 1 мм) по структурному совершенству не уступают объемным монокристаллическим образцам Te, полученным расплавными методами.

Представлены результаты исследований температурных зависимостей концентрации и подвижности носителей в пленках и слоях теллура, измеренные методом Холла в интервале температур 80–473 К.



Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-02-00808.

Рис. 1. Дифрактограмма (а) и спектр комбинационного рассеяния (КРС) эпитаксиальной пленки теллура (б). На вставке: спектр КРС монокристаллического теллура [1]

[1] Pine A.S., Dresselhaus G. Phys. Rev. B., 4(2), 356–371 (1971).

### Кинетические модели роста наноструктур по механизмам Франка– ван дер Мерве, Фольмера–Вебера и Странского–Крастанова

Лозовой К.А., Коханенко А.П., Дирко В.В., Войцеховский А.В.

Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

#### DOI 10.34077/Semicond2019-111

Двумерные материалы привлекают повышенное внимание исследователей последние несколько лет в связи с их экзотическими электронными и оптическими свойствами, обусловленными практически нулевой запрещенной зоной и малостью эффективных масс [1]. Это приводит, например, к очень высокой подвижности носителей заряда, в результате чего уже реализован быстродействующий полевой транзистор на основе силицена, работающий при комнатной температуре [2]. Кроме того, при определенных условиях в этих материалах проявляется квантовый спиновый эффект Холла при температурах значительно выше температуры жидкого азота и они являются топологическими изоляторами и высокотемпературными сверхпроводниками. Уникальные свойства 2D-материалов делают возможным создание на их основе совершенно новых типов приборов: топологических транзисторов, высокочувствительных газовых сенсоров, энергоемких источников питания, термоэлектрических генераторов, квантовых компьютеров [3].

Наноструктуры на основе квантовых точек (структуры с нульмерным электронным газом) могут также использоваться в оптоэлектронике и фотонике, например, для создания фотодетекторов, солнечных элементов и светоизлучающих устройств. Подобные устройства составляют основу новейшей элементной базы электронных приборов контроля и автоматизации производства, оптических систем передачи информации и применяются во множестве отраслей промышленности: от военной сферы до гражданских нужд, в энергетике и медицине, в телекоммуникациях и строительстве [4].

Основным методом синтеза 2D- и 0D-структур является их самопроизвольное формирование из неравновесных гетероэпитаксиальных систем в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии. Для всевозможных применений в нано- и оптоэлектронике нового поколения необходимо создавать двумерные кристаллы и квантовые точки с различными свойствами, которые определяются такими параметрами, как толщина и шероховатость 2D-слоев, распределение напряжений, наличие или отсутствие различных дефектов, распределение по размерам и поверхностная плотность наноостровков.

В данной работе с единых позиций рассматривается все три возможных режима роста эпитаксиальных слоев и квантовых точек: по механизмам Франка–ван дер Мерве, Фольмера–Вебера и Странского–Крастанова. Рассматриваются основные особенности послойного роста смачивающего слоя и условия перехода от двумерного к трехмерному росту в указанных режимах. Кроме того, рассматривается зарождение и рост трехмерных наноостровков в различных материальных системах. При этом используется обобщенная кинетическая теория формирования двумерных слоев и квантовых точек, основанная на общей теории нуклеации Зельдовича. Проводится сравнение особенностей роста низкоразмерных структур в различных режимах с экспериментом. Указаны способы управления свойствами получаемых двумерных и нульмерных структур. Разработанные теоретические модели роста 2D-материалов и квантовых точек могут быть использованы при разработке и создании различных приборов наноэлектроники и нанофотоники, таких как быстродействующие транзисторы, газовые сенсоры, светоизлучающие устройства, фотодетекторы и солнечные элементы.

[1] F. Matusalem et al., Sci. Rep., 7, 15700 (2017).

[2] L. Tao et al., Nat. Nanotechnol., 10, 227 (2015).

[3] M. Liao et al., Nat. Phys., 14, 344 (2018).

[4] S. Wirths et al., Progr. Cryst. Growth and Chararateriz. Mater., 62, 1 (2016).

# Исследование начальных стадий роста эпитаксиальных слоев GaSb на подложке Si(001)

Лошкарев И.Д., Петрушков М.О., Емельянов Е.А., Путято М.А, Василенко А.П., Есин М.Ю., Васев А.В., Преображенский В.В.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-112

Гетероструктуры на основе соединений A<sup>III</sup>Sb широко применяются в производстве различных высокоэффективных оптоэлектронных устройств ИК диапазона. Производство таких приборов сдерживается малой доступностью подложек GaSb. В этой связи привлекательной идеей является создание, так называемых, альтернативных подложек GaSb/Si.

При эпитаксии соединений A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> на подложках Si имеется целый ряд проблем, которые усложняют технологический процесс. Из-за большого отличия постоянных решеток в системе GaSb/Si сетка дислокаций несоответствия (ДН) формируется при росте первых монослоев. Поэтому от выбора условий зарождения зависит преимущественный тип вводимых дислокаций.

В работе обсуждается влияние различных слоев зарождения на формирование системы дислокаций несоответствия и морфологию поверхности при молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) тонких 50 нм пленок GaSb/Si. В целях подавления формирования антифазных дефектов были использованы подложки Si(001), отклонённые на 6° в направлении (111). Рост всех структур начинался в режиме атомно-слоевой эпитаксии с формирования слоев GaP с ориентациями (001) или (00-1), которые задают ориентацию пленки GaSb. Далее выращивалось 15 монослоев (MC) AlSb (обр. № 2, 3 и 6), либо 5 MC GaSb (обр. № 1, 4 и 5). После чего выращивались слои GaSb толщиной 50 нм методом МЛЭ. Образцы были исследованы методами рентгеновской дифрактометрии высокого разрешения (РДВР) и атомно-силовой микроскопии.

На рис. 1 показано распределение структурных параметров пленок в координатах среднеквадратичная шероховатость поверхности (Sq) - угол разворота кристаллической решетки пленки у. На графике можно выделить три группы значений: (1) низкие Sq и относительно малые углы разворота – наблюдается для пленок GaSb с ориентацией (00-1); (2) пленки GaSb с ориентацией (001), зарожденные через слои GaP и 15 MC AlSb, имеют средние значения Sq и  $\psi$ ; (3) пленки GaSb c ориентацией (001), зарожденные через слои GaP и 5 МС GaSb, имеют более высокие значения у при более развитом рельефе поверхности. Ha основании измеренного методом РДВР разворота пленки у и степени её релаксации оценено соотношение плотностей



фактически сформировавшихся дислокационных семейств. Угол у формируется сеткой ДН в границе раздела. Расчет показывает, что для системы GaSb на подложке Si(001)\_6°, в предположении полной релаксации посредством исключительно краевых ДН разворот будет равен +2440 угл.с. при расстоянии между дислокациями 37.2 А. Таким образом, можно заключить, что условия зарождения пленок GaSb из группы (3) в наибольшей степени способствуют формированию сетки краевых ДН или сетки комплементарных пар 60-градусных ДН.

зарождения.

Работа поддержана грантом РФФИ 18-32-00125 мол а и ГЗ 0306-2016-0011, 0306-2018-0011.

# Распределение концентрации адатомов и поверхностных вакансий на экстремально широких террасах поверхности Si(111) в процессе сублимации

**Макеев М.А.**<sup>1,2</sup>, Рогило Д.И.<sup>1</sup>, Федина Л.И.<sup>1,2</sup>, Пономарёв С.А.<sup>1,2</sup>, Щеглов Д.В.<sup>1</sup>, Латышев А.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-113

Методами *in situ* сверхвысоковакуумной отражательной электронной микроскопии (CBB OЭM) и *ex situ* атомно-силовой микроскопии изучено распределение концентрации адатомов n на экстремально широких круглых террасах поверхности Si(111) (диаметром ~100 мкм), быстро охлаждённых (~400°C/c) от температур сублимации в интервале (1020–1110°C). На основе

полученных экспериментально зависимостей n(r) и времён жизни адатомов до десорбции определено, что при увеличении температуры от 1020°С до 1110°С длина диффузии адатома уменьшается от 60 мкм до 22 мкм, а коэффициент поверхностной диффузии увеличивается от 85 мкм<sup>2</sup>/с до 125 мкм<sup>2</sup>/с, соответственно. На основе этих данных определена энергия десорбции адатома  $\epsilon_{des}\approx$ 3.6 эВ и энергия активации поверхностной диффузии  $\epsilon_{dif}\approx$ 1.1 эВ.

В интервале температур 840-1110°С измерена температурная зависимость равновесной концентрации адатомов  $n_{eq}(T)$ на террасах поверхности Si(111) шириной ~1 мкм. Экспериментально показано, что *n<sub>ea</sub>* монотонно растёт с температурой от 0.08 БС при 840°С до 0.20  $(1 \text{ BC}=1.56 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}),$ 1110°C БС при что адатома соответствует энергии формирования



Рис.1. – Топографическое ACM изображение круглой террасы Si(111) диаметром 51 мкм, быстро охлажденной от 1090°C.

 $\epsilon_{des}\approx 0.4$  эВ. Хотя полученные значения  $\epsilon_{ad}$ ,  $\epsilon_{des}$  и  $\epsilon_{dif}$  существенно отличаются от предыдущих оценок, их линейные комбинации  $\epsilon_{dif} + \epsilon_{ad} \approx 1.5$  эВ и  $\epsilon_{des} - \epsilon_{dif} \approx 2.6$  эВ хорошо согласуются с наиболее прецизионными опубликованными данными (1.53 эВ и 2.56 эВ, соответственно) [1].

Экспериментально получено распределение концентрации доменов сверхструктуры 7×7  $n_{7\times7}$ , зародившихся при *T*=830°C в процессе быстрого охлаждения террасы Si(111) диаметром 100 мкм. С использованием того, что зарождение и стабилизация сверхструктурного домена требует формирования тетравакансии [2], впервые рассчитано распределение концентрации поверхностных вакансий  $n_v(r) \sim n_{7\times7}^{1/4}$ . Показано, что концентрация поверхностных вакансий  $n_v$  достигает максимума в центре террасы ( $n_v \sim 0.03$  БС) и имеет минимум вблизи моноатомной ступени ( $n_v \sim 0.02$  БС), что соответствует энергии формирования адатомно-вакансионной пары  $\geq 0.5$  эВ.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Наноструктуры» при поддержке *in situ* ОЭМ исследований Российским научным фондом (грант № 14-22-00143) и *ex situ* ACM анализа Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 16-02-00518).

[1] A.B. Pang et al., Phys. Rev. B., 77, 115424 (2008).

### Влияние потока Si на фазовый переход (7×7)→(1×1) на поверхности Si (111)

**Мансуров В.Г.**<sup>1</sup>, Галицын Ю.Г.<sup>1</sup>, Малин Т.В.<sup>1</sup>, Милахин Д.С.<sup>1</sup>, Журавлев К.С.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-114

Поверхность кремния и, в частности, поверхность Si(111), по настоящее время является важнейшей для электронной технологии. Хорошо известно, что чистая поверхность Si(111) имеет реконструкцию (7×7), а при повышении температуры поверхности до температур около 1120 К (830-850°С) происходит фазовый структурный переход (7×7)-(1×1). Предполагается, что причиной фазового перехода ( $\Phi\Pi$ ) (7×7)-(1×1) является увеличение концентрации избыточных подвижных адатомов кремния от 0.08 Мсл до 0.2 Мсл при увеличении температуры поверхности выше 850°С. На высокотемпературной структуре (1×1) концентрация подвижных адатомов кремния выше на 0.12 Мсл, чем на структуре (7×7), что было обнаружено при сравнении количества неупорядоченных островков Si, наблюдаемых на структуре (7×7) методом CTM, после резкого охлаждения поверхности

от 900°С и 600°С до достаточно низких температур (так называемый, quenching) [1]. Поэтому под внешним потоком кремния будет происходить понижение температуры перехода  $T_c$ , другими словами внешний поток стабилизирует неупорядоченную фазу (1×1). В работе [2] сдвиг температуры оценен как  $\Delta T = -3$  К при малом ростовом потоке кремния  $4.4x10^{12}$  атомов/(см<sup>2</sup> с), а в работе [3] предполагалось, что сдвиг может оказаться больше, вплоть до 30 К, при увеличении потока кремния до  $4x10^{13}$ атомов/(см<sup>2</sup>\*с). Однако прямых измерений сдвига температуры перехода под потоком кремния проведено не было.

В настоящей работе исследован ФП (7×7)-(1×1) без потока кремния и под воздействием потока кремния методом дифракции быстрых электронов. Давление в потоке кремния, т.е. измеренное вакуумметром на месте образца, составляло  $4x10^{-10}$  Торр, что эквивалентно потоку 1-1.5 $x10^{13}$  атомов/(см<sup>2</sup>\*с).

На Рис. 1 представлено поведение интенсивности дробного RHEED рефлекса (0 3/7) при переходе (7×7)-(1×1). Совпадение прямого и обратного хода кривой изменения интенсивности, а также увеличение ширины рефлекса вблизи критической точки, свидетельствуют о непрерывности  $\Phi\Pi$  с критической температурой T<sub>c</sub>=1135 K (862 C). Видно, что при воздействии потока кремния (Рис.2) на поверхность кривая фазового перехода сдвигается в область более низких температур, сдвиг составляет





10-12°С. Мы полагаем, что эффект может быть объяснен отталкиванием адатомов кремния, что приводит к снижению эффективного взаимодействия, которое обеспечивает энергетический выигрыш при формировании (7×7).

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

- [1] Y.N.Yang, E.D.Williams, Phys. Rev. Lett., 72, 1862 (1994).
- [2] J.B.Hannon, J.Tersoff, M.C.Reuter, R.M.Tromp, Phys. Rev. Lett., 89, 266103 (2002).

<sup>[3]</sup> A.Fissel, A.R.Chaudhuri et al, Front. Mater. Sci., 9, 141 (2015)

#### Секция 2. Поверхность, пленки, слои

#### Фазовый 2D-3D переход на поверхности (0001) тонкого слоя GaN

Мансуров В.Г.<sup>1</sup>, Галицын Ю.Г.<sup>1</sup>, Малин Т.В.<sup>1</sup>, Милахин Д.С.<sup>1</sup>, **Конфедератова К.А.**<sup>1</sup>, Журавлев К.С.<sup>1,2</sup>, Лебедок Е.В.<sup>3</sup>, Разумец Е.А.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup> Государственное научно-производственное объединение «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника», 220072, Беларусь, Минск, пр. Независимости, 68

DOI 10.34077/Semicond2019-115

Формирование квантовых точек (КТ) при эпитаксиальном росте обычно осуществляется с помощью ростовой моды Странского-Крастанова. Нетривиальный эффект наблюдается при формировании GaN KT на поверхности AlN(0001) методом аммиачной МЛЭ. Эффект состоит в следующем: после выращивания ультратонкого двумерного слоя GaN на подложке AlN(0001), система остается двумерной при сохранении ростового потока аммиака. Однако если поток аммиака перекрывается, происходит спонтанное образование трехмерных (3D) островков GaN. Подобный эффект прерывания потока аммиака изучался в ряде работ, обзор которых дан в статье [1]. Однако этот 2D-3D переход изучался только в зависимости от температуры, а роль давления аммиака не учитывалась. При этом считалось, что существенную роль в 2D-3D переходе при прерывании потока аммиака играет релаксация упругих напряжений в слое GaN, а образование 3D островков объяснялось как устранение кинетических затруднений для диффузии компонентов, и даже предполагалась миграция Ga-N пар атомов к центрам кристаллизации 3D островков.

В настоящей работе детально исследовался спонтанный 2D-3D переход (другими словами, фазовый переход) на поверхности тонкого слоя нитрида галлия GaN/AlN(0001) в зависимости от температуры поверхности и давления аммиака. Экспериментально показано, что при увеличении температуры поверхности (при данном давления аммиака) или при повышении давления аммиака (при данной температуре поверхности) равновесная концентрация 3D островков понижается. Показано также, что данный фазовый переход является обратимым 2D↔3D переходом.

С нашей точки зрения, такой переход следует описывать как зависимость степени заполнения поверхности 3D островками ( $\theta$ ) от температуры поверхности (T) и давления аммиака (P), то есть на основе уравнения состояния  $\theta$ =f(P,T). Тогда, прерывание потока аммиака является предельным случаем вариации давления. Уменьшение давления аммиака над поверхностью, в том числе прерывание потока, приводит к изменению состава поверхности, а именно к обогащению поверхности галлием, то есть к увеличению химического потенциала атомов галлия. При этом поверхностная энергия будет увеличиваться, и последующая ее релаксация (т.е. уменьшение поверхностной энергии) происходит за счет изменения морфологического состояния поверхности, то есть образования 3D островков. Концентрация 3D островков будет определяться, так называемой, фугативностью z, где  $z=(2\pi m kT/h^2)^{3/2} exp(\mu(P,T)/kT)$ . Уравнение состояние фазового перехода в данной работе рассматривается в рамках модели решеточного газа, которая успешно применялась при анализе различных систем, например, зародышеобразования при гомоэпитаксии на поверхности GaAs(001) [2,3], или при образовании KT InAs/GaAs(001) [4]. В нашем случае используется трехпараметрическая изотерма решеточного газа для получения уравнения состояния  $\theta$ =f(P,T), которая была разработана ранее [3,4].

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

[1] Damilano B, Brault J, Massies, J. Appl. Phys.; 118, 024304. (2015)

[3] Ю.Г. Галицын, Д.В. Дмитриев, В.Г. Мансуров и др. Письма в ЖЭТФ, 86, 553 (2007).

<sup>[2]</sup> V.P.LaBella, Z. Ding, D.W.Bullock, C.Emery, P.M.Thibado, Int. J. Mod. Phys. B, 15,2301 (2001)

<sup>[4]</sup> Yu. G. Galitsyn; A. A. Lyamkina; S. P. Moshchenko et al., in: Self-assembly of Nanostructures, edited by S. Belucci, The INFN Lectures, Springer, **3**, chap. **3** (2012).

#### Фотоприёмники лазерного излучения с λ=1.06 мкм

Маричев А.Е., Левин Р.В., Эполетов В.С., Пушный Б.В.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе (Ioffe Institute), 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

DOI 10.34077/Semicond2019-116

Появление лазеров (оптических квантовых генераторов) способствовало становлению и интенсивному развитию новых научных направлений и областей. Одним из таких направлений стала беспроводная передача энергии по оптическому каналу (в атмосфере и по оптоволокну) с помощью лазера.

Была предложена энергетическая схема преобразователя мощного лазерного излучения похожая на схему полупроводникового лазера на основе двойной гетероструктуры (ДГС), где материал активной области должен иметь прямую структуру зон и ширину запрещенной зоны близкой к краю поглощения квантов излучения (Eg = 1.17 эВ, 300 К). Поглощающий слой располагается между слоями с электронной и дырочной проводимостями InP.[1]

Было предложено использовать твёрдые растворы InGaAsP на подложках InP согласованных по параметрам кристаллической решетки с Eg=1.17 эВ. Эти твёрдые растворы находятся вблизи зоны спинодального распада и их изготовление представляет сложности. Был разработан метод выращивания таких растворов с толщиной более 1 мкм [2]. Структуры выращивались на установке AIXTRON AIX-200 методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложках InP, при температуре роста T<sub>p</sub>=600°C и давлении P=100 мбар.

Одной из главных потерь в фотоэлектрических преобразователях лазерного излучения являются потери на сопротивлении электрических контактов. Для уменьшения омических потерь для р-типа InP с уровнем легирования до  $1 \cdot 10^{19}$ , было решено использовать в качестве подконтактного слоя материал обладающий меньшей шириной запрещённой зоны [3]. Для этого были выполнены исследования по выращиванию подконтактных слоёв InGaAs, InPSb, InPAs с различным составом и уровнем легирования р =  $5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. На выращенные слои были нанесены многослойные и Ni контакты. Измерение контактного сопротивления производилось двухзондовым методом между площадками с различным расстоянием между ними. Использование данной схемы, позволило в несколько раз уменьшить сопротивление омического контакта нанесённого на р-слой в сравнении с контактом, нанесённым на p-InP p-типа с той же концентрацией носителей.

[1] О.Н. Крохин "Передача электрической энергии посредством лазерного излучения", УФН, 176, 441-444.

[2] A.E. Marichev, R.V. Levin, G.S. Gagis and A.B. Gordeeva, Journal of Physics: Conference Series 741 (2016) 012039.

[3] P.W. Leech, G.K.Reeves "Ohmic Contacts to p-Type InGaAs/InP with a Graded Bandgap Heterobarrier", 2011, DOI: 10.1557/PROC-318-183.

### Роль подложки и дефектов на транспортные свойства пленок висмутового феррита граната

Масюгин А.Н., Бегишева О.Б., Аплеснин С.С.

Сибирский государственный университет науки и технологий имени академика М.Ф. Решетнева Российская Федерация, 660014, просп. им. газ. «Красноярский рабочий», 31

DOI 10.34077/Semicond2019-117

Висмут ферритовые гранаты обладают колоссальным Фарадеевским вращением в видимой области спектра и используются в магнитооптических устройствах для пространственной модуляции света, в оптических сенсорах. В пленках обнаружен линейный магнитоэлектрический эффект, который объясняется наличием доменных границ и интерфейсом пленка-подложка. В этих системах важно рассмотреть влияние примесей и интерфейса пленка-подложка на магнитоэлектрическое взаимодействие и сосуществование каналов тока с ферроэлектрическими областями, что позволит создавать мемристорные устройства управляемые светом.

Исследовались эпитаксиальные пленки  $Nd_1Bi_2Fe_5O_{12}(450nm)/Nd_2Bi_1Fe_4Ga_1O_{12}(90nm)$  на стеклянной подложке и  $Nd_{0.5}Bi_{2.5}Fe_5O_{12}(450nm)$  на монокристаллической подложке GGG, выращенной в кристаллографическом направлении (111). Сопротивление пленок представлено на Рис.1. Ниже 400 К обнаружено влияние подложки на резистивные характеристики пленки. В окрестности температуры Кюри Tc=450 К энергия активации уменьшается от  $\Delta E=0.48$  эВ до 0.33 эВ при нагревании, что указывает на взаимодействие носителей тока с магнитной подсистемой. Найден гистерезис в ВАХ с конечным значением тока порядка 1 нА при нулевом внешнем электрическом поле, связанный с пиротоком в результате изменения электрической поляризации. Импеданс, измеренный в интервале частот 1-300 кГц, уменьшается выше температуры Нееля вследствие роста диэлектрической проницаемости, обусловленной электронами проводимости. В интервале температур 180-210 К реактивная часть импеданса резко уменьшается, что связываем с пиннингованием доменных границ на заряженных примесях.



Рис. 1. (а) — Сопротивление пленки на стеклянной (1) и GGG (2) подложках. (b) — Импеданс пленки на гранате от температуры на двух частотах  $\omega = 1 \kappa \Gamma \mu$  (1), 300  $\kappa \Gamma \mu$  (2).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № <u>18-42-240001</u>: «Инверсия знака компонент магнитоэлектрического тензора по температуре в пленках висмутового феррита граната замещенного неодимом».

[1] M. Sasaki, G. Lou, Q. Liu, et al., Jap. Journal of Appl. Phys., 55, 055501 (2016)
[2] E. Popova, A. Shengelay, D. Daraselia, et al., Appl. Phys. Lett., 110, 142404 (2017)
[3] S.S. Aplesnin, A.N. Masyugin, et al., JMMM, 464, 44 (2018).

#### Секция 2. Поверхность, пленки, слои

# Маска на основе эпитаксиальных слоев Si/GaAs(111)В для самокаталитического роста нановискеров А<sup>Ш</sup>В<sup>V</sup>

**Настовьяк А.Г.**, Емельянов Е.А., Петрушков М.О., Есин М.Ю., Гаврилова Т.А., Путято М.А., Шварц Н.Л., Швец В.А., Васев А.В., Семягин Б.Р., Преображенский В.В. *ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13* 

Одним из основных направлений в области современных нанотехнологий является формирование и изучение свойств наноструктур с пониженой размерностью, таких, как полупроводниковые вертикальные нанопроволоки, или нановискеры (НВ). Наиболее

распространенным способом формирования НВ А<sup>Ш</sup>В<sup>V</sup> является рост из металлических капель-затравок методами молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) или химического осаждения газовой фазы (CVD). При ИЗ GaAs HB самокаталитическом росте в качестве выступают капли галлия. катализатора роста Рост осуществляют как на GaAs, так и на кремниевых подложках. При самокаталитическом росте полупроводниковая подложка покрывается маской, чаще всего пленкой диоксида кремния. При росте на подложках Si(111) в качестве маски выступает естественный окисный слой, а при росте на подложках А<sup>Ш</sup>В<sup>V</sup> – слой SiO<sub>2</sub>, напыленный на поверхность [1].

В данной работе впервые обсуждается использование эпитаксиальных пленок Si, выращенных на поверхности GaAs(111)В методом МЛЭ, для создания маски. Маска формировалась путем окисления эпитаксиальной пленки кремния после формирования на ее поверхности массива галлия. Окисление нанокапель осуществлялось на атмосфере при нормальных условиях. С помощью эллипсометрии исследована кинетика окисления И измерена толщина окисла.

НВ выращивались на структурах Si/GaAs(111)В с окисленным слоем кремния в установке МЛЭ «Штат». Температура роста НВ составляла ~ 620°С, отношение потоков *V/III* ~ 20. Скорость роста ~ 0.25 монослоя в секунду на GaAs(001). При данных условиях получены структуры с различной морфологией: вертикальные и наклонные НВ и объемные кристаллиты.

На рис. 1. представлены изображения поверхности на разных этапах создания GaAs HB.

Работа выполнена в рамках ГЗ 0306-2016-0011, 0306-2018-0011 и при поддержке гранта РФФИ 18-02-00764-а.

[1] D. Spirkoska, G. Abstreiter, A. Fontcuberta i Morral, Semicond. Sci. Technol., 24, 113001 (2009).



Рис.1. – АСМ изображения эпитаксиального Si на поверхности GaAs(111)B (a) и капель Ga на поверхности Si/GaAs(111)B (b); СЭМ изображение GaAs HB на окисленной поверхности Si/GaAs(111)B (c).

#### DOI 10.34077/Semicond2019-118

#### Формирование ионным пучком тонких пленок AlN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Никулин Д.А.<sup>1</sup>, Девицкий О.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Северо-Кавказский Федеральный университет, 355029, Ставрополь, пр. Кулакова, 2

<sup>2</sup> Южный научный центр Российской академии наук, 344006, Ростов-на-Дону, пр. Чехова, 41

DOI 10.34077/Semicond2019-119

Применение буферных слоев для выращивания структурно-совершенных слоев GaN имеет важное место в современном производстве полупроводников. Широко применяются в данной роли тонкие пленки нитрида алюминия, позволяющие снизить степень рассогласования кристаллических решеток. Для осаждения в основном применяются газофазная эпитаксия металлорганических соединений, а также молекулярно-лучевая эпитаксия [1]. В данной работе было решено применить метод ионно-лучевого осаждения (ИЛО), для получения тонких пленок нитрида алюминия на подложку лейкосапфира, как достаточно мало распространенный, но имеющий достаточные перспективы [2].

Эксперименты проводились облучением мишени Al 99,99% ионным пучком газовой смеси аргон/азот на эпиполированные подложки Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (0001) с шероховатостью 0,2 нм. Варьировались показатели температуры подогрева подложек (600 - 800° C), времени осаждения (40 -60 минут), состав газовой смеси (10 - 90% азота, остальное - аргон), энергия (400 - 1200 eB) и степень нейтрализации ионного пучка (50 - 100%). Полученные пленки исследовались методами электронной и атомно-силовой микроскопии, энергодисперсионным и спектральным анализом, выявлены оптимальные параметры режимов осаждения. По результатам исследования на 30 образцах в разных технологических режимах, подтвержден стехиометрический состав пленок AlN, с некритичным количеством кислорода (<1%). Напыленный слой однороден по толщине всей поверхности образцов (100 – 150 нм). Анализ спектров поглощения видимого и ультрафиолетового диапазона позволяет отнести полученные пленки к оптически совершенным. Получено требуемое качество поверхности для оптоэлектронных применений (Ra< 1нм, рис.1).



Рис. 1. – Морфология поверхности пленки AlN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

Работа выполнена в рамках ГЗ «Разработка и создание полупроводниковых гетероинтерфейсов на основе многокомпонентных материалов для устройств СВЧ-электроники и фотоники» номер гос. регистрации АААА-А19-119040390081-2.

[1] Выращивание высокотемпературных буферных слоев ALN/ALGAN для снижения плотности дислокаций в HEMT гетероструктурах на основе GAN / А.Н. Алексеев, С.И. Петров, Д.М. Красовицкий, В.П. Чалый, В.В. Мамаев, В.Г. Сидоров // Известия ЮФУ. Технические науки. – Ростов-на-Дону.: Южный Федеральный Университет, 2014. – № 1. – С.24-32.

[2] Физико-технологические особенности ионно-лучевого осаждения наноразмерных структур на основе твердых растворов АЗВ5 / А.В. Благин, И.А. Сысоев, М.Л. Лунина, Д.А. Гусев, И.С. Шошиашвили. // – Известия вузов. Северо-кавказский регион. Технические науки. – Ростов-на-Дону.: Южный Федеральный Университет, 2011. – № 5. – С.125-128.

# Моделирование атомной диффузии Ge на структурированных подложках Si методом молекулярной динамики

**Новиков П.Л.**<sup>1,2</sup>, Павский К.В.<sup>1,2</sup>, Насибулов И.А.<sup>1,2</sup>, Двуреченский А.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-120

Интерес к пространственно упорядоченным массивам квантовых точек (КТ) обусловлен как разнообразием их физических свойств, так и возможностью их применений в перспективных наноэлектронных устройствах [1-3]. Такие массивы можно создавать ростом на структурированных подложках (pre-patterned substrates). Структурированными мы называем подложки, на поверхности которых с помощью литографии создан регулярный рисунок с ямками или траншеями. В настоящее время недостаточно изучены механизм атомной диффузии в углублениях на структурированных подложках, механизм зарождения трехмерных островков Ge, деформации в структурированных подложках и связанное с ними неравновесное распределение химического потенциала. Эти вопросы удобно исследовать методом молекулярной динамики (МД).

В исследован данной работе методом ΜД микроскопический механизм атомной диффузии Ge на структурированных подложках Si с траншеями. Построена карта потенциального рельефа в канавке, позволившая определить энергию активации поверхностной атомной диффузии, характерные маршруты миграции атомов по стенкам траншей, положение энергетических минимумов, выполняющих роль центров захвата адатомов. Выявлены условия, при которых термодинамически выгодной является морфология С наноостровками в траншеях и между траншеями соответственно.

При моделировании методом МД наиболее затратным, до 95% от общего времени, является процедура поиска ближайших



соседей для каждого атома гетероструктуры Ge/Si. Для вычислительных систем (BC) с общей и распределенной памятью были разработаны и реализованы параллельные алгоритмы поиска ближайших соседей в атомном массиве с использованием списков Верле [4] в стандартах MPI и OpenMP. Показана эффективность их исполнения на BC.

Работа выполнена при финансовой поддержке Президиума РАН (ГЗ 0306-2018-0012), РФФИ и Правительства Новосибирской области в рамках научного проекта № 18-41-540005 р а.

- [1] Zh. Zhong and G. Bauer, Applied Physics Letters 84(11), 1922 (2004).
- [2] M. S. Leite et al., Phys. Rev. Lett. 100, 226101 (2008).
- [3] V. Jovanović et al., IEEE Electron Device Lett. 31, 1083 (2010).
- [4] Verlet L., Phys. Rev. 159, 98 (1967).

#### Лазерное формирование регулярных массивов нанокапель железа на подложках кремния для каталитических применений

**Новодворский О.А.**<sup>1</sup>, Паршина Л.С.<sup>1</sup>, Храмова О.Д.<sup>1</sup>, Лотин А.А.<sup>1</sup>, Черебыло Е.А.<sup>1</sup>, Михалевский В.А.<sup>1</sup>, Егоров А.В.<sup>2</sup>, Путилин Ф.Н.<sup>2</sup>, Савилов С.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ИПЛИТ РАН - филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, 140700, Московская область, Шатура, ул. Святоозерская, 1

<sup>2</sup> Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

DOI 10.34077/Semicond2019-121

Регулярные массивы нанокапель высокочистого железа на подложках кремния могут быть использованы в качестве катализаторов роста углеродных нанотрубок (УНТ). Нанотрубки углерода, покрытые аморфной оболочкой могут быть использованы в качестве автоэлектронных эмиттеров с узкой областью испускания [1,2]. Эмиттеры на основе углеродных наноматериалов отличаются рядом преимуществ по сравнению с металлическими, а именно высокой яркостью И стабильностью эмиссии в течении длительного времени [3]. Углеродные нанотрубки можно использовать как в механических конструкциях, так И в

механических конструкциях, так и в электромеханических системах нового типа в качестве нанодиодов, транзисторов, микроэлектрических двигателей и соединительных электропроводов [4].

В настоящей работе методом импульсного лазерного осаждения были выращены пленки железа толщиной от 0,5 до 68 нм, при лазерной абляции мишени железа 99,99 излучением эксимерного KrF лазера (248 нм, 10 Гц, Е<sub>имп</sub> = 150 мДж) на подложке кремния (001) при различной температуре подложки. Полученные пленки



Рис. 1. – Дисперсия наночастиц железа по поперечным размерам для исходной пленки толщиной 7 нм.



железа были исследованы методами ACM, РЭМ и РФЭС. Толщина пленок железа, получаемых методом лазерного осаждения, задавалась предварительной калибровкой по скорости роста и дополнительно методом ACM. Наблюдалось совпадение результатов. Пленки толщиной менее 10 нм после отжига имели вид массива капель, размер которых зависел от толщины исходной пленки. На Рис.1 для исходной пленки толщиной 7 нм приведено распределение капель железа по размеру после отжига при температуре 700 °C. На таком массиве ннанокапель железа получен массив вертикально ориентированных углеродных нанотрубок диаметром 15-20 нм в аморфной оболочке, толщина которой составляла 5-10 нм (Рис.2).

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в части «выращивания нанокапель железа», Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-29-03032, 17-07-00615) в части «исследования массивов нанокапель».

- [1] A. L. Musatov et al., Fullerenes, Nanotubes and Carbon Nanostructures, 19, 69 (2011).
- [2] A. L. Musatov et al., Appl. Phys. Lett., 87, 1 (2005).
- [3] N. A. Kiselev et al., Carbon N. Y., 43, 3112 (2005).
- [4] X. Wang et al., Nano Letters, 9, 3137 (2009).

# Влияние параметров осаждения методом импульсного лазерного осаждения на электрофизические и магнитные свойства пленок Mn<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> (x ~ 0.5)

**Новодворский О.А.**<sup>1</sup>, Паршина Л.С.<sup>1</sup>, Храмова О.Д.<sup>1</sup>, Черебыло Е.А.<sup>1</sup>, Михалевский В.А.<sup>1</sup>, Гусев Д.С.<sup>1</sup>, Дровосеков А.Б.<sup>2</sup>, Рыльков В.В.<sup>3</sup>, Николаев С.Н.<sup>3</sup>, Черноглазов К.Ю.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ИПЛИТ РАН - филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, 140700, Московская область, Шатура, ул. Святоозерская, 1

<sup>2</sup> Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, 119334, Москва, Косыгина, 2

<sup>3</sup> НИЦ «Курчатовский институт», 123098, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

DOI 10.34077/Semicond2019-122

Тонкопленочные высокотемпературные магнитные полупроводники привлекательны для разработки элементов спинтроники, а также для устройств хранения и обработки информации. Одним из таких материалов является  $Mn_xSi_{1-x}$  (x ~ 0.5) [1]. Возможность контролируемого изменения состава пленок  $Mn_xSi_{1-x}$  и характера кристаллических дефектов в них представляет важную задачу для получения образцов, имеющих высокую температуру Кюри. В этой связи приобретает актуальность исследование влияния различных режимов осаждения методом импульсного лазерного осаждения важными параметрами, влияющими на свойства осаждаемых пленок  $Mn_xSi_{1-x}$ , являются плотность энергии на мишени [2] и давление буферного газа в процессе роста пленок [3].

настоящей работе методом импульсного лазерного осаждения B на подложках монокристаллического *с*- и *r*- сапфира получены тонкие пленки Si<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub> из поликристаллической мишени MnSi. Абляция мишени проводилась излучением второй гармоники YAG:Nd<sup>3+</sup> лазера. Плотность энергии на мишени изменялась в диапазоне от 4 Дж/см<sup>2</sup> до 10 Дж/см<sup>2</sup>. Исследовано влияние типа кристаллической решетки подложки, а также типа и давления буферного газа (гелий, ксенон, азот) в вакуумной камере на состав, электрические и магнитные свойства тонких пленок Si<sub>1-х</sub>Mn<sub>x</sub>. Установлено, что увеличение давления буферного газа приводит к снижению относительной концентрации кремния в пленке, уменьшению энергии осаждаемых частиц и уменьшению температуры Кюри пленки во всем исследуемом диапазоне плотности энергии на мишени. При низких давлениях буферного газа в пленке при плотности энергии на мишени больше 7 Дж/см<sup>2</sup> в пленке формируется однородная высокотемпературная ферромагнитная фаза с температурой Кюри порядка 330 К. Установлено, что тип подложки влияет на электрические характеристики пленок  $Si_{1-x}Mn_x$ . Пленки, полученные на подложках *с*-сапфира, обладают большей проводимостью в диапазоне температур от 10 до 300 К.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в части «выращивания пленок», Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-29-03032, 17-07-00615) в части «исследования свойств полученных пленок».

- [1] V.V. Rylkov et al., Europhys. Lett., 103, 57014 (2013).
- [2] P. Pandey et al., Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 459, 206 (2018).
- [3] О. А. Новодворский и др., ФТП, 52, 1313 (2018).

### Лазерный синтез тонких пленок оксидов переходных металлов в качестве активной области мемристора

Паршина Л.С., Новодворский О.А., Храмова О.Д.

ИПЛИТ РАН — филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, 140700, Московская область, Шатура, ул. Святоозерская, 1

#### DOI 10.34077/Semicond2019-123

Реализация нейроморфных био-подобных систем решит проблему создания скоростных энергоэффективных вычислительных устройств менее уязвимых для накопления ошибок. Функциональные возможности таких систем могут быть реализованы с использованием резистивного переключения энергозависимых и энергонезависимых мемристорных структур, на основе которых будут созданы новые типы элементов искусственного интеллекта нейристоры и синапторы, выполняющие функции искусственных синапсов и нейронов человеческого мозга [1]. Резистивное переключение - физическое явление, при котором сопротивление устройства зависит от приложенного напряжения или его предыстории [2]. Оксиды переходных металлов привлекательны тем, что способны реализовать два основных типа резистивного переключения: энергозависимое и энергонезависимое [3]. При энергозависимом переключении сопротивление материала изменяется при подаче достаточно высокого напряжения или тока, после чего оно возвращается к своему первоначальному значению. При энергонезависимом переключении сопротивление материала не возвращается к своему первоначальному значению после прекращения импульса, но может изменяться при подаче следующего импульса. В настоящее время для разработки нейроморфных систем искусственного интеллекта необходимо как усовершенствование архитектуры мемристорных устройств, так и исследование новых материалов для их создания.

В нашей работе методом импульсного лазерного осаждения в бескапельном режиме [4] с применением масочных технологий получены тонкие пленки  $Ta_2O_{5-x}$ , а также мемристорные структуры в кроссбар-геометрии на их основе. Использование бескапельного режима осаждения тонкопленочных слоев обеспечивало получение гладких однородных пленок высокого качества благодаря устранению капель, вылетающих из мишени на подложку в процессе осаждения. Абляция металлических мишеней осуществлялась излучением эксимерного KrF-лазера с длиной волны 248 нм при плотности энергии на мишени не менее 3 Дж/см<sup>2</sup>. Давление кислорода в вакуумной камере в процессе роста пленок менялось от 0,1 мТорр до 90 мТорр с целью изменения степени окисления активной области мемристора. Толщины оксидных слоев варьировались от 10 до 100 нм. Выявлен энергонезависимый мемристивный эффект в тонкопленочных структурах Au/TaO<sub>2</sub>/Ta<sub>2</sub>O<sub>5-x</sub>/Au. Исследована зависимость ВАХ мемристорных структур от степени окисления активной области вых мемристорных структур от степени окисления активной области вых зависимость во ученных структур от толщины активной оксидной области мемристора. Установлено в торктур от толщины активной оксидной области мемристора в ависимость во зависимость мемристорных структур от толщины активной оксидной области мемристора.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в части «выращивания тонких пленок», Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-29-03032, 17-07-00615, 16-29-05385) в части «исследования тонкопленочных структур».

- [1] J. del Valle et al., J. Appl. Phys., 124, 211101 (2018).
- [2] J. J. Yang et al., Nat. Nanotechnol., 8, 13 (2013).
- [3] E. Janod et al., Adv. Funct. Mater., 25, 6287 (2015).
- [4] L. S. Parshina et al., Optical and Quantum Electronics, 48, 316 (2016).

## Использование вставок низкотемпературного GaAs при выращивании буферных слоев GaAs/Si(001)

**Петрушков М.О.**, Емельянов Е.А., Путято М.А., Семягин Б.Р., Васев А.В., Абрамкин Д.С., Лошкарев И.Д., Преображенский В.В.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-124

Интеграция кремниевой электроники и элементной базы на основе соединений  $A^{III}B^{V}$  на подложках Si представляет интерес в силу перспективности различных приборных реализаций. Из всех гетеросистем  $A^{III}B^{V}/Si$  наиболее интересной является система GaAs/Si, позволяющая надеется на интеграцию в кремневую технологию уже разработанных оптоэлектронных приборов на основе GaAs. Из-за различия параметров решеток и коэффициентов термического расширения кремния с материалами  $A^{III}B^{V}$  в эпитаксиальных пленках образуются пронизывающие дислокации (ПД). Вследствие этого ухудшается кристаллическая структура эпитаксиальных слоев, что отрицательно сказывается на качестве гетероструктур и приборов на их основе.

В работе исследовалось влияние вставок низкотемпературных слоев GaAs (LT-GaAs) и послеростового циклического отжига на совершенство буферных слоев GaAs/Si, выращенных методом МЛЭ. Для подавления образования антифазных доменов использовались подложки Si(001), отклоненные на 6° к плоскости (111). Вставки слоев LT-GaAs выращивались вблизи границы раздела GaAs-Si и в объеме GaAs. Температуры роста слоев GaAs и LT-GaAs составляла 600°С и 200°С, соответственно. Общая толщина пленок GaAs/Si была равна 2.5 мкм.

В результате исследования обнаружено, что слои LT-GaAs могут выступать в роли дислокационных фильтров, снижая плотность ПД до  $5 \cdot 10^6$  см<sup>-2</sup>. Кроме того, их внедрение приводит к уменьшению шероховатости поверхности.

На рис. 1 представлены спектры стационарной фотолюминесценции (ФЛ), измеренные при комнатной температуре для слоев GaAs/GaAs (1), и буферных слоев GaAs/Si со вставками LT-GaAs (2, 3) и без них (4, 5). Видно, что интегральная интенсивность слоев GaAs/Si до отжига (2, 4) примерно одинакова И заметно меньше, чем интенсивность гомоэпитаксиального слоя GaAs (1). Это свидетельствует о наличии в слоях GaAs/Si дефектов, выступающих В роли центров безызлучательной рекомбинации. Послеростовой циклический отжиг структур температуры 650° С позволяет снизить GaAs/Si ЛО концентрацию таких дефектов, приводя к увеличению интегральной интенсивности ФЛ почти в 3 раза. Причем в структурах GaAs/Si, выращенных со вставками LT-GaAs (3), интенсивность ФЛ после отжига увеличивается сильнее и



становится равной интенсивности ФЛ гомоэпитаксиального слоя GaAs (1).

На буферных слоях GaAs/Si, содержащих вставки LT-GaAs, были выращены гетероструктуры с квантовыми точками (KT) InAs в матрице AlAs. В низкотемпературных спектрах (5÷80 K) ФЛ данных гетероструктур наблюдались полосы, связанные с рекомбинацией носителей заряда в КТ, что свидетельствует о высоком качестве гетероструктур.

Работа выполнена в рамках ГЗ 0306-2016-0011, 0306-2018-0011 и при частичной поддержке гранта РФФИ 18-32-00125 и СП-1741.2019.5.

### Моделирование с помощью молекулярной динамики низкотемпературной реконструкции поверхности (001) GaAs

**Прасолов Н.Д.**<sup>1,2</sup>, Гуткин А.А.<sup>1</sup>, Брунков П.Н.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Университет ИТМО, Россия, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

<sup>2</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Россия, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

DOI 10.34077/Semicond2019-125

С развитием нанотехнологий значительное внимание уделяется исследованию изменения свойств поверхности кристаллических материалов методом наноиндентации, то есть вдавливанием твердого тонкого зонда (индентора) на глубину в несколько нм [1]. Обнаружено, что в этих полупроводниковых материалах, наноиндентирование вызывает формирование новых фазовых

кристаллических состояний в деформированной области на глубине нескольких атомных слоёв от поверхности. Эти фазы в Ge [2] и Si [3] сохранялись и после отвода зонда от поверхности материала при не слишком высоких температурах, в то время как в GaAs формирование фазы было обратимым, несмотря на то, что моделирование производилось при температуре близкой к 0 К [4]. Влияние наноиндентирования на реконструкцию поверхности ранее не исследовалось.

Данная работа посвящена исследованию методами молекулярной динамики (МД) реконструкции атомных слоев на поверхности (001) GaAs в процессе наноиндентирования при температурах 1–15 К.

Установлено, что в области температур 1–15 К после выдержки при постоянной температуре в течение 200 пс до начала индентирования реконструкции поверхности GaAs не наблюдается и верхний слой состоит из атомов As, образующих квадратную решетку  $(1 \times 1)$  (см. Рис. 1, вне области индентирования). При погружении индентора на некоторую глубину на поверхности GaAs в области индентирования атомы As начинают образовывать димеры (Рис. 1, 2), количество и длина цепочек которых увеличиваются с глубиной



(001) при температуре 3 К при погружении сферического индентора на глубину 0.9 нм

\*\*\*\*\*

Рис.2. — Поперечный профиль на глубину четырех атомных слоев от поверхности вдоль стрелки. Синим цветом показаны атомы As, красным цветом – атомы Ga.

индентирования, что приводит к образованию области реконструкции поверхности, в которой наблюдается  $(1 \times 2)$  структура.

Расчеты методом МД, проведенные без воздействия индентора, при температурах 32–45 К показали термически активированное образование димеров атомов As на исследуемой поверхности. Энергия активации формирования поверхностного димера As заметно ниже 0.1 эВ, в то время как для его диссоциации требуется затратить энергию около 2 эВ. Последнее и объясняет стабильность реконструкции поверхности GaAs (001) с образованием димеров атомов As при повышенных температурах.

[1] A.C. Fischer-Cripp, Nanoindentation, Springer-Verlag, N.Y. (2011).

- [2] P.Z. Zhu, Z. Fang. Applied Physics A, 108, 415 (2012).
- [3] C.F. Sanz-Navarro, S.D. Kenny, R. Smith, Nanotechnology, 15, 692 (2004).
- [4] D. Chrobak, K. Nordlund, R. Nowak, Phys. Rev. Lett., 98, 045502 (2007).

### Молекулярно-лучевая эпитаксия кремния на подложках GaAs(001) и GaAs(111)В

**Путято М.А.**, Емельянов Е.А., Петрушков М.О., Васев А.В., Преображенский В.В., Семягин Б.Р.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-126

Тонкие эпитаксиальные слои Si, сформированные на поверхность или в объеме гетероструктур соединений  $A^{III}B^{V}$ , способны существенным образом модифицировать их свойства. Так, нанесение нескольких атомных слоев кремния на поверхность наноструктур с квантовыми проволоками AlGaAs/GaAs ведет к значительному увеличению интенсивности фотолюминесценции. Тонкие кремниевые слои также можно использовать как элемент управления зонной структурой гетеросистем на базе соединений  $A^{III}B^{V}$ . Кроме того, эпитаксиальные пленки кремния пригодны для формирования защитных масок в технологии выращивания наноструктур методом селективной молекулярно-лучевой эпитаксии.

В представленной работе методом ДБЭО исследовался процесс зарождения и роста тонких (толщиной до 15 атомных слоев) пленок Si на подложках GaAs(001) и GaAs (111)В при МЛЭ. Результаты нашего исследования процесса роста Si на GaAs(001) хорошо согласуются с литературными данными, в то время как по росту кремния на GaAs(111)В нами получены новые экспериментальные факты, не описанные в литературе.

В представленной работе слои кремния выращивались методом МЛЭ с использованием тигельного источника. Зарождение пленок кремния осуществлялось на подложке GaAs(111)В как с реконструкцией ( $2\times2$ ), так и с реконструкцией ( $\sqrt{19}\times\sqrt{19}$ ). Условия проведения эксперимента в нашей работе отличались от условий, описанных в литературе, диапазоном изменения температуры подложки. В нашем случае она варьировалась от 400°C до 450°C. В процессе зарождения и роста пленки кремния регистрировалось как изменение интенсивности зеркального рефлекса (ИЗР) картины ДБЭО, так и изменение сверхструктурного состояния поверхности.

По мере осаждения кремния реконструкция поверхности подложки ((2×2) или ( $\sqrt{19}\times\sqrt{19}$ )) менялась на реконструкцию (1×1), которая сохранялась до конца роста. Релаксация растущего слоя кремния начиналась после осаждения ~ 3 – 4 атомных слоев. Переход пленки от псевдоморфного состояния к релаксированному сопровождался изменением расстояния между линейными рефлексами картины ДБЭО. Обнаружено, что в рассмотренных условиях релаксация растущей пленки не ведет к развитию трехмерного рельефа, даже при толщинах в несколько раз превышающих толщину псевдоморфности.

В процессе роста пленки кремния наблюдались осцилляции ИЗР ДБЭО, которые сохранялись на протяжении почти всего роста (до 10 атомных слоев). Согласно литературным данным при МЛЭ Si на GaAs(111)В осцилляции ИЗР ДБЭО затухают после выращивания 3 монослоев. Наличие осцилляций ИЗР свидетельствует о двумерно-островковом механизме роста пленки. Осциллограмма имеет два участка, отличающихся периодом осцилляций. На начальном этапе роста, когда пленка растет псевдоморфной, период осцилляций ИЗР соответствует времени осаждения одного атомного слоя кремния. При релаксации растущей пленки период осцилляций меняется, увеличиваясь вдвое. Данный эффект ранее ни кем не отмечался.

Работа выполнена в рамках ГЗ 0306-2016-0011, 0306-2018-0011 и при частичной поддержке гранта РФФИ 18-32-00125.

### Эволюция спектров квантового выхода и энергетических распределений фотоэлектронов, эмитированных с интерфейса p-GaN(Cs)-вакуум, при изменении температуры

**Рожков С.А.**<sup>1,2</sup>, Бакин В.В.<sup>1</sup>, Косолобов С.Н.<sup>1</sup>, Шайблер Г.Э.<sup>1,2</sup>, Терехов А.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-127

Полупроводниковые фотокатоды на основе нитридных соединений, поверхность которых активирована до состояния эффективного отрицательного электронного сродства (ОЭС), являются ключевыми элементами солнечно-слепых фотодетекторов с координатной чувствительностью и наносекундным временным разрешением. Для изготовления фотокатодов с ОЭС важен энергетический спектр поверхностных электронных состояний (DOS), поскольку для достижения состояния ОЭС требуются высокие значения поверхностного изгиба зон, который определяется положительным зарядом поверхности. Увеличение заряда поверхности и, соответственно, плотности поверхностных состояний должно увеличить вероятности термического и оптического заброса в вакуум электронов, лежащих ниже уровня Ферми в приповерхностной области фотокатода. Это в свою очередь вызовет рост плотности темнового тока фотокатода и рост квантовой эффективности (QE) фотокатода при энергиях фотонов (ħω) меньших ширины запрещенной зоны (ε<sub>g</sub>) полупроводника [1], что уменьшит коэффициент солнечной слепоты. В данной работе мы впервые изучили эволюцию спектров QE и энергетических распределений фотоэлектронов по продольной энергии (n<sub>e</sub>(E<sub>lon</sub>)), эмитированных GaN фотокатодом с ОЭС, при изменении температуры.

Измерения проводились на самодельных вакуумных фотодиодах, в которых p-GaN фотокатод с ОЭС и металлический анод были герметично металлокерамическом корпусе, образуя электронный спектрометр с однородным тормозящим электрическим полем. Концентрации магния и свободных дырок в 170 нм слое p-GaN были равны  $\sim 10^{19}$  см<sup>-3</sup> и  $\sim 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, соответственно. После химической очистки поверхности GaN и прогрева в сверхвысоком вакууме на поверхность наносились атомы цезия до достижения состояния ОЭС и максимальной величины вероятности выхода фотоэлектронов в вакуум. Измерялись спектры QE и фотоэлектронов, распределения  $n_e(\varepsilon_{lon})$ 



эмитированных из p-GaN(Cs) в вакуум, при ћо как больших, так и меньших є GaN. Измерения проводились в интервале температур 80-300 К. Для расчетов спектров QE мы воспользовались феноменологической моделью, в которой задавалась форма DOS и учитывались флуктуации работы выхода.

Результаты измерений спектров QE и расчета для двух температур показаны на рисунке точками и линиями, соответственно. При малых ћω форма QE близка к экспоненциальной, показатель которой зависит от температуры, что свидетельствует о забросе в вакуум фотоэлектронов из хвоста функции Ферми на поверхности. Как видно из рисунка, нам удалось удовлетворительно описать измеренные при различных температурах спектры OE, используя одну и ту же форму DOS, и, следовательно, мы определили качественный вид энергетического спектра поверхностных состояний.

[1] А.А.Пахневич и др., Письма в ЖЭТФ, 79, 592 (2004).

#### Оптические и фотоэлектрические свойства пленок перовскитов СН<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>PbI<sub>3-x</sub>Br<sub>x</sub>

**Семенова О.И.**, Чистохин И.Б., Могильников К.П., Живодков Ю.А. *ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13* 

#### DOI 10.34077/Semicond2019-128

Одним из перспективных полупроводниковых материалов для широкого класса применений (солнечных элементов (СЭ), светоизлучающих диодов, лазеров, датчиков рентгеновского и гаммаизлучения) в последние годы рассматривается перовскит CH<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>PbI<sub>3</sub> [1, 2]. Интерес к этому новому полупроводниковому материалу обусловлен его уникальными оптоэлектронными свойствами, такими как оптимальная для СЭ ширина запрещенной зоны (1,5 эВ), высокое значение коэффициента

поглощения солнечного спектра (10<sup>5</sup>см<sup>-1</sup>), низкая энергия разложения экситонов (16 мэВ) и большая длина диффузии носителей заряда (1 мкм в плёнках, 175 мкм в монокристаллах).

Однако существенной проблемой использования данного материала является во внешней нестабильность параметров среде. Изменение состава слоев за счет введения в качестве аниона атомов брома способствовало уменьшению деградации СЭ, сформированных на пленках СН<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>PbI<sub>3-x</sub>Br<sub>x</sub>, в которых х равнялось 0,3 [3].

Пленки перовскитов переменного состава формировались на подложках монокристаллического кремния осаждением из растворов, содержащих разные пропорции CH<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>PbI<sub>3</sub> и CH<sub>3</sub>NH<sub>3</sub>PbBr<sub>3</sub> в диметилформамиде, с последующим отжигом. Методом сканирующей электронной микроскопии с



Рис. 1- Спектр фотоотклика  $CH_3NH_3PbI_{3-x}Br_x$  различных пропорций: 1-100% йод 0% бром, 2-60% йод 40% бром, 3- 40% йод 60% бром и 4- 0% йод 100% бром.

энергодисперсионным детектором исследован состав и текстура полученных слоев. С помощью спектральной эллипсометрии получены спектры поглощения пленок в диапазоне длин волн 300-900 нм. Исследованы спектры фотоотклика в диапазоне 1-3 эВ сформированных пленок перовскитов различного состава на алюминиевых контактах. Измерения структур проводились в воздушной атмосфере при комнатной температуре и подаче постоянного смещения 3 В. Из полученных данных видно, что изменение состава йода и брома в перовските приводит к изменению его ширины запрещенной зоны от 1.5 до 2.2 эВ. Наблюдаемый спад фотоотклика в коротковолновой части спектра, по-видимому, связан с влиянием поверхностной рекомбинации.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России АААА-А17-117042110141-5.

[1] W.S. Yang et al., Science, 348, 1234 (2015).
[2] M. A. Green, A. Ho-Baillie, and H. J. Snaith, Nature Photonics, 8, 506 (2014)
[3] N. J. Jeon, J. H. Noh, W. S. Yang et al., Nature, 517, 476 (2015).

### Кинетика движения круглых атомных ступеней на поверхности Si(111) в присутствии Au

**Ситников С.В.**<sup>1</sup>, Щеглов Д.В.<sup>1</sup>, Латышев А.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-129

Диффузия примеси по поверхности, её растворение и диффузия в объёме кристалла может оказывать ключевое влияние при формировании полупроводниковых наноструктур. Как было показано ранее [1], осаждение золота на поверхность Si(111) приводит к перераспределению атомных ступеней, теоретическое описание которого осложнено отсутствием энергетических параметров элементарных атомных процессов на поверхности в присутствии атомов золота.

ланной работе для исследования В атомных процессов на поверхности Si(111) при адсорбции золота предложено использовать образца поверхность с системой концентрических замкнутых атомных ступеней, разделённых широкими террасами [2]. Анализ критического размера террасы R<sub>crit</sub> для зарождения новой круглой замкнутой атомной ограничивающей ступени, вакансионный островок, и кинетики движения таких ступеней позволяет определить энергетические параметры Исследования атомных процессов [3]. проводились с применением in situ метода сверхвысоковакуумной отражательной электронной микроскопией.

Обнаружено, что при осаждении золота



критический размер террасы увеличивается (рис. 1). Известно, что при температурах выше 900°С атомы золота активно диффундируют с поверхности в объём кристалла и за счёт механизма kick-out формируют избыточную концентрацию междоузельных атомов, которые выходят на поверхность в адсорбционное положение [1]. По измерению разницы между скоростями сублимации без потока золота и с ним оценено, что поток атомов кремния из объёма не превосходит 0,2 MC/с в интервале температур 1120-1280°С при осаждении золота со скоростью 0,13 MC/с. На рис. 1 приведена температурная зависимость R<sub>crit</sub> при осаждении кремния со скоростью 0,2 MC/с. Видно, что R<sub>crit</sub> при осаждении золота значительно больше, чем при осаждении кремния. Это показывает, что атомы золота не только генерируют поток атомов из объёма на поверхность, но и оказывают значительное влияние на процессы массопереноса по поверхности и формирования вакансионных островков на поверхности Si (111), в частности препятствуют зарождению вакансионного островка. В работе проведён анализ влияния осаждения атомов золота на кинетику движения атомных ступеней на поверхности Si(111) в рамках расширенной теории Бартона, Карбера и Франка [4] и процессов зарождения вакансионных островков.

Исследования выполнены за счёт гранта РНФ (проект № 19-72-30023).

- [1] С.С. Косолобов и др., Письма в ЖЭТФ, 81, 149 (2005)
- [2] S. Sitnikov, S. Kosolobov, A. Latyshev, Surf. Sci. 633 L1 (2015).
- [3] A. B. Pang, et al., Physical Review B, 77, 11542, (2008).
- [4] M. Uwaha. Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials, 62, 58 (2016).

### Зарождение комплементарных дислокаций несоответствия, индуцированное фронтом первичных 60° дислокаций, в тонкопленочных гетероструктурах

Болховитянов Ю.Б., Гутаковский А.К., Дерябин А.С, **Соколов Л.В.** ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

DOI 10.34077/Semicond2019-130

В пленках Ge, GaAs и др., выращиваемых на подложках Si с ориентацией поверхности (001), предпочтительным способом релаксации напряжений является формирование в границе раздела сетки Ломеровских дислокаций, образующихся при взаимодействии пар комплементарных 60° дислокаций. По этой причине оказывается важным происхождение последних.

В ряде работ [1-3] было сделано умозрительное предположение, что поле напряжений 60° дислокации, уже присутствующей на границе раздела, может провоцировать зарождение вторичной комплементарной 60° дислокации. При этом предполагалось, что вторичная дислокационная петля может зарождаться в любом месте уже существующей 60° дислокации [4]. Экспериментальное доказательство наведенного зарождения комплементарных дислокаций было получено позднее, в работах [5,6].

В настоящей работе проведен экспериментальный анализ дислокационной структуры, возникающей на начальной стадии роста напряженных пленок Ge на отклоненных от (001) к (111) подложках Si. Полученные результаты позволяют сделать два основных вывода:

1. Наблюдаются дислокационные конфигурации, обусловленные зарождением 60° дислокаций несоответствия под действием поля упругих деформаций от первичных дислокаций. В таких конфигурациях две комплементарные 60° дислокации отходят от короткого отрезка



Рис. 1. Наблюдаемая конфигурация дислокаций (Y-центр) (a) и вариант, предполагающий зарождение вторичной 60° дислокации на линии первичной 60° дислокации (b).

краевой дислокации в одну сторону, образуя Ү-центр (Рис.1 (а)).

2. Отсутствие дислокационных конфигураций, соответствующих зарождению на линии первичной дислокации (Puc.1 (b)), является доказательством зарождения вторичной дислокации именно фронтом первичной «материнской» дислокации несоответствия, т.е. ее пронизывающим сегментом, выходящим на поверхность.

[1] E.P. Kvam, D.M. Maher, C.J. Humpreys, J. Mater. Res. 5 (1990) 1900.

[2] Narayan J and Sharan S 1991 Mater. Sci. Engng. B 10 261

[3] Dregia S A and Hirsh J P 1991 J. Appl. Phys. 69 2169

[4] T.J. Gosling. J. Appl. Phys., 74, 5415 (1993).

[5] Yu. B. Bolkhovityanov, A. K. Gutakovskii, A. S. Deryabin, and L. V. Sokolov Appl. Phys. Lett. 92, 131901 2008

[6] Yu.B. Bolkhovityanov, A. K. Gutakovskii, A. S. Deryabin, and L. V. Sokolov Journal of Crystal Growth **310** (2008) 3422–3427

#### Гетероструктуры для мощных ИК диодов с РБО на 850 и 920 нм методом МЛЭ

**Солдатов Н.А.**<sup>1</sup>, Дмитриев Д.В.<sup>2</sup>, Журавлев К.С.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>2</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

DOI 10.34077/Semicond2019-131

Излучатели инфракрасного диапазона ( $\lambda = 0.74 - 2000$  мкм) широко используются в технике ночного видения, инфракрасного освещения, дистанционного управления, видеонаблюдения и др. Однако, ввиду различных видов рассеяния и поглощения оптического сигнала в атмосфере большая часть ИК диапазона остаётся подавленной. При  $\lambda = 850$  и 920 нм наблюдается наименьшее затухание оптического сигнала в атмосфере. Целью работы является создание ИК диодов на 850 и 920 нм с высокой выходной мощностью.

Для увеличения выходной мощности ИК диодов предлагается поместить распределенный брэгговский отражатель (РБО) под активной областью прибора. Принцип работы РБО заключается в чередовании материалов с большим и меньшим показателями преломления, где толщины каждого выбираются такими, чтобы nd =  $\lambda/4$ . Так, излучение, отраженное от границ раздела двух материалов, находится в фазе, что приводит к увеличению интенсивности излучения прибора в определённом диапазоне длин волн и, следовательно, его выходной мощности. На основе литературных данных [1], РБО, выращенный на гетероструктурах Al<sub>0.9</sub>Ga<sub>0.1</sub>As/Al<sub>0.1</sub>Ga<sub>0.9</sub>As, обладает наилучшим спектром отражения по сравнению с другими материалами и составами для  $\lambda = 850$  и 920 нм.

Резкие гетерограницы, которые получаются в ходе роста полупроводниковых структур методом МЛЭ, являются барьерами для носителей зарядов, что может приводить к ухудшению электрооптических характеристиик излучателя. Барьеры обусловлены образованием ОПЗ, состоящего из положительно заряженного обедненного электронами слоя в широкозонном  $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$  и отрицательно заряженного обедненного дырками слоя в  $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ . Для их устранения было предложено создание плавного перехода на гетерогранице и модуляционное легирование гетероструктур [2].

Теоретически рассчитаны толщины слоев РБО для 850 нм:  $L_{x=0.9} = 69$  нм и  $L_{x=0.1} = 60$  нм; для 920 нм:  $L_{x=0.9} = 76$  нм и  $L_{x=0.1} = 66$  нм. Минимальное число пар слоёв необходимое для достижения коэффициента отражения R > 90% составляет 25 периодов РБО.

На установке Riber Compact-21T были синтезированы тестовые образцы, измерены спектры отражения и удельные сопротивления. На основании полученных результатов разработаны подходы роста мощных излучателей на 850 и 920 нм.

[1] Su-Chang Ahn. Optimum Conditions of the Distributed Bragg Reflector in 850-nm GaAs Infrared Light-Emitting Diodes / Su-Chang Ahn, Byung-Teak Lee, Won-Chan An // Journal of the Korean Physical Society, Vol. 69, No. 1, (2016), pp. 91~95

[2] E. F. Schubert. Elimination of heterojunction band discontinuities by modulation doping/ E. F. Schubert, L. W. Tu, G. J. Zydzik, R. F. Kopf, A. Benvenuti, and M. R. Pinto// Journal of Applied Physics, **60**, 466 (1992).

# Эллипсометрия анизотропных и несовершенных полупроводниковых материалов и структур

**Спесивцев Е.В.**<sup>1</sup>, Швец В.А.<sup>1,2</sup>, Рыхлицкий С.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-132

С развитием нанотехнологий появляются новые материалы, характеризующиеся нелинейными оптическими свойствами, анизотропной внутренней и поверхностной структурой, сложной поверхностью. Это приводит к тому, что отраженный от такой поверхности свет имеет сложный поляризационный состав. Он может характеризоваться смешанной поляризацией, в случае если анализируемый участок поверхности неоднороден по оптическим свойствам. Кроме того, в нем может присутствовать деполяризованная компонента. Физической причиной возникновения деполяризации может быть диффузное рассеяние света на рельефе поверхности или неоднородность оптических свойств по площади или толщине образца. Эффекты деполяризации наблюдаются, к примеру, при выращивании буферных слоев, металлических пленок на GaAs, кластеров InAs на GaAs, алмазоподобных пленок, пористого и поликристаллического кремния для солнечных элеменов и т.д.

Подобные объекты требуют проведения полных эллипсометрических измерений, то есть расширения эллипсометрического метода до возможности измерения полной 16-ти элементной матрицы Мюллера-Джонса. Такой метод дает исчерпывающую информацию об оптических свойствах анизотропной, а также деполяризующей диффузно рассеивающей поверхности.

Для проведения полных измерений требуется создание соответствующей аппаратуры. Нами разработан эллипсометр на основе оригинальной и запатентованной двухканальной измерительной схемы [1]. Данная схема относится к классу статических фотометрических схем, и характеризуется рядом существенных преимуществ. Накопление данных ведется при неподвижных поляризационных элементах и при отсутствии модуляции сигнала. Это обеспечивает высокое быстродействие при сохранении высокой чувствительности, поскольку скорость измерения ограничивается только временем оцифровки сигнала. Кроме того, алгоритм обработки данных предусматривает измерение отношения дифференциальной разности сигналов в каждом канале к их сумме, что исключает влияние флуктуаций интенсивности источника излучения.

Методика предполагает наряду со стандартными положениями призмы поляризатора  $\pm 45^{\circ}$ , использовать дополнительные положения 0° и 90°, то есть параллельно плоскости падения и перпендикулярно к ней. Это позволяет помимо основных диагональных элементов  $\Psi_{pp}$  и  $\Delta_{pp}$  измерять недиагональные элементы матрицы Джонса  $\Psi_{ps}$ ,  $\Delta_{ps}$ ,  $\Psi_{ps}$  и  $\Delta_{ps}$ , а также определять степень поляризации отражённого света, а значит разделять эффекты анизотропии и деполяризации, и в конечном счете, получать полную информацию о поверхности. Нужно отметить, что по сравнению с техникой прямых измерений матрицы Мюллера, где эффекты анизотропии и деполяризации не разделяются, предложенная методика позволяет их разделить.

[1] Спесивцев Е.В., Рыхлицкий С.В., Швец В.А. Эллипсометр. Патент на изобретение №2303623, 2007.

### Условия формирования планарных нанопроволок GaAs (моделирование)

**Спирина А.А.**<sup>1</sup>, Шварц Н.Л.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13 <sup>2</sup> НГТУ, 630073, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

DOI 10.34077/Semicond2019-133

Представлены результаты моделирования самокаталитического роста планарных нитевидных нанокристаллов арсенида галлия. Ранее экспериментально было показано, что переход режима роста кристаллов с вертикального на планарный происходит либо при уменьшении, либо при сильном увеличении потока мышьяка относительно потока галлия [1]. Выбор между планарным и вертикальным направлениями роста кристалла определяется свойствами поверхности подложки (обычно подложка покрывается пленкой-маской) и соотношением поступающих в каплю потоков мышьяка: с поверхности подложки (за счет диффузионного сбора) и непосредственно из внешнего потока. Поверхность {111}В является фронтом роста нитевидных нанокристаллов на основе полупроводников III-V [2]. В данной работе проводился поиск условий устойчивого роста планарных нанопроволок по механизму пар-жидкость-кристалл на основе решеточной Монте-Карло модели. На Рис.1а показано схематичное изображение бокового сечения подложки GaAs(111)A, покрытой пленкой-маской, с растущей GaAs нанопроволокой, а на Рис.16 три возможные направления планарного роста. На начальной стадии роста под каплей формируется трехмерный кристалл GaAs по своей форме напоминающий половину усеченного октаэдра (Рис.1в). Поверхность такого кристалла состоит из четырех плоскостей {111} соединённых тремя плоскостями {100}. Конкретная ориентация верхней плоскости 3D кристалла из семейства {111} задается поверхностью подложки. После формирования трехмерного кристалла под каплей, начинается рост планарных нанопроволок, то есть перемещение капли-затравки путем приращения кристалла нитевидной формы. Исследовалось влияние свойств пассивирующего слоя поверхности подложки на морфологию планарного нанокристалла. Найдена оптимальная величина эффективной энергии активации десорбции молекулярного мышьяка с пленки-маски, соответствующая стабильному росту планарных нанопроволок на поверхности GaAs(111)А. На рис.1г представленно изображение планарной нанопроволоки на поверхности GaAs(111)А. Нанопроволока непрерывно связана с пассивирующим слоем, на протяжении всей длины кристалла объемные дефекты в модельном кристалле не обнаружены, поверхность нанопроволоки атомарно гладкая.



Работа выполнена при поддержке программ РАН.

[1] F. Bastiman et al., Nanotechnology, 27, 095601 (2016).
[2] S.A. Fortuna et al., Nano Lett., 8, 4421 (2008).

# Механизм формирования рельефа поверхности эпитаксиальных слоев Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te при лазерном облучении

**Средин В.Г.**<sup>1</sup>, Сахаров М.В.<sup>1</sup>, Войцеховский А.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Военная Академия РВСН им. Петра Великого, Балашиха, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

DOI 10.34077/Semicond2019-134

Приведены результаты экспериментов по облучению эпитаксиальных слоев твердых растворов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с составом в диапазоне *x* 0.20-0.23, полученных методом жидкофазной эпитаксии на подложках  $Zn_xCd_{1-x}Te$ . Толщина слоев составляла 16-19 мкм при площади поверхности порядка 1-2 см<sup>2</sup>. Слои облучались импульсами лазера на DF длительностью 2 мкс на полувысоте и 4 мкс у основания. Спектральный состав излучения 3.8-4.2 мкм, полная энергия в импульсе до 50 Дж, диаметр лазерного пучка составлял 68 мм. Распределение плотности энергии излучения по поперечному сечению пучка была близка к гауссовой. При облучении половина площади

эпитаксиального слоя закрывалась непрозрачной диафрагмой, при этом недиафрагмированная часть поверхности была полностью освещена. Температура облучения - 300 К.

На рисунке представлена периодическая структура, образовавшаяся на поверхности слоя после его облучения импульсом с плотностью мощности 7 МВт/см<sup>2</sup>. Формирование подобных волнообразных структур при лазерном воздействии рассмотрено в [1] как следствие нелинейных оптических эффектов. В условиях нашего эксперимента длительность импульса на 3 порядка больше, чем в [1], поэтому для анализа возникающего поля температуры в слое и его релаксации использовалась модель, основанная на решении уравнения теплопроводности [2,3].



Периодическая структура на границе раздела освещенной и неосвещенной (левая часть) областей слоя Cd<sub>0.2</sub>Hg<sub>0.8</sub>Te.

Поглощенное излучение приводит к частичному испарению и выносу вещества, в результате чего на границе освещенной области возникает ступенька рельефа, видная на рисунке. Рассчитанная скорость охлаждения расплавленной части материала на поверхности до температуры кристаллизации составляет порядка 2000 К/с, причем процесс охлаждения и неравновесной рекристаллизации происходит в поле термоупругих напряжений, возникающих на границе раздела расплавленного материала и «холодной», неосвещенной части эпитаксиального слоя. Эти напряжения носят сжимающий характер и направлены от края освещен-ной области к границе раздела, их релаксация происходит за то же время, что и процесс рекристал-лизации.Численная оценка предполагаемого эффекта по порядку величины показывает разумное соответствие с наблюдаемыми результатами.

Отметим, что ранее вклад термоупругих напряжений в механизм формироваия рельефа поверхности при лазерном воздействии на полупроводниковые материалы не рассматривался.

- [1] Ахманов С.А.и др.// УФН,147.С.675 (1985)
- [2] Сахаров М.В.и др.// Известия высших учебных заведений. Физика. 56. № 9-2.С. 98.(2013).
- [3] Средин В.Г.и др.// Прикладная физика. № 2. С. 5.(2011).

### Влияние температуры отжига на структурные и оптические свойства наноструктурированных пленок SnO(x)

**Тимофеев В.А.**<sup>1</sup>, Машанов В.И.<sup>1</sup>, Никифоров А.И.<sup>1</sup>, Азаров И.А.<sup>1</sup>, Лошкарев И.Д.<sup>1</sup>, Корольков И.В.<sup>2</sup>, Гуляев Д.В.<sup>1</sup>, Гаврилова Т.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> ИНХ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 3

DOI 10.34077/Semicond2019-135

В последнее время пленки оксида олова привлекли большое внимание ученых и технологов в связи с их возможными применениями в твердотельных газовых сенсорах, в защитных покрытиях, в солнечных элементах, в прозрачных полевых транзисторах [1]. Оксиды олова относятся к классу материалов, которые сочетают высокую электрическую проводимость, оптическую прозрачность в



Рис.1. – Изображение сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) поверхности SnO(x).



Рис.2. – Оптические константы плёнок SnO(x), полученных при различных режимах роста и температуре отжига 700°С.

видимом диапазоне и поглощение в ультрафиолетовой области, а также отражение инфракрасного света вследствие края плазменного отражения.

Были получены наноструктурированные пленки SnO(x) и исследованы их структурные и оптические свойства. Пленки SnO(x) формировались в установке молекулярно-лучевой эпитаксии путем осаждения Sn в потоке O<sub>2</sub> на подложке Si со слоем оксида кремния толщиной порядка 100 нм с последующим отжигом либо в вукууме, либо на атмосфере. Температура отжига варьировалась от 200 до 800°С. На рисунке 1 представлено изображение поверхности SnO(x) для температуры отжига 800°С, полученное с помощью сканирующией электронной микроскопии (СЭМ). Методом рентгеновской дифрактометрии установлен фазовый состав и кристаллическая структура пленок SnO(x). Впервые наблюдалась орторомбическая решетка в структуре пленок SnO<sub>2</sub> в диапазоне температур 500-800°С. На рисунке 2 изображены оптические константы плёнок, полученных при различных режимах роста и отжига. Видно, что для плёнок с термической обработкой в атмосфере (S1, S2) оптические константы ниже, чем у плёнки с вакуумным отжигом (S3). Оптические константы восстанавливались по данным многоугловой спектральной эллипсометрии. Коротковолновый край поглощения в пленках соответствует началу межзонных переходов. Значения ширины запрещённой зоны лежат в диапазоне широкозонных полупроводников 3.6-3.8 эВ.

Поглощение в видимой области спектра может быть связано с наличием неокисленных металлических частиц и с другими дефектами плёнки. Фотолюминесценция в области 400-800 нм наблюдается при комнатной температуре для всех пленок, отожженных от 500 до 800°С.

Работа поддержана грантом РФФИ №18-32-20064 - мол\_а\_вед.

[1] M. Batzill, U. Diebold, Progr. in Surf. Sci., 79, 47 (2005).

### Влияние условий лазерного синтеза на оптические и электрические свойства тонких пленок LiCoO<sub>2</sub>

**Храмова О.Д.**, Паршина Л.С., Новодворский О.А., Михалевский В.А., Черебыло Е.А. ИПЛИТ РАН — филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, 140700, Московская область, Шатура, ул. Святоозерская, 1

DOI 10.34077/Semicond2019-136

В настоящее время актуальной является проблема создания твердотельных источников ионов лития (твердых электролитов) в связи с их применением в электрохромных устройствах и тонкопленочных батареях [1]. В традиционном многослойном устройстве ионный проводник обычно представляет собой полимерный электролит. Полимерные электролиты обладают лучшими транспортными возможностями для  $H^+$  и Li<sup>+</sup>. Однако, они вызывают проблемы расслаивания и усадки при применениях в электрохромных устройствах и имеют плохую стойкость, особенно при низких температурах окружающей среды [2]. Недостатком электрохромных устройств на основе полимерных электролитов является ограниченное число циклов переключения, поскольку любой полимер склонен к разложению на мономеры в зависимости от воздействия внешних факторов [3]. Твердотельные электрохромных устройств [2]. Использование твердотельного электролита в электрохромных устройств [2]. Использование твердотельного электролита в электрохромных устройстве значительно упростит технологию изготовления, позволит сократить время окрашивания и обеспечит функционирование при более низких температурах, что увеличит долговечность и надежность устройства [4]. Для улучшения ионной проводимости и оптической прозрачности твердотельных электролитов необходимы дальнейшие исследования.

В нашей работе методом импульсного лазерного осаждения в бескапельном режиме [5] получены тонкие пленки LiCoO<sub>2</sub> из составных мишеней LiCoO<sub>2</sub>:Li<sub>2</sub>O при температуре подложки от 25 до 500 °C. Концентрация Li<sub>2</sub>O в мишени менялась от 0 до 15%. Абляция мишеней осуществлялась излучением эксимерного KrF-лазера с длиной волны 248 нм при плотности энергии на мишени не менее 3 Дж/см<sup>2</sup>. Давление кислорода в вакуумной камере в процессе роста пленок составляло 100 мTopp. Толщины пленок варьировались от 10 до 100 нм. Исследованы оптические и электрические характеристики пленок в зависимости от температуры подложки в процессе осаждения и концентрации Li<sub>2</sub>O в мишени. Установлено, что при увеличении температуры подложки от 25 до 500°C прозрачность пленок LiCoO<sub>2</sub> увеличивается на 30 %.Удельное сопротивление пленок на сапфировой подложке также зависело от температуры и возрастало от 6 Ом·см до 1 кОм·см при увеличении температуры. Установлено, что при концентрации Li<sub>2</sub>O в мишени 10 % пленки LiCoO<sub>2</sub>, осажденные на кремниевые подложки при комнатной температуре, становятся высокопроводящими с удельным сопротивлением порядка 8·10<sup>-5</sup> Ом·см. Таким образом, материал подложки играет важную роль при лазерном синтезе тонких пленок LiCoO<sub>2</sub> в качестве твердотельного электролита для электрохромных устройств.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в части «выращивания тонких пленок», Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-29-03032, 17-07-00615, 16-29-05385) в части «исследования тонких пленок».

- [1]A. Yano et al., Journal of The Electrochemical Society, 165, A3221 (2018).
- [2] Sh.-Ch. Wang et al., Thin Solid Films, 520, 1454 (2011).
- [3] В.А. Коток и др., Технологический аудит и резервы производства, 3, 17 (2017).
- [4] K. J. Patel et al., J. Solid State Electrochem., 21, 337 (2017).
- [5] Паршина Л.С. и др., ФТП, 51, 426 (2017).

# Диффузия атомов водорода в пленках Si, выращенных из молекулярных пучков на диэлектрических слоях Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> и SiO<sub>2</sub>

**Чиж К.В.**<sup>1</sup>, Арапкина Л.В.<sup>1</sup>, Ставровский Д.Б.<sup>1</sup>, Уваров О.В.<sup>1</sup>, Гайдук П.И.<sup>2</sup>, Юрьев В.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИОФ РАН, 119991, Москва, ул.Вавилова, 38

<sup>2</sup> Белорусский государственный университет, 220030, Минск, пр. Независимости, 4

DOI 10.34077/Semicond2019-137

Процесс диффузии атомов водорода в пленках Si был исследован методом ИК Фурьеспектроскопии. Структура пленок Si изучалась с помощью ПЭМ. Пленки Si выращивались на подложках Si(100) с диэлектрическими слоями Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> или SiO<sub>2</sub> в качестве исходной ростовой поверхности или непосредственно на поверхности Si(001). Слои Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> осаждались методом химической газофазной эпитаксии при более высоких температурах, чем температуры, при которых в дальнейшем наносились слои Si. Слои SiO<sub>2</sub> также были нанесены при высокой температуре с помощью термического окисления кремниевых подложек. Аморфные и поликристаллические слои Si толщиной 200 нм осаждались из молекулярных пучков в сверхвысоком вакууме в диапазоне температур от 30 до 650°С. По мере увеличения температуры роста структура слоев Si менялась с аморфной на поликристаллическую [1]. Методом ИК Фурье-спектроскопии установлено, что при всех температурах осаждения Si интенсивность полос поглощения, обусловленного связью N-H, уменьшается, и растет интенсивность полосы Si–N в слое Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. При температурах роста ниже 160°C в спектрах наблюдается полоса поглощения, обусловленная колебаниями связи Si-H, которая отсутствует в спектрах поглощения ИК излучения подложками до осаждения Si. Рост при температуре 30°С на подложках со слоем SiO<sub>2</sub> также характеризуется появлением полосы поглощения, соответствующей связи Si-H. Рост на поверхности Si(001) в аналогичных условиях такого результата не давал: полоса поглощения Si-H не наблюдалась. Экспериментальные результаты позволяют сделать вывод о том, что во время роста происходит диффузия атомов водорода из диэлектрической подложки в растущий слой Si (в диэлектрических слоях Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> и SiO<sub>2</sub> всегда содержится некоторое остаточное количество атомов водорода). В зависимости от температуры процесса атомы водорода или накапливаются в растущем слое, или успевают диффундировать к поверхности и десорбироваться. Диффузия атомов водорода происходит уже при комнатной температуре роста. Механизм диффузии может быть описан в рамках теории, представленной в работах [2, 3]. Диффузия атомов водорода стимулируется разницей в химическом потенциале атомов водорода в диэлектрических пленках и растущем слое Si.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 18-52-00033.

[1] M.S. Storozhevykh, V.P. Dubkov, L.V. Arapkina, K.V. Chizh, S.A. Mironov, V.A. Chapnin, V.A. Yuryev. Proc. SPIE **10248** (2017) 1024800.

[3] W. Beyer, Phys. Stat. Sol. (a) 213 (7) (2016) 1661–1674.

<sup>[2]</sup> R.A. Street, Phys. Rev. B 43 (3) (1991) 2454–2457.

### Образование силицидов Pt на поверхности тонких пленок поли-Si при различных температурах термообработки

**Чиж К.В.**<sup>1</sup>, Арапкина Л.В.<sup>1</sup>, Ставровский Д.Б.<sup>1,2</sup>, Дубков В.П.<sup>1</sup>, Миронов С.А.<sup>1</sup>, Сенков В.М.<sup>2</sup>, Пиршин И.В.<sup>2</sup>, Гайдук П.И.<sup>3</sup>, Юрьев В.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИОФ РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

<sup>2</sup> ФИАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53

<sup>3</sup> Белорусский государственный университет, 220030, Минск, пр. Независимости, 4

DOI 10.34077/Semicond2019-138

Силициды платины широко применяются в микроэлектронике для производства диодов Шоттки, в инфракрасной технике в детекторах ИК излучения, для изготовления зондов атомносиловых микроскопов, в качестве дорожек при изготовлении микросхем и д.р. [1]. Наше исследование направлено на детальное изучение процессов образования пленок силицидов Pt на поверхности поли-Si при низких температурах термообработки до 550°C.

Формирование силицидов Pt проводилось методом равновесной термической обработки в среде Ar. На подложки типа с-Si/SiO<sub>2</sub>/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/поли-Si наносилась пленка Pt толщиной (20 - 22) нм в установке магнетронного распыления при стандартных технологических режимах. Далее проводилась термообработка от 30 мин. до 8 ч. в реакторе со стабилизацией температуры не хуже, чем  $\pm 1$  %, при стабильном потоке Ar в 60  $\pm 10$  л/мин. при температурах от 120 до 550°С.

Образцы исследованы методами Фурье-спектроскопии, были ИК рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии и рентгенофазового анализа. Было установлено, что при термообработке Pt, нанесенной на поли-Si, при температурах до 300°С в течение 30 мин. силициды платины не определяются методом рентгенофазового анализа. В этих образцах методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии была обнаружена смесь различных силицидов (Pt<sub>3</sub>Si, Pt<sub>2</sub>Si и PtSi). В результате отжига при температурах 320-480°С в течение 30 мин. образуется в основном PtSi. Вследствие отжига при 230°С в течение ~8 ч. вся нанесенная платина переходит в Pt<sub>2</sub>Si, а при 185°C в течение ~8 ч. часть Pt переходит в Pt<sub>2</sub>Si, а часть остается свободной. После удаления чистой платины с образцов, отожженных при 185°С в течение ~8 ч., в их рентгеновских дифрактограммах остается слабый рефлекс Pt<sub>3</sub>Si, что согласуется с ранее полученными данными [2, 3].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 18-52-00033, и БРФФИ, грант № Т18Р-190.

[1] M. S. Storozhevykh, V. P. Dubkov, L. V. Arapkina, K. V. Chizh, S. A. Mironov, V. A. Chapnin, V. A. Yuryev. Proc. SPIE, 10248, 1024800 (2017).

[2] V. A. Yuryev, K. V. Chizh, V. A. Chapnin, S. A. Mironov, V. P. Dubkov, O. V. Uvarov, V. P. Kalinushkin, V. M. Senkov, O. Y. Nalivaiko, A. G. Novikau, P. I. Gaiduk, J. Appl. Phys., 117, No 20, 204502 (2015).

[3] S. A. Mironov, V. P. Dubkov, K. V. Chizh, V. A. Yuryev, J. Phys.: Conf. Ser., 816, No 1, 012011 (2017).

### Движение капель металла при высокотемпературных отжигах полупроводников III-V (Монте Карло моделирование)

**Шварц Н.Л.**<sup>1,2</sup>, Спирина А.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13 <sup>2</sup> НГТУ, 630073, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

#### DOI 10.34077/Semicond2019-139

С помощью Монте-Карло моделирования изучено формирование и движение капель Ga и In в процессе ленгмюровского испарения подложек полупроводников  $A^{III}B^{V}$  с ориентациями поверхности (111)А и (111)В. На подложках (111)А металлические капли формируются около ступеней вицинальных поверхностей, а на (111)В – случайным образом по всей поверхности подложки. Экспериментально было показано, что капли металла движутся по поверхности подложек при

высокотемпературных отжигах [1-4]. Нами предложен механизм движения капель на начальных сталиях отжига. Причиной движения капель является травление боковых фасеток границы раздела капля-подложка жидким металлом. При зарождении капли образуются нижняя и боковая границы раздела капля-кристалл (Рис. 1(а,б)). Латеральная граница раздела состоит из 6 фасеток с ориентациями <111>: трех (111)А и трех (111)**B**. Было показано, что поверхность (111)A травится жидким металлом интенсивнее, чем (111)В. Капли металла движутся по поверхности В направлениях <110> (независимо ОТ ориентации поверхности). Направление движения капель определяется анизотропией травления скоростей И максимальной шероховатостью латеральных {111} фасеток. Более шероховатые поверхности травятся



раздела капля-кристалл: (a) – боковое сечение, (б) – вид сверху. Фрагменты изображений подложек GaAs(111)A (в) и GaAs(111)B (г) после 0.4 с отжига при T = 950 K (в) и 870 K (г). Стрелки указывают направление движения капель.

быстрее. Получены температурные зависимости скорости движения капель Ga и In. При температурах близких к температуре конгруэнтного испарения капли движутся быстрее по подложкам (111)А, а при более высоких температурах – по подложкам (111)В. Причиной уменьшения скорости движения по поверхностям (111)А при высокой температуре является заглубление капли в подложку за счет увеличения скорости травления с ростом температуры. Капли металла влияют на движение ступеней в процессе испарения. При низких температурах скорость движения капель выше, чем скорость движения ступеней. При высоких температурах наоборот, и капля тормозит движение прилегающей к ней части ступени. Замедление движения ступени около капли может приводить к эшелонированию ступеней.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (№18-02-00764-а) и программ РАН.

- [1] J. Tersoff et al., Science, 324, 236 (2009).
- [2] E. Hilner et al., Nano Lett., 9, 2710 (2009).
- [3] S. Kanjanachuchai et al., ACS Appl. Mater. Interfaces, 5, 7709 (2013).
- [4] S. Kanjanachuchai et al Cryst. Growth Des., 15, 14 (2015).

# Изменение температуры гетероструктуры Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te/CdTe/Si на начальной стадии эпитаксиального роста

Марин Д.В.<sup>1</sup>, Швец В.А.<sup>1,2</sup>, Азаров И.А.<sup>1,2</sup>, Якушев М.В.<sup>1</sup>, Рыхлицкий С.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-140

Температура подложки играет ключевую роль при выращивании методом молекулярнолучевой эпитаксии соединения кадмий-ртуть-теллур (КРТ). Отклонение температуры от оптимального значения на 5-10 градусов может привести к образованию прорастающих дефектов и критическим образом сказаться на качестве выращиваемых структур. В условиях, когда определяющим механизмом теплообмена является тепловое излучение, постоянство мощности нагревателя не обеспечивает постоянной температуры подложки из-за изменения теплового баланса в начале роста [1, 2]. Поэтому актуальной задачей является определение температуры и направленности её изменения на начальной стадии эпитаксии КРТ, чтобы скомпенсировать эти изменения.

Нами разработан и реализован метод бесконтактного измерения температуры подложки с буферным слоем CdTe. Он основан на температурной зависимости края поглощения CdTe, который определяется из спектров эллипсометрических параметров. Для этого создан и установлен на камеру эпитаксии КРT адаптированный спектральный эллипсометр. Предложен алгоритм обработки спектров  $\Psi(\lambda)$  и  $\Delta(\lambda)$ , позволяющий с высокой точностью устанавливать начало интерференционных осцилляций в 6 мкм буферном слое CdTe и определять длину волны края поглощения CdTe. Проведена калибровка зависимости края поглощения от температуры. Метод позволяет определять температуру подложки Si/CdTe перед ростом KPT, а также в начале роста при малых толщинах KPT, пока наблюдаются интерференционные осцилляции эллипсометрических параметров на слое CdTe.

На рис.1. показаны результаты измерения температуры в процессе выхода на температурный режим (до 1600 с) и в первые минуты роста КРТ состава x=0.45 (выше 1600 с). Точность измерения температуры перед началом составляет градуса роста 2-3 И ухудшается с увеличением толщины слоя КРТ из-за возрастания в нём оптического поглощения. С началом роста КРТ наблюдается тренд к возрастанию температуры. На наш взгляд это связано изменением излучательной с способности растущей структуры, что нарушению приводит к теплового



*Рис.1. – Изменение температуры роста на начальной стадии эпитаксии КРТ.* 

баланса. Численные оценки, выполненные по модели лучистого теплообмена, согласуются с экспериментом и показывают, что при нанесении 200 нм слоя КРТ возрастание температуры в стационарных условиях может достигать 50°С.

Таким образом, проведённые расчёты и эксперимент показывают, что для поддержания оптимальной температуры роста необходимо учитывать изменение излучательной способности гетероструктуры Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te/CdTe/Si и компенсировать это изменением режима нагрева.

- [1] K.K. Svitashev et al., Cryst. Res. Technol., **29**, 931 (1994).
- [2] И.А. Азаров и др. Автометрия, 53, 111 (2017).

# Секция 3. Гетероструктуры, сверхрешетки, одномерные системы

#### Когерентный транспорт в квантовых системах: управляемые резонансы, особые точки и квантовые транзисторы

Горбацевич А.А., Шубин Н.М.

Физический институт им. Лебедева РАН, 119991, ГСП-1, Москва, Ленинский проспект, 53. Национальный исследовательский университет «МИЭТ», 124498, Москва, г. Зеленоград, пл. Шокина, 1.

#### DOI 10.34077/Semicond2019-142

Построена единая теория резонансов, антирезонансов и локализованных состояний в континууме в многосвязных молекулярных проводниках и оптических волноводах и описано явление спонтанного нарушения симметрии в бездиссипативных резонансно-туннельных структурах [1,2]. Показано, что положения максимумов туннельной прозрачности по энергии в точности соответствуют собственным значениям некоторого вспомогательного неэрмитового гамильтониана, который может быть легко получен из эффективного гамильтониана Фешбаха открытой квантовой системы. В симметричных структурах вспомогательный гамильтониан имеет РТ-симметричный вид (здесь Р и Т - опреации пространственной инверсии и обращения времени, соответственно). Слияние единичных пиков прозрачности геометрически симметричного квантового проводника в неединичный соответствует особой точке (exceptional point) вспомогательного гамильтониана и сопровождается нарушением пространственной симметрии распределения электронной плотности. Разработанный формализм описывает также слияние антирезонансов Фано-Фешбаха с формированием окон непрозрачности, что важно для термоэлектрических применений.

Описаны и проанализированы различные варианты управления баллистическим транспортом в квантовой системе [3] и показано, что только за счет сдвига антирезонанса, свзанного с деструктивной квантовой интерференцией, нельзя добиться существенного снижения управляющего напряжения и, соотвественно, энергопотребления. Однако такая возможность открывается при использовании наряду с деструктивной квантовой интерференцией явления коллапса резонансов в особой точке открытой квантовой системы, образованной молекулой и питающими электродами.

На основе построенной теории предложена модель молекулярного транзистора [4], переключение которого осуществляется в результате взаимодействия двух физических механизмов: резонанса Фано-Фешбаха и спонтанного нарушения РТ-симметрии, связанного с коллапсом резонансов в особой точке молекулы, соединеннной с электродами. Такой транзистор может быть реализован, например, на основе дирадикалов – органических молекулах с вырожденными орбиталями. Показано, что на базе РТ-симметричного интерференционного молекулярного транзистора возможно создать логические вентили с теоретически сколь угодно малыми рабочими напряжениями даже при комнатной температуре. Помимо молекулярных вычислительных разработанная устройств теория может служить основой лля проектирования широкополосных фильтров, квантовых тепловых экранов и волноводов с управляемым формированием связанных состояний в континууме.

- [1] Gorbatsevich A.A. and Shubin N.M., Annals of Physics, V. 376, p. 353-371 (2017).
- [2] Gorbatsevich A.A. and Shubin N.M., Physical Review B, V. 96 (20), 205441 (2017).
- [3] Горбацевич А.А. и Шубин Н.М., УФН, Т. 188, с. 1209 (2018).
- [4] Gorbatsevich A.A., Krasnikov G. Ya. and Shubin N.M. Sci. Rep. V. 8, 15780 (2018).

### Особенности эффекта поля в квазиодномерном слоистом полупроводнике TiS<sub>3</sub>

**Горлова И.Г.**<sup>1</sup>, Фролов А.В.<sup>1</sup>, Орлов А.П.<sup>1,2</sup>, Шахунов В.А.<sup>1</sup>, Покровский В.Я.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая 11

<sup>2</sup> Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, 115487, Москва, ул. Нагатинская 16А

DOI 10.34077/Semicond2019-143

В слоистом квазиодномерном полупроводнике  $TiS_3$  недавно обнаружен пик эффекта Холла при  $T_0 \approx 60$  К и резкое увеличение нелинейной проводимости при  $T < T_0$  [1]. Эти аномалии могут быть связаны с фазовым переходом в конденсированное электронное состояние [1]. Интерес к исследованию  $TiS_3$  обусловлен также возможным практическим применением слоистых халькогенидов в наноэлектронике. На нанослоях  $TiS_3$  созданы первые полевые транзисторы [2].

работе В ланной представлены результаты исследования эффекта поля на монокристаллических вискерах TiS<sub>3</sub>. Структуры типа полевого транзистора изготовлены на основе вискеров толщиной 100 – 200 нм. Измерены зависимости сопротивления R от напряжения V<sub>g</sub> на затворе, а также R(T) и ВАХ при различных  $V_{g}$ . Наклон зависимостей  $R(V_{g})$  соответствует проводимости *n*-типа в диапазоне 4.2-300 К, что подтверждает и дополняет результаты по измерению эффекта Холла до 30 К [1]. Полученное значение эффективной подвижности,  $\mu_{eff}(300 \text{ K}) \approx 20 \text{ см}^2/\text{B}$  сек и ее температурная зависимость согласуются с данными по эффекту поля на нанослоях TiS<sub>3</sub> [2]. При этом,  $\mu_{eff}(300 \text{ K})$  в 2 раза меньше значения холловской подвижности  $\mu_{H}$  [1], и это расхождение растёт с понижением Т.

С понижением температуры от 300 К до 80 К чувствительность сопротивления к напряжению на затворе,  $1/R dR/dV_g$ , возрастает, отражая снижение концентрации электронов *n* в зоне проводимости. Ниже 80 К обнаружено резкое многократное уменьшение эффекта поля.

Температурные зависимости эффекта поля и эффекта Холла качественно похожи, но пик  $1/R dR/dV_g$  наблюдается при ~80 K, на 20 K выше пика холловского сопротивления [1]. К снижению обеих характеристик при низких температурах могут приводить локализационные эффекты или появление носителей р-типа. Однако спад эффекта поля при более высокой температуре, чем эффекта Холла, логично объяснить переходом наведённых электронов в коллективное состояние, например, волну зарядовой плотности (ВЗП). Уменьшение эффекта поля и эффекта Холла, подобные в ТаS<sub>3</sub>; температурные зависимости эффекта поля и эффекта Холла, подобные полученным на TiS<sub>3</sub>, наблюдалось в другом соединении с ВЗП – NbSe<sub>3</sub> [3]. Отличие  $\mu_{eff}$  и  $\mu_{H}$  выше  $T_0$  можно объяснить снижением  $\mu$  с ростом *n*. Вместе с тем, флуктуационные переходы наведённых электронов в конденсированное состояние также могут объяснить снижение  $\mu_{eff}/\mu_{H}$  при приближении к  $T_0$  сверху.

Переход наведённых электронов в коллективное состояние при  $T_0 \approx 60$  К подтверждается и влиянием эффекта поля на нелинейную проводимость вискеров. Выше  $T_0$  напряжение на затворе приводит лишь к сдвигу зависимостей дифференциальной проводимости,  $\sigma_d \equiv dI/dV$ , от V на постоянную величину, то есть, нелинейная проводимость,  $\sigma_d(V)$ - $\sigma_d(0)$ , не зависит от  $V_g$ . Ниже  $T_0$  при изменении  $V_g$  вид ВАХ меняется: нелинейная проводимость увеличивается с ростом n.

Интересно, что  $T_0$  также зависит от  $V_g$ : чем выше *n*, тем ниже  $T_0$ . Аналогичным образом  $T_0$  зависит от *n*, если сравнивать образцы с разной концентрацией вакансий серы.

Работа проводилась в рамках проектов РФФИ (№ 17-02-01343) и РНФ (№ 17-12-01519).

[1] Gorlova I.G., et al., Physica B, 460, 11 (2015).

[2] M. Randle et al., ACS NANO, 13, 803 (2019).

[3] Adelman T.L. et al., Phys. Rev. Lett., 74, 5264 (1995).

# Кинетика люминесценции и локализация носителей в колончатых структурах типа «ядро-оболочка» с квантовыми ямами InGaN/GaN

**Европейцев Е.А.**<sup>1</sup>, Шубина Т.В.<sup>1</sup>, Robin Y.<sup>2,3</sup>, Давыдов В.Ю.<sup>1</sup>, Елисеев°И.А.<sup>1</sup>, Торопов А.А.<sup>1</sup>, Кириленко°Д.А.<sup>1</sup>, Вае S.-Y.<sup>2,4</sup>, Nitta S.<sup>2</sup>, Amano H.<sup>2,3</sup>, Иванов С.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

<sup>2</sup> Institute of Materials and Systems for Sustainability (IMaSS), Nagoya University, Japan

<sup>3</sup> Center for Integrated Research of Future Electronics (CIRFE), Nagoya University, Japan

<sup>4</sup> Korea Institute of Ceramic Engineering and Technology, Jinju, South Korea

типа ядро-оболочка с Колончатые структуры InGaN/GaN излучают квантовыми ямами (КЯ) многополосную люминесценцию, перекрывающую весь видимый спектральный диапазон, что делает ИХ потенциально применимыми для создания цветных наноизлучателей. дисплеев и широкополосных Мы представляем исследование оптических свойств одиночных колонок, выполненное методами спектроскопии микро-фотолюминесценции (микро-ФЛ), числе с временным и поляризационным В том разрешениями, дополненное исследованиями методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Три полосы ФЛ, наблюдаемые в ближней УФ, синей и зеленой областях, приписаны, соответственно, излучению КЯ, расположенных на боковых стенках (10-10), верхних гранях (10-11) и верхушке (0001) колонок. При низкой температуре разрешенная по времени ФЛ имеет характерное быстрое время затухания около 0.5 нс для полуполярных и неполярных КЯ, в то время как полярные ямы проявляют как минимум втрое большее время. Компоненты медленного затухания ФЛ имеют различные характерные времена, что, помимо квантоворазмерного эффекта Штарка, объясняется локализацией DOI 10.34077/Semicond2019-144



носителей на флуктуациях потенциала. Подобные флуктуации потенциала могут быть связаны с обнаруженными базальными дефектами упаковки, которые пронизывают полярные и полуполярные КЯ, как показали исследования ПЭМ. Наличие пересечений КЯ дефектами упаковки согласуется с наблюдением узких линий экситонной люминесценции на кончиках колонок при низкой температуре. Увеличение мощности накачки приводит к спектральному уширению узких линий без существенного сдвига каждой отдельной линии. Проведенное исследование позволило определить ямы какой полярности отвечают за появление той или иной полосы люминесценции, а также чем контролируется ее интенсивность, временные и спектральные характеристики, что необходимо для создания унифицированных ансамблей колончатых структур.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 19-02-00185).

- [1] Y. Robin, S.Y. Bae, T.V. Shubina, M. Pristovsek, E.A. Evropeitsev et al., Sci. Rep. 8, 7311 (2018).
- [2] Y. Robin, E.A. Evropeitsev, T.V. Shubina et al., Nanoscale 11, 193 (2019).
- [3] E.A. Evropeitsev, Y. Robin, T.V. Shubina et al., Phys. Stat. Sol. B 1800648 (2019).
#### Секция 3. Гетероструктуры, сверхрешетки, одномерные системы

### **Кулоновское увлечение в двойных квантовых точечных контактах** Жданов Е.Ю.<sup>1,2</sup>, Погосов А.Г.<sup>1,2</sup>, Похабов Д.А.<sup>1,2</sup>, Шкляев А.А.<sup>1,2</sup>, Бакаров А.К.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-145

В работе настоящей исследуется влияние усиленного электрон-электронного взаимодействия, обусловленного отрывом наноструктуры с двумерным электронным газом (ДЭГ) от высокодиэлектрической подложки, на эффекты кулоновского увлечения (КУ) в двойных параллельных квантовых точечных контактах (КТК). КУ в спаренных КТК [1-3] проявляется эксперименте как появление напряжения между истоком и стоком одного из КТК (drag) при пропускании тока через соседствующий с ним второй КТК (drive) и сопротивлением КУ, характеризуется равным их отношению с обратным знаком. В неподвешенных структурах, в частности, что сопротивление КУ было показано,



оказывается наиболее выраженным при переходах между плато квантования кондактанса, а также обнаружено отрицательное сопротивление КУ. В подвешенных структурах КУ ранее не изучалось.

Созданы экспериментальные образцы с двойными КТК на основе гетероструктур AlAs/GaAs с высокоподвижным ДЭГ, выращенном поверх жертвенного слоя AlAs толщиной 400 нм. Подвешивание КТК производилось путём селективного травления жертвенного слоя в растворе HF. Толщина подвешенных образцов составляла 160 нм. Образцы представляли собой два параллельных КТК, отрезанных друг от друга 100 нм промежутком при помощи электронной литографии. Каждый КТК (и drag и drive) был снабжён боковым затвором (G1 и G2 на схеме, изображённой на вставке к рис. 1). Для измерения сопротивления и тока КУ через drive-КТК пропускался переменный ток амплитудой 1 мкА, а со стока и истока drag-КТК снималось напряжение и измерялся протекающий ток, соответственно. Измерения проводились методом синхронного детектирования при температуре жидкого гелия. Каждый из спаренных КТК демонстрирует квантование кондактанса до и после отрыва от подложки. Показано, что система двух взаимодействующих КТК демонстрирует сопротивление КУ. Получена зависимость тока КУ от затворного напряжения. Пики в зависимости тока КУ соответствуют переходам между плато квантования в drag-КТК. Особое внимание уделено исследованию отрицательного сопротивления КУ.

Работа поддержана РНФ грант № 18-72-10058 (исследование КУ) и РФФИ грант № 19-02-00800 (создание и исследование КТК).

[1] P Debray, V N Zverev, V Gurevich, R Klesseand R S Newrock, Coulomb drag between ballistic onedimensional electron systems, Semicond. Sci. Technol. 17, R21–R34 (2002).

[2] M. Yamamoto, M. Stopa, Y. Tokura, Y. Hirayama and S. Tarucha, Negative Coulomb Drag in a One-Dimensional Wire, Science **313**, 204 (2006).

[3] D. Laroche, G. Gervais, M. P. Lilly and J. L. Reno, Positive and negative Coulomb drag in vertically integrated one-dimensional quantum wires, Nature Nanotechnology, 6, 743 (2011).

### Спектроскопия отражения высококачественных гетероструктур с квантовыми ямами

Шапочкин П.Ю.<sup>1</sup>, **Григорьев Ф.С.**<sup>2</sup>, Храмцов Е.С.<sup>2</sup>, Елисеев С.А.<sup>1</sup>, Ловцюс В.А.<sup>1</sup>, Ефимов Ю.П.<sup>1</sup>, Игнатьев И.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физический факультет СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, ул. Ульяновская, 1

<sup>2</sup> Лаборатория оптики спина СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, ул. Ульяновская, 1

DOI 10.34077/Semicond2019-146

Гетероструктуры, выращенные с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии, сочетают низкую концентрацию примесей с точным контролем толщины выращиваемых слоев. Для количественного анализа качества гетероструктур необходим надежный метод измерения их оптических свойств. Оптическое исследование, такое как спектроскопия отражения, может определить дефекты не меньше длины волны света. Свет, тем не менее, может возбудить экситон с волновой функцией размером порядка

боровского диаметра (30 нм в GaAs). Экситоны, в свою очередь, могут детектировать дефекты на масштабе их волновой функции. Поскольку требуется лишь фотон, чтобы возбудить такой экситонный зонд, экситонная спектроскопия является простым, мощным, методом но характеризации наноструктур [1].

Точный численный расчет экситонных состояний [2] позволяет обрабатывать экспериментально полученные спектры отражения, извлекая из них параметры гетероструктуры, и даже верифицировать форму потенциала [3]. Это открывает новые экспериментальные возможности, например, позволяет прослеживать параметры экситонных состояний во внешнем магнитном поле [4].



В нашем докладе мы представим результаты исследования высококачественных гетероструктур с квантовыми ямами методом спектроскопии отражения. Рисунок 1 показывает спектр отражения одной из структур с квантовыми ямами шириной 20 и 14 нм. Малое уширение наблюдаемых особенностей демонстрирует высокое качество исследуемых образцов. В докладе мы покажем, как радиационная часть уширения определяется волновой функцией экситона. Помимо уширения спектры отражения содержат информацию о толщинах слоев гетероструктуры. Они определяют относительный набег фаз световых волн, интерферирующих в гетероструктуре, что проявляется в форме экситонных резонансов в спектре отражения.

В докладе будут представлены также результаты исследований экситонных состояний в широких квантовых ямах. В таких ямах светоэкситонное взаимодействие смешивает близко расположенные размерно-квантованные состояния экситонов [5]. Этот эффект хорошо наблюдается экспериментально и был смоделирован нами с помощью численного расчета. Детальное исследование квантовых ям шириной вплоть до 250 нм стало возможно в настоящее время благодаря высокому качеству исследуемых образцов. Тем не менее, такие исследования остаются ресурсоемкими как по вычислительным мощностям, так и по затрачиваемому на обработку экспериментальных данных времени.

- [1] E.S. Khramtsov et al., Phys. Rev. B 99, 035431 (2019).
- [2] E.S. Khramtsov et al., J. Appl. Phys. 119, 184301 (2016).
- [3] P.S. Grigoryev et al., Superlatt. and Microstruct. 97, 452 (2016).
- [4] P.S. Grigoryev et al., Phys. Rev. B 93, 205425 (2016).
- [5] М.М. Воронов и др. ФТТ 49,1792 (2007).

### Электрон-электронное рассеяние и проводимость длинных многомодовых каналов

#### Нагаев К.Э.

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

#### DOI 10.34077/Semicond2019-147

Хотя электрон-электронное рассеяние не даёт непосредственного вклада в электрическое сопротивление в отсутствие процессов переброса, оно влияет на ток в проводниках малого размера. В частности, оно приводит к минимуму в температурной зависимости сопротивления провода с диффузным рассеянием на границах благодаря электронным аналогам эффектов Кнудсена и Пуазеля [1]. Последний из них представляет собой уменьшение сопротивления с увеличением температуры вследствие уменьшения вязкости электронной жидкости и известно также как эффект Гуржи [2]. В этом случае электрон-электронное рассеяние играет роль смазки для шероховатых границ провода.

Избыточный импульс электронов может поглощаться не только явно на шероховатых границах проводника, но и неявно в электронных резервуарах (электродах) на его концах. Таким образом, в случае его конечных размеров электрон-электронное рассеяние может давать вклад в сопротивление даже для зеркального отражения от границ. Отрицательной поправке к проводимости создаётся таким парными столкновениями, которые изменяют число электронов, двигающихся вправо или влево.

Если длина проводника мала, функция распределения электронов практически постоянна внутри него, и поправка к току пропорциональна этой длине и скорости релаксации антисимметричной по импульсам части функции распределения. Однако если длина проводника много больше характерной длины электрон-электронного рассеяния, то в его средней части электроны имеют квазиравновесное фермиевское распределение со смещённым центром масс, которое обеспечивает сохранение тока. Такое распределение тождественно обращает в ноль интеграл столкновений, и поэтому на сопротивление проводника влияют только столкновения электронов вблизи его концов. В результате поправка к току достигает насыщения в пределе большой длины проводника и оказывается пропорциональна произведению антисимметричной скорости релаксации и характерной длины релаксации распределения электронов

В случае трёхмерного канала как симметричная, так и антисимметричная часть распределения релаксируют с одной и той же скоростью, в то время как характерная длина релаксации обратно пропорциональна ей. Поэтому с увеличением длины поправка к проводимости стремится к предельному значению  $\delta G/G_0 \approx -0.07$ , которое не зависит ни от параметра электрон-электронного рассеяния, ни от температуры.

Для двумерного проводника релаксация симметричной и антисимметричной части распределения электронов описываются двумя разными скоростями  $\tau_s^{-1}$  и  $\tau_a^{-1}$ , первая из которых пропорциональна квадрату температуры, а вторая — её четвёртой степени [3]. Поскольку в пространственно-неоднородной системе чётные и нечётные гармоники функции распределения перемешиваются между собой благодаря дрейфовому члену в кинетическом уравнении, характерная длина релаксации из-за их перемешивания оказывается пропорциональна ( $\tau_s \tau_a$ )<sup>1/2</sup>. Поэтому в итоге относительная поправка к проводимости имеет вид  $\delta G/G_0 \approx -0.1(\tau_s/\tau_a)^{1/2}$ , то есть пропорциональна температуре [4]. Измерения температурной зависимости этой поправки к проводимости позволили бы проверить теорию электрон-электронного рассеяния в двумерных системах.

- [1] J.E Black, Phys. Rev. B., 21, 3279 (1980).
- [2] Р.Н. Гуржи, УФН, 94, 689 (1968).

<sup>[3]</sup> R.N. Gurzhi, A.N. Kalinenko, A.I. Kopeliovich, Phys. Rev. Lett., 74, 3872 (1995).

<sup>[4]</sup> K.E. Nagaev, Physica E, 101, 144 (2018).

#### Секция 3. Гетероструктуры, сверхрешетки, одномерные системы

### Высокотемпературная и сверхвысокотемпературная волны зарядовой плотности в квазиодномерном проводнике NbS<sub>3</sub>-II

Зыбцев С.Г.<sup>1</sup>, Покровский В.Я.<sup>1</sup>, Табачкова Н.Ю.<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, Моховая, 11-7

<sup>2</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

<sup>3</sup> НИТУ «МИСиС», 119049, Москва, Ленинский проспект, 4

DOI 10.34077/Semicond2019-148

Моноклинная фаза NbS<sub>3</sub> (NbS<sub>3</sub>-II), являясь характерным представителем группы трихалькогенидов переходных металлов, уникальна тем, что в ней наблюдаются три фазовых перехода с образованием волн зарядовой плотности (ВЗП) [1]. Наибольшее число публикаций посвящено исследованию «высокотемпературной» ВЗП-1, образующейся при  $T_{P1}\approx$ 340-370 К. ВЗП-1 отличается высокочастотными свойствами и высокой когерентностью, причём – при комнатной температуре.

Исследования свойств «сверхвысокотемпературной» ВЗП-0, образующейся при  $T_{P0}>440$  К и характеризуемой волновым вектором  $q_0 = (0.5a^*, 0.352b^*, 0)$ , начались недавно. На XIII РКФПП мы сообщали о когерентном скольжении ВЗП-0 в сравнительно небольших электрических полях, в том числе, о синхронизации в СВЧ поле [2]. Однако эти эффекты наблюдались только в «аномальных» образцах NbS<sub>3</sub>-II, в которых отсутствует ВЗП-1. На предстоящей РКФПП мы планируем рассказать о дальнейших исследованиях ВЗП-0 и её взаимодействии с ВЗП-1.

Во-первых, к нашему удивлению, оказалось, что и в обычных образцах можно увидеть когерентное скольжение ВЗП-0, включая синхронизацию. Наблюдение скольжения ВЗП-1 и ВЗП-0 на одном и том же образце позволило сравнить их свойства. Несмотря на то, что нелинейная проводимость ВЗП-0 относительно мала (~5 % от линейной), заряд, переносимый ей при сдвиге на период  $\lambda$  во всех случаях превышает заряд ВЗП-1 – в 1.2–2.5 раза. Одновременное наблюдение синхронизации скольжения ВЗП-1 и ВЗП-0 вблизи  $T_{P1}$  позволило наблюдать их интерференцию.

Во-вторых, удалось прояснить структуру «аномальных» образцов, без ВЗП-1. С этой целью образцы после исследования транспортных свойств были перенесены на сетку для исследования в ПЭМ. Оказалось, что в этих образцах отсутствуют рефлексы  $q_1 = (0.5a^*, 0.298b^*, 0)$ , соответствующие ВЗП-1. Этого можно было ожидать. Однако помимо этого была обнаружена пара рефлексов вблизи  $0.5b^*$ , соответствующих искажению с периодом  $\lambda \approx 2.1 b$ . Сверхструктура с таким периодом наблюдалась ранее в NbS<sub>3</sub>-II в СТМ на дефектах упаковки [3].

В-третьих, установлено значение температуры  $T_{P0}$  =450-475 K, а также определена температурная область обратимых изменений свойств NbS<sub>3</sub> – до ~550 K.

В-четвёртых, установлено, что выше  $T_{P0}$  диэлектрический температурный ход сопротивления сохраняется. Это указывает на то, что выше  $T_{P0}$  электронный спектр, возможно, уже диэлектризован каким-то структурным фазовым переходом.

В-пятых, нагрев выше 550 К позволил контролируемым образом изменять свойства образцов. При увеличении проводимости высокоомных образцов на порядок признаков образования ВЗП-2 при  $T_{\rm P2}$  =150 К не наблюдалось, в противоположность образцам, исходно обладающим такой же проводимостью. Сделан вывод о принципиальном значении структурных дефектов для образования ВЗП-2.

Работа проводилась при поддержке РФФИ (17-02-01343) и РНФ (17-12-01519).

- [1] S. G. Zybtsev et al., Phys. Rev. B, 95, 035110 (2017).
- [2] Зыбцев С.Г. и др., Тезисы ХШ РКФПП, Екатеринбург-2017, стр. 13.
- [3] Woei Wu Pai et al., «Нанофизика и наноэлектроника-2018», Труды, Т.1, стр. 285.

# Спектральное и пространственное разрешение электронных состояний из шумовых измерений

**Тихонов Е.С.**<sup>1,2</sup>, Петруша С.В.<sup>1,2</sup>, Денисов А.О.<sup>1,2</sup>, Храпай В.С.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Institute of Solid State Physics, Russian Academy of Sciences, Chernogolovka 142432, Russia

<sup>2</sup> Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny 141700, Russia

DOI 10.34077/Semicond2019-149

Проблема термометрии на наноуровне и контроля неравновесных тепловых конфигураций привлекает значительное внимание. В качестве показательных примеров можно привести визуализацию диссипации в углеродных нанотрубках и графене [1], термометрию в металлических сужениях и контатах металл – полупроводниковый нанопровод [2], и даже термометрию отдельной клетки соединительной ткани организма [3]. Наряду с прямыми тепловыми измерениями и термометрами, основанными на NV-центрах в алмазе и СКВИДах, привлекательно также выглядит и шумовая термометрия, не в последнюю очередь благодаря первичности такого метода [4]. Более того, шумовые локальные измерения с использованием сенсора с пренебрежимо малым неупругим рассеянием могут предоставить даже спектральное разрешение неравновесных конфигураций [5], что является прямым следствием Ферми-Дираковской статистики электронов в резервуаре сенсора. Такой подход не опирается ни на какие спектральные особенности сенсора [6] и применим, поэтому, практически к любой электронной системе. Помимо спектральных исследований, шумовые измерения могут оказаться полезными и для характеризации самого сенсора [7].

Я представлю результаты измерений неравновесной локальной функции распределения и измерений эффективной температуры в трех-терминальной геометрии, где в качестве сенсора используется туннельный переход или полупроводниковый InAs-нанопровод [8]. С использованием туннельного перехода мы демонстрируем неравновесную двуступенчатую функцию распределения в металлических полосках длиной несколько микрон при протекании через них тока при базовой темературе 30 мК. В случае алюминиевых полосок функция распределения не зависит от величины магнитного поля и сохраняется вплоть до базовых температур 0.5 К, в то время как в медных полосках двуступенчатая функция распределения проявляется только в магнитном поле масштаба 3 Тл, а в нулевом поле близка к локально равновесной. Используя в качестве сенсора InAs-нанопровод, мы применили этот практически неинвазивный подход для первичных измерений температурных градиентов при изучении термоэлектрического отклика нанопроводов [9].

Мы благодарим И. Храпача, Л. Нажафи, Б. Карими, Ю. Пеколу, М. Рокки, Ф. Роззеллу, Д. Эрколани, Л. Сорбу и С. Роддаро за предоставленные образцы. Работа была частично выполнена в рамках государственного задания ИФТТ РАН.

- [1] D. Halbertal et al., Nature **539**, 407 (2016)
- [2] Menges, F. et al., Nat. Commun. 7:10874 (2016)
- [3] G. Kucsko et al., Nature **500**, 54 (2013)
- [4] Lafe Spietz et al., Science 300, 1929–1932 (2003)
- [5] T. Gramespacher and M. Buettiker, Phys. Rev. B 60, 2375 (1999)
- [6] H. Pothier et al., Phys. Rev. Lett. 79, 3490 (1997)
- [7] V.S. Khrapai and K.E. Nagaev, Pis'ma v ZhETF, 105, 1, 21 (2017)
- [8] E.S. Tikhonov et al., Sci. Rep. 6, 30621 (2016)
- [9] E.S. Tikhonov et al., Semicond. Sci. Technol. 31, 104001 (2016)

### Тепловой кондактанс InAs-нанопровода в условиях сверхпроводящего эффекта близости

Денисов А.О.<sup>1,2</sup>, Тихонов Е.С.<sup>1</sup>, Бубис А.В.<sup>3</sup>, Кобльмюллер Г.<sup>4</sup>, **Храпай В.С.**<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Ак. Осипьяна, 2

<sup>2</sup> МФТИ (НИУ),141700, Долгопрудный, пер. Институтский, 9

<sup>3</sup> СКОЛТЕХ,121205, Москва, ул. Нобеля, 3

<sup>4</sup> WSI, TU Munich, Am Coulombwall 4, Garching, D-85748, Germany

DOI 10.34077/Semicond2019-150

Процесс андреевского отражения на интерфейсе проводника с нормальной проводимостью и сверхпроводника состоит в конверсии электронного возбуждения в дырочное в металле при уходе куперовской пары в сверхпроводящий конденсат. Это фундаментальный пример разделения зарядового и теплового потоков в электронной системе [1]. В последнее время такое восприятие андреевского отражения получило второе дыхание в связи с исследованием необычной (топологически-нетривиальной) сверхпроводимости в наноструктурах с наведенным эффектом близости. Здесь достаточно упомянуть, например, киральные тепловые потоки в слое трехмерного топологического изолятора в контакте со сверхпроводником, следующие из теории [2], или квантование теплопроводности майорановского провода в точке топологического фазового перехода [3]. В последнем случае, измерение теплового кондактанса является едва ли не самым надежным доказательством нелокальной природы майорановского состояния.

В этом докладе будут представлены результаты экспериментов в одиночных диффузионных нанопроводах InAs с нормальными (N, золото) и сверхпроводящими (S, алюминий) контактами. Измерения проводились транспортными и шумовыми методами в криостате растворения <sup>3</sup>He/<sup>4</sup>He при температурах ~100 мK, что значительно ниже температуры сверхпроводящего перехода алюминия (1.2 K). Высокое качество интерфейса Al/InAs подтверждается наблюдениями (i) эффекта возвратного сопротивления и избыточного тока [4], (ii) универсального значения дробового шума в нормальном состоянии [5] и (iii) джозефсоновского тока.

Эффект близости не исключает возможности транспорта квазичастичных возбуждений вдоль интерфейса со сверхпроводником, что проявляется в нелокальных транспортных и шумовых измерениях. В первом случае детектирование неравновесного потока возбуждений становится возможным благодаря сдвигу и размытию ВАХ джозефсоновского контакта S/InAs/S в присутствии нелокального возбуждения постоянным током. Наиболее яркий эффект имеет место в нелокальных шумовых измерениях. В трехтерминальной [3] геометрии N/InAs/S/InAs/N нам удалось наблюдать неравновесный поток тепла, распространяющегося по отрезку нанопровода InAs длиной 100-300 нм, находящемуся в условиях эффекта близости с S-контактом. Этот канал теплопроводности открывается лишь в диапазоне энергий, ограниченном сверхпроводящей щелью Al (180 мкэВ), когда теплопроводность S-контакта пренебрежимо мала, и практически полностью подавлен в нормальном состоянии алюминия.

Измерение нелокальной шумовой температуры в зависимости от тянущего напряжения эквивалентно прямому измерению теплового кондактанса InAs-нанопровода в условиях сверхпроводящего эффекта близости. Эксперимент представляет непосредственный интерес для детектирования нелокальной природы майорановских состояний в таких системах.

Работа частично поддержана в рамках госзадания ИФТТ РАН.

- [1] A.F. Andreev, JETP, **19**, p. 1228 (1964)
- [2] N. Read and D. Green, Phys. Rev. B, 61, p. 10267 (2000)
- [3] A.R. Akhmerov et al., Phys. Rev. Lett., 106, p. 057001 (2011)
- [4] A.V. Bubis et al., Semicond. Sc. Tech., 32, p.094007 (2017)
- [5] S.U. Piatrusha et al., JETP Lett., 108, p. 71 (2018)

### Светоизлучающие А<sub>3</sub>В<sub>5</sub>/Si гетероструктуры

**Абрамкин Д.С.**<sup>1,2</sup>, Петрушков М.О.<sup>1</sup>, Емельянов Е.А.<sup>1</sup>, Богомолов Д.Б.<sup>1</sup>, Путято М.А.<sup>1</sup>, Семягин Б.Р.<sup>1</sup>, Преображенский В.В.<sup>1</sup>, Лошкарев И.Д.<sup>1</sup>, Есин М.Ю.<sup>1</sup>, Степанов В.Д.<sup>1,2</sup>, Гутаковский А.К.<sup>1,2</sup>, Шамирзаев Т.С.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-151

Интеграция А<sub>3</sub>В<sub>5</sub> светоизлучающих приборов в кремниевую технологию открывает перспективу значительного ускорения обработки информации за счёт передачи данных по оптическому каналу как в пределах одного процессора, так и между различными устройствами [1]. Перспективными материалами являются: (1) GaAs, позволяющий надеяться на использование уже разработанных излучателей, и (2) GaP, практически согласованный с Si по параметру решётки. Формирование гетероструктур (ГС) в широкозонных матрицах GaP и AlAs, согласованной по параметру решётки с GaAs, даёт преимущества сильной локализации носителей заряда, обеспечивающей высокую температурную стабильность люминесценции, а также возможность варьирования рабочей длины волны излучения в широких пределах за счёт эффектов размерного квантования. В докладе сообщается о получении InAs/AlAs и GaAs/GaP ГС с квантовыми ямами (КЯ) и квантовыми точками (КТ) на гибридных подложках GaAs/Si и GaP/Si, и о результатах исследования их люминесцентных свойств. ГС с КЯ и КТ на гибридных подложках A3B5/Si выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Структуры исследованы методами просвечивающей электронной микроскопии, атомно-силовой микроскопии и фотолюминесценции (ФЛ). Для определения качества A3B5/Si подложек были выбраны следующие критерии: (1) плотность прорастающих дислокаций (ПД) на поверхности - N<sub>d</sub>; (2) концентрация дефектов – центров безызлучательной рекомбинации в приповерхностных областях - N<sub>irr</sub> и (3) среднеквадратичная шероховатость поверхности - Sq. Показана эффективность следующих технологических приёмов, позволяющих улучшить качество подложек [2,3]: (1) внедрение слоёв низкотемпературного GaAs, выращенного при 200°С; (2) рост слоёв GaP/Si методом атомно-слоевой эпитаксии; и (3) послеростовые циклические отжиги, температура которых превышала температуру роста ГС не более, чем на 50°С. На данный момент нами достигнуты следующие параметры для GaAs/Si и GaP/Si подложек, соответственно:  $N_{\rm d}$  $5 \cdot 10^{6}$  см<sup>-2</sup> и  $2 \cdot 10^{8}$  см<sup>-2</sup>; Sq = 1.9 нм и 3.7 нм, что все ещё заметно выше Sq для слоёв GaAs/GaAs и GaP/GaP, выращенных на согласованных подложках (0.5÷0.7 нм). Концентрация дефектов N<sub>irr</sub> в подложках GaAs/Si сравнима с N<sub>irr</sub> в эпитаксиальных слоях GaAs/GaAs. В то же время как N<sub>irr</sub> в подложках GaP/Si остаётся высокой и снижает интенсивность межзонной ФЛ в 500 раз, по сравнению с эпитаксиальными слоями GaP/GaP. Несмотря на низкую концентрацию протяженных и точечных дефектов в гибридных GaAs/Si подложках ГС InAs/AlAs/GaAs/Si с КЯ и КТ существенно проигрывают по интенсивности и температурной стабильности люминесценции InAs/AlAs ГС, выращенным на согласованных GaAs подложках [2]. Мы связываем это с высокой концентрацией N<sub>irr</sub> в слоях AlAs/GaAs/Si, обусловленной затруднением диффузии адатомов при росте слоев AlAs на поверхности GaAs с развитым рельефом. В то же время, несмотря на «низкое качество» гибридных GaP/Si подложек, эффективность люминесценции ГС с КЯ выращенных на гибридных (GaAs/GaP/Si) и согласованных (GaAs/GaP) подложках различается незначительно [3]. Это обусловлено локализацией носителей заряда в GaAs/GaP/Si КЯ, предотвращающей их захват на центры безызлучательной рекомбинации. Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 17-72-10038).

[1] Chen Sun, M.T. Wade, Yunsup Lee et al., Nature 528, 534 (2015).

[2] Д.С. Абрамкин и др., ФТП 52, 1373 (2018).

[3] Д.С. Абрамкин и др., ФТП (2019).

# Особенности квантового транспорта в кольце Ааронова-Бома, содержащем топологический сверхпроводник

Вальков В.В.<sup>1</sup>, Каган М.Ю.<sup>2,3</sup>, Аксенов С.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок, 50/38

<sup>2</sup> Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, 119334, Москва, ул. Косыгина, 2

<sup>3</sup> НИУ Высшая школа экономики, 101000, Москва, ул. Мясницкая, 20

DOI 10.34077/Semicond2019-152

Технологические достижения последних лет сделали возможным синтез высококачественных гибридных проволок, в которых полупроводниковая сердцевина, характеризующаяся сильным спинорбитальным взаимодействием, частично или полностью покрыта сверхпроводником. Такие структуры являются объектами интенсивных исследований, нацеленных на поиск майорановских связанных состояний (МСС). В силу пространственной нелокальности МСС рассматриваются в качестве базовых элементов для реализации топологических квантовых вычислений. При этом одним из основных процессов является брейдинг майорановских квазичастиц, что зачастую требует создания двумерных структур на основе гибридных нанопроволок [1,2]. Кроме того, в простейшем случае такая структура представляет собой кольцо Ааронова-Бома, транспортные свойства которого недавно анализировались для подтверждения нелокальности МСС [3].

Одним из препятствий на пути успешного детектирования МСС являются низкоэнергетические андреевские связанные состояния (АСС), которые могут возникать в области между контактом и гибридной проволокой или являться результатом значительной гибридизации пары МСС в сильных магнитных полях [4]. В настоящей работе мы предлагаем использовать интерферометр Ааронова-Бома, в котором верхний и нижний рукава связаны топологически сверхпроводящей проволокой, для установления различий между МСС и АСС, имеющих место при квантовом транспорте [5]. Для этого было исследовано поведение кондактанса кольца в приближении линейного отклика как функции энергии магнитного поля, приложенного в плоскости устройства. На основе метода неравновесных функций Грина показано, что в проводимости возникают симметричные и асимметричные резонансы за счет взаимодействия низкоэнергетических состояний рукавов и сверхпроводящей проволоки, когда последняя находится в топологически нетривиальной фазе. Установлена зависимость свойств асимметричного резонанса Фано от типа возбуждения в проволоке (МСС или АСС). В дальнейшем проанализировано влияние спин-орбитального взаимодействия Рашбы в рукавах кольца на полученные результаты.

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН №32 «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий», Российского фонда фундаментальных исследований (гранты №17-02-00135, №18-32-00443, №19-02-00348), Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта: «Проявление кулоновских взаимодействий и эффектов ограниченной геометрии в свойствах топологических краевых состояний наноструктур со спин-орбитальным взаимодействием» (№18-42-243017). С.В.А. выражает благодарность гранту Президента РФ МК-3722.2018.2. М.Ю.К. благодарит Программу фундаментальных исследований НИУ ВШЭ за поддержку.

- [1] J. Alicea et al., Nat. Phys., 7, 412 (2011).
- [2] S. Gazibegovic et al., Nature, 548, 434 (2017).
- [3] A. M. Whiticar et al., arXiv:1902.07085 (2019).
- [4] A. Haim et al., Phys. Rev. Lett., 114, 166406 (2015).
- [5] V.V. Val'kov et al., J. Phys.: Cond. Mat., 31, 225301 (2019).

### Диффузия на гетерогранице GaN/AlN: исследование методом EXAFS и расчет методом теории функционала плотности

**Александров И.А.**<sup>1</sup>, Малин Т.В.<sup>1</sup>, Вдовин В.И.<sup>1</sup>, Журавлев К.С.<sup>1</sup>, Ресz В.<sup>2</sup>, Эренбург С.Б.<sup>3</sup>, Трубина С.В.<sup>3</sup>, Лебедок Е.В.<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Institute for Technical Physics and Materials Science, Budapest, Hungary

<sup>3</sup> Институт неорганической химии им. А.В.Николаева СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>4</sup> ГНПО "Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника", Минск, Беларусь

DOI 10.34077/Semicond2019-153

Множественные квантовые ямы (МКЯ) GaN/AlN перспективны для применения в качестве базовых материалов для светоизлучающих устройств, работающих в ультрафиолетовой спектральной инфракрасных оптических модуляторов области. высокоскоростных И инфракрасных фотоприемников на внутризонных переходах. В данной работе экспериментально и теоретически исследована взаимная диффузия между GaN и AlN в МКЯ GaN/AlN. Проведены расчеты миграционных барьеров и энергий формирования для вакансий алюминия в AlN и вакансий галлия в GaN. Расчеты энергий формирования и миграционных барьеров проводились с использованием теории функционала плотности в пакете программ Quantum Espresso [1]. Расчеты миграционных барьеров проводились методом упругой ленты с забирающимся изображением [2] в приближении градиента с функционалом Пердью-Бурке-Эрнзерхофа (РВЕ) [3]. обобщенного Энергии формирования вакансий рассчитывались с использованием гибридного функционала HSE [4]. Расчеты проводились в 96-атомной сверхъячейке, интегрирование по зоне Бриллюэна осуществлялось с помощью разбиения 2×2×2 согласно схеме Монкхорста-Пака. Энергии миграционных барьеров, согласно расчетам, составляют 2.05 эВ для вакансии Ga(3-) в GaN, и 2.33 эВ для вакансии Al(3-) в AlN. Миграционные барьеры для диффузии атомов Ga в AlN и Al в GaN при вакансионном механизме диффузии составляют 1.74 эВ и 2.47 эВ, соответственно. Проведена теоретическая оценка абсолютных значений и температурной зависимости коэффициента взаимной диффузии между GaN и AlN. Атомная структура гетерограниц GaN/AlN и влияние условий роста на степень перемешивания материалов на гетерограницах в квантовых ямах GaN/AlN исследованы экспериментально методами протяженной тонкой структуры рентгеновского поглощения (EXAFS), просвечивающей электронной микроскопии и фотолюминесценции. Структуры с МКЯ GaN/AIN были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (0001) сапфировых подложках с буферным слоем AlN толщиной около 200 нм. Структуры содержат по 30 слоев GaN, покрытых слоями AlN. Толщины слоев GaN и AlN составляли около 3 монослоев. По данным EXAFS увеличение температуры роста от 795 до 895°С приводит к уменьшению координационного числа Ga-Ga во второй координационной сфере атома Ga от 8.9 до 8.0 и, соответственно, увеличению координационного числа Ga-Al от 3.1 до 4.0. Для исследования перемешивания гетерограниц серия образцов с различной температурой роста была подвергнута высокотемпературному отжигу в течение 1 часа при 1000°С, после чего на отожженных образцах снова были измерены спектры EXAFS. После отжига при 1000°С координационное число Ga-Ga уменьшается от 8.9 до 8.3 для температуры роста 795°С и от 8.0 до 7.7 для температуры роста 895°С. Коэффициент взаимной диффузии между GaN и AlN составляет 1·10<sup>-20</sup> см<sup>2</sup>/с при 1000°С, что соответствует теоретическим оценкам при вакансионном механизме диффузии.

Работа поддержана РФФИ (проекты 18-52-00008, 17-52-04023).

- [1] P. Giannozzi et al., J. Phys.: Condens. Matter 29 465901 (2017).
- [2] G. Henkelman et al. J. Chem. Phys. 113, 9901 (2000).
- [3] J. P. Perdew, K. Burke, and M. Ernzerhof, Phys. Rev. Lett. 77, 3865 (1996).
- [4] J. Heyd, G. E. Scuseria, and M. Ernzerhof, J. Chem. Phys. 124, 219906 (2006).

#### Акустические фононы в сверхрешётках SiGeSn

Аникин К.В.<sup>1</sup>, Тимофеев В.А.<sup>1</sup>, Solonenko D.<sup>2</sup>, Никифоров А.И.<sup>1</sup>, Милёхин А. $\Gamma^{1,2}$ .,

Zahn D.R.T.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН

пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>3</sup> Chemnitz University of Technology, Semiconductor Physics, D-09107 Chemnitz, Germany

DOI 10.34077/Semicond2019-154

В настоящей работе спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС) была применена для изучения фононного спектра периодической наноструктур GeSiSn/ Si с концентрацией Sn, изменяющейся в диапазоне от 0 до 20%. Традиционно частоты мод оптических фононов используются для определения концентрации твердых растворов. Однако, слабое изменение частот оптических фононных мод с содержанием Sn в SiGeSn препятствует определению содержания Sn, основываясь только на поведении оптических фононов. В акустической области мы наблюдаем дублеты свернутых акустических фононов, спектральные положения которых претерпевают низкочастотный сдвиг с увеличением содержания Sn. Применение модели упругого континуума в приближении линейной зависимости скорости звука от содержания Sn в слоях GeSiSn противоречит экспериментальным результатам. Это указывает на нелинейную концентрационную зависимость скорости звука в слоях GeSiSn от Sn, данные о которой отсутствуют в литературе. Используя модель упругого континуума нами были определены скорости звука GeSiSn / Si с концентрацией Sn в диапазоне от 0 до 20%, величины которых хорошо описывают наблюдаемое положение частот свернутых акустических фононов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 18-02-00615\_а и 19-52-12041 NNIO\_а), Фонда Volkswagen, и государственного задания (№ 0306- 2016-0017), а также Министерства образования и науки Российской Федерации.



*Puc.1 a)* Спектры KPC структур SiGeSn/Si с концентрацией Sn 3.5, 6, 1, 14 и 20%. б) Рассчитанные скорости звука в GeSiSn в зависимости от концентрации Sn.

# Спектр энергий и радиационные характеристики экситонов в квантовых ямах различной ширины

#### Белов П.А.

Санкт-Петербургский государственный университет, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7/9

#### DOI 10.34077/Semicond2019-155

Состояния экситона и свето-экситонное взаимодействие в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) исследовались экспериментально на протяжении нескольких десятилетий [1]. Тем не менее, только к настоящему времени параметры выращиваемых структур стали сравнимыми с точностью теоретического моделирования [2]. Более того, недавние измерения спектров отражения высококачественных гетероструктур показывают, что нерадиационное уширение ансамбля экситонов может быть порядка или даже меньше радиационного [3]. Таким образом, высокое качество выращиваемых гетероструктур требует повышения точности моделирования состояний и времен жизни экситона.

В настоящем докладе, мы представляем результаты модельно-точного микроскопического моделирования основного и возбужденных состояний экситона в одиночной полупроводниковой КЯ, а также скоростей радиационного распада этих состояний [4,5]. Мы рассматриваем трехмерное уравнение Шредингера для экситона в КЯ и аналитически определяем спектр соответствующего дифференциального оператора. В частности, определяем энергии связанных состояний электрондырочных пар и квазисвязанных состояний (резонансов). Мы классифицируем связанные состояния и резонансы по типам их доминирующих одномерных квантоворазмерных состояний и относительного движения электрона и дырки в плоскости КЯ [6].

Основываясь на теоретическом анализе спектра, мы вычисляем и идентифицируем состояния тяжелого и легкого экситона для различных ширин КЯ на основе  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$  и GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. Вычисленные уровни энергии непрерывно зависят от ширины КЯ как от внешнего параметра. Это позволяет нам пронаблюдать изменение положения уровней энергии при переходе от модели двумерного экситона в узкой КЯ к модели квантования экситона как целого в широкой КЯ. При этом наблюдаются пересечения (квазипересечения) уровней разной (одинаковой) симметрии квантоворазмерных состояний. Объяснение этих эффектов дается на основе симметрийных свойств волновой функции. Наш метод вычисления волновой функции асимптотически точен. Он учитывает различие эффективных масс и диэлектрических проницаемостей в КЯ и в барьере [7]. Более того, наш метод позволяет с высокой точностью моделировать состояния экситона в асимметричных КЯ [8].

Мы вычисляем скорости радиационного распада найденных состояний, используя модель свето-экситонного взаимодействия Е.Л. Ивченко [1]. Теоретические результаты сопоставляются с оригинальными экспериментальными спектрами отражения гетероструктур с КЯ на основе InGaAs/GaAs. Радиационные и нерадиационные уширения как основного, так и возбужденных состояний определяются из фитирования спектров и сравниваются с вычисленными значениями. Наблюдается хорошее согласие теоретических и экспериментальных результатов.

Финансовая поддержка предоставлена Российским Научным Фондом, грант 19-72-20039.

- [4] E.S. Khramtsov, P.A. Belov, P.S. Grigoryev et al., J. Appl. Phys., 119, 184301 (2016).
- [5] P.A. Belov, Semiconductors, 52, 551 (2018).
- [6] P.A. Belov, Semiconductors, 52, 1791 (2018).

[8] P.S. Grigoryev, A.S. Kurdyubov, M.S. Kuznetsova et al., Superlatt. Microstr., 97, 452 (2016).

<sup>[1]</sup> E.L. Ivchenko, Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures, Alpha Sci., Harrow (2005).

<sup>[2]</sup> S.V. Poltavtsev, Y.P. Efimov, Y.K. Dolgikh et al., Solid State Comm., 199, 47 (2014).

<sup>[3]</sup> A.V. Trifonov, S.N. Korotan, A.S. Kurdyubov et al., Phys. Rev. B., 91, 115307 (2015).

<sup>[7]</sup> P.A. Belov, E.S. Khramtsov, J. Phys.: Conf. Ser., 816, 012018 (2017).

#### Двухфотонное поглощение в экспериментах типа «накачказондированиие»

**Борисов Г.М.**<sup>1,2</sup>, Ледовских Д.В.<sup>1</sup>, Рубцова Н.Н.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-156

Двухфотонное поглощение необходимо учитывать при исследовании элементов зеркал с

насыщающимся поглощением [1-5] – для гетероструктур, включающих слои квантовых ям, выращенных поверх подложки арсенида галлия. В данной работе исследована кинетика пропускания подложки GaAs ориентации (001) микрон в области прозрачности. толшиной 400 Экспериментальные данные по регистрации пробного излучения. проходящего через образец под углом Брюстера, получены при использовании излучения фемтосекундного лазера Yb<sup>3+</sup>:KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>. Использованы пиковые интенсивности излучения накачки от 0,2 до 2,8 ГВт/см<sup>2</sup>, лазер работал на центральной длине волны излучения 1035 нм, длительность импульсов 130 фс. Интенсивность пробного излучения не превышала 560



Вт/см<sup>2</sup>. Сигнал изменения в пропускании образца регистрировался на частоте, равной суммарной частоте прерывания пучков насыщающего и пробного излучений [6]. Рис. 1 демонстрирует кинетические кривые изменения пропускания пробного излучения при разных интенсивностях накачки. Небольшие сдвиги максимумов кривых объясняются смещением пучков при установке нейтральных фильтров. При построении модели нелинейного пропускания пробного излучения через образец учитывались процессы вырожденного двухфотонного и трёхфотонного поглощения, а также нелинейной рефракции в образце. Все эти процессы безынерционны. Из численных решений для параметров, близких к экспериментальным условиям, видно, что присутствие излучения накачки приводит к ослаблению пробного излучения, существенно большему, чем без накачки. Для указанных диапазонов интенсивности накачки процесс трёхфотонного поглощения хотя и заметен, но составляет (в зависимости от толщины образца и интенсивностей пучков накачки и пробного излучений) не более 20% от общего сигнала. В расчётах использованы уравнения и величина коэффициента двухфотонного поглощения  $\beta=23$  см/ГВт из [7], а также значение коэффициента трёхфотонного поглощения  $\gamma = 0.9$  см<sup>3</sup>/ГВт<sup>2</sup>, экстраполированное к области 1035 нм из [8]. Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ № 18-29-20007 и гранта РФФИ и Правительства Новосибирской области в рамках научного проекта № 18-42-543001.

- [1] Н.Н. Рубцова и др., Прикладная фотоника, 5, 211 (2018).
- [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, 025001 (2016).
- [5] Г.М. Борисов и др., Автометрия, 52, 52 (2016).
- [6] Г.М. Борисов и др., Приборы и техника эксперимента, №1, 87 (2018).
- [7] D. C. Hutchings and E. W. Van Stryland, JOSA B, 9, 2065 (1992).
- [8] Davorin Peceli et al., Nonlinear optics Technical Digest, NTu1B.6.pdf (2013).

### Квантовый магнетотранспорт HEMT/InP гетероструктур с наноразмерной вставкой InAs в КЯ InGaAs/InAlAs

**Виниченко А.Н.**, Васильевский И.С., Сафонов Д.А., Павленко И.А., Каргин Н.И. *НИЯУ "МИФИ"*, *115409*, *Москва, Каширское шоссе*, *31* 

DOI 10.34077/Semicond2019-157

Гетеросистема  $In_yGa_{1-y}As/In_{0,52}Al_{0,48}As$  на подложках InP позволяет получить глубокую квантовую яму (КЯ) >0,5 эВ, однако, увеличение содержания InAs в однородном слое  $In_yGa_{1-y}As$ , влечет структурные ограничения на его толщину. Такие структуры интересны для исследований спиновых эффектов и используются на практике для изготовления CBЧ малошумящих транзисторов и интегральных схем.

В составных КЯ (СКЯ), за счет наноразмерных вставок узкозонного InAs, увеличивается как электронная подвижность:  $\mu \sim (1 \div 1,3) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{B} \cdot \text{с}$ , так и концентрация квазидвумерного электронного газа (ДЭГ): n ~  $(2 \div 4) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Однако, из-за значительной относительной деформации слоев такая гетеросистема является релаксационно-нестабильной и при толщинах InAs близких к критическим ее свойства зависят от условий формирования.

На изготовленных в НИЯУ МИФИ НЕМТ/InP СКЯ In<sub>0,53</sub>Ga<sub>0,47</sub>As/InAs/In<sub>0,53</sub>Ga<sub>0,47</sub>As с нановставкой InAs толщиной 4 нм были проведены исследования эффектов Холла в диапазоне температур 77÷300 К и Шубникова-де Гааза (ШдГ) при T=2,1÷8,4 К (табл. 1), рассчитаны транспортные времена релаксации импульса и эффективные массы m\*<sub>e</sub> при различном магнитном поле. Благодаря высокой концентрации электронов, в диапазоне магнитного поля до 6 Тл наблюдалось 10÷15 осцилляций, что позволило определить квантовые времена релаксации импульса методом Дингла.

Табл.1. Магнетотранспортные свойства In <sub>y</sub> Ga <sub>1-y</sub> As/In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> гетероструктур.								<sub>48</sub> As/InP
N⁰	T <sub>pocma</sub>	$\mu(300K),$	$\mu(4.2K),$	$n_{H, H, 2}$	n SdH,	$\tau_{t}$	$\tau_{q}$	<i>m<sub>e</sub>*/</i>
	вставки $^{\circ}C$	см /(В·с)	см /(B·c)	·10 <sup>12</sup> см <sup>-2</sup>	·10 <sup>12</sup> см <sup>-2</sup>	$\frac{10^{-13}}{13}c$	$\frac{\cdot 10^{2}}{14}c$	m <sub>e</sub>
364	400	13400	40400	3,51	3,21	14,5	3,91	0,0630
362	420	11700	40100	3,22	3,25	14,6	3,78	0,0634
353	440	11000	36800	3,65	3,68	13,1	4,99	0,0624
360	425	10300	23800	2,65	2,69	8,19	3,12	0,0604
365	420	9700	30300	3,46	3,57	10,2	3,63	0,0592
359	440	9200	19500	2,69	2,78	6,24	2,73	0,0563

Отношение  $\tau_t / \tau_q$  для всех образцов составляет порядка десяти, что свидетельствует о преобладании малоуглового рассеяния электронов, характерного для рассеяния на удаленных донорах. Оценена непараболичность энергетического спектра в СКЯ структурах при условии заполнения только нижней подзоны размерного квантования. Увеличение температуры формирования СКЯ выше 400° С при росте слоя InAs приводит к одновременному снижению как концентрации, так и подвижности электронов, и снижению отношения  $\tau_t / \tau_q$  что указывает на увеличение рассеяния электронов на дефектах структуры.

Во всех образцах наблюдался квантовый эффект Холла, однако, ширина плато на зависимости  $R_{xy}(1/B)$  коррелировала с  $\tau_{ax}$ 

В образце №364 достигнуты рекордные значения электронной подвижности при комнатной температуре для решеточно-согласовынных  $In_yGa_{1-y}As/In_{0,52}Al_{0,48}As/InP$  гетероструктур:  $\mu = 13400 \text{ см}^2/\text{B}\cdot\text{c}$ , при слоевой концентрации электронов:  $n = 3,51 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

#### Анализ пространственно-временной динамики тока в гетероструктурах через поглощение на свободных носителях заряда

**Гаврина П. С.**<sup>1</sup>, Соболева О. С.<sup>1</sup>, Подоскин А. А.<sup>1</sup>, Романович Д. Н.<sup>1</sup>, Головин В. С.<sup>1</sup>, Лютецкий А. В.<sup>1</sup>, Слипченко С. О.<sup>1</sup>, Пихтин Н. А.<sup>1</sup>, Багаев Т. А.<sup>2</sup>, Ладугин М. А.<sup>2</sup>, Мармалюк А. А.<sup>2</sup>, Симаков В. А.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> НИИ «Полюс» им. М. Ф. Стельмаха, Москва, ул. Введенского, д. 3, корп. 1

DOI 10.34077/Semicond2019-158

Пространственная локализация тока является одной из наиболее распространённых проблем сильноточных полупроводниковых приборов. При этом существующие методы в большинстве своём не рассчитаны на исследование пространственно-временной динамики тока в низковольтных эпитаксиальных гетероструктурах, для которых характерно распространение включённого состояния.

Предлагается методика, позволяющая оценивать такие численные параметры локализации тока как концентрация носителей заряда и скорость их распространения. Идея состоит в наблюдении модуляции проходящего через исследуемый кристалл излучения от внешнего источника поглощением на свободных носителях заряда. При этом максимальная глубина модуляции будет в области с повышенной концентрацией носителей. Фиксация динамики прошедшего через кристалл излучения производится с помощью быстродействующего фотодетектора, что позволяет исследовать переходные процессы в нс- масштабе времени. Аналогичный подход был продемонстрирован в работе [1] для оценки оптических потерь в мощных полупроводниковых лазерах. В разрабатываемой методике предусмотрено наличие не только временного, но и пространственного разрешения на уровне единиц микрон, что позволяет с достаточной точностью определять положение токовых шнуров и оценивать скорость их распространения.

Методика апробирована на полупроводниковых лазерах-тиристорах полосковой конструкции [2,3], в которых ранее с помощью светочувствительной камеры наблюдалась локализация тока вблизи краёв полоска [4], возникающая из-за конструктивных особенностей расположения контактов управления и наличия интенсивной ударной ионизации при включении прибора. Применение в качестве зондирующего излучения полупроводникового лазера с шириной полоска 5-6 мкм позволило провести пространственное сканирование излучением вдоль торца лазера-тиристора и подтвердить наличие токовой локализации вблизи краёв полоска, что выражалось в модуляции амплитуды сканирующего излучения за счет поглощения на свободных носителях [5]. Кроме того, сканирование вдоль оси резонатора показало, что токовый шнур распространяется на 130 мкм за 20 нс. Важно отметить, что предлагаемая методика универсальна и может быть использована для исследования локализации тока не только в лазерах-тиристорах, но и в других сильноточных приборах.

П.С. Гаврина и О.С. Соболева выражают благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований (договор №18-38-00906 «Закономерности формирования и развития пространственных неоднородностей тока в низковольтных полупроводниковых гетероструктурах с нелинейной обратной связью»).

- [1] Д. А. Веселов и др., Квантовая электроника, 45, 604-606 (2015).
- [2] V. S. Yuferev et al., IEEE Transactions on Electron Devices, 62, 4091 (2015).
- [3] A. A. Podoskin et al., Semiconductor Science and Technology, 30, 125011 (2015).
- [4] S. O. Slipchenko et al., Journal of Applied Physics, 121, 054502, (2017).
- [5] П. С. Гаврина и др., Письма в журнал технической физики, 8, 7 (2019).

# Проявление квантоворазмерных эффектов в нанокристаллах и аморфных нанокластерах германия в плёнках GeSi<sub>x</sub>O<sub>y</sub>

**Гамбарян М.П.**<sup>1</sup>, Кривякин Г.К.<sup>1,2</sup>, Черкова С.Г.<sup>1</sup>, Володин В.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников СО РАН, пр. академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-159

Нанокристаллы и аморфные нанокластеры кремния и германия в диэлектрических плёнках представляют собой квантовые точки, и интересны с фундаментальной точки зрения, а также перспективны для применения в нано- и оптоэлектронике. Недавно в плёнках германосиликатного нестехиометрического стекла GeSi<sub>x</sub>O<sub>y</sub> была обнаружена фотолюминесценция в ИК диапазоне, предположительно обусловленная дефектами [1].

Нестехиометрические оксидные плёнки двух типов GeO<sub>x</sub>[SiO]<sub>(1-x)</sub> и GeO<sub>x</sub>[SiO<sub>2</sub>]<sub>(1-x)</sub> были



получены высоковакуумным испарением порошков GeO<sub>2</sub> и либо SiO, либо SiO<sub>2</sub>, и напылением на холодную подложку Si(001). Исходные И подвергнутые отжигам (550, 600 и 650 °C, 1 час) образцы исследовали методами электронной микроскопии, ИК-спектрокопии, электронной микроскопии, спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) и фотолюминесценции (ФЛ). Спектры ΦЛ были нормированы с учётом спектральной чувствительности детектора.

Из анализа спектров КРС установлено, что исходная плёнка GeO[SiO<sub>2</sub>] не содержала кластеров германия, а исходная плёнка GeO[SiO] содержала кластеры аморфного германия, по данным электронной микроскопии размер кластеров составлял ~3 нм. По данным ИК-спектроскопии, плёнки содержали Si-O, Ge-O и Si-O-Ge связи. После отжига 550 °C в обеих плёнках были обнаружены кластеры аморфного германия, а после отжига 650 °С в них были обнаружены нанокристаллы германия.

В исходных плёнках при низких температурах обнаружена широкая полоса ФЛ с максимумом 1050 нм, а также узкие пики, самый интенсивный с положением 1623 нм (см. рис.). ФЛ, вероятно, обусловлена дефектами – вакансиями кислорода и избыточными атомами германия. Отжиги вызывают трансформацию структуры плёнок и меняют вид спектров ФЛ. В плёнках, содержащих нанокластеры германия, наблюдается ФЛ с максимумом 1500-1600 нм (см. рис.). При этом уменьшился сигнал ФЛ от дефектов. Исследована температурная зависимость интенсивности пиков ФЛ, она падала с ростом температуры, но сохранялась при температурах до 200 К. Обсуждается вклад в ФЛ нанокристаллов германия, формируемых при отжигах 600-650 °C.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 19-07-00367. Авторы благодарны M.Vergnat и M.Stoffel (Université de Lorraine) за помощь в регистрации спектров фотолюминесценции.

[1] S.G. Cherkova et. al., // Journal of Luminescence, 207, 209 (2019).

### Термодеградация отрицательного сопротивления в мультибарьерных Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs гетероструктурах сложной архитектуры при импульсном питании

**Гергель В.А.**<sup>1</sup>, Горшкова Н.М.<sup>1</sup>, Соболев А.С.<sup>2,1</sup>, Минкин В.С.<sup>1</sup>, Казаков И.П.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт, 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д.9

<sup>3</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53

DOI 10.34077/Semicond2019-160

В работах авторов [1,2] впервые была показана возможность возникновения S-образной электрической неустойчивости характеристик мультибарьерных гетероструктур. Изучаемая мультибарьерная гетероструктура рассматривается как последовательность элементарных звеньев из прилегающих друг к другу слоев узкозонного (долина) и широкозонного (барьер) материалов. Электрическая неустойчивость характеристик для подобных структур обусловлена нелокальностью

энергетического баланса носителей тока. В этом случае электроны «разогреваются» В сильном электрическом поле барьерных слоев, а «остывают», то есть отдают избыточную свою тепловую энергию, в промежуточных низкоомных долинах. При этом, практически вся энергия поступает в решетку кристалла, повышая его вплоть температуру до катастрофического Bo пробоя. избежание катастрофического пробоя, как правило, используется минимизация геометрических размеров тестовых структур, равно как и сокращение длительности тестирующих импульсов тока



(напряжения). В исследуемых мультибарьерных гетероструктурах с S-образностью терморазогрев кристаллической решетки проявляется в предпробойной области посредством деградации электрических характеристик. Получены вольт-амперные характеристики тестовых структур для нескольких типичных длительностей токовых импульсов (рис.1). Данные зависимости демонстрируют ожидаемое уменьшение максимального значения тока из-за температурного подавления подвижности носителей и стабильность параметров отрицательного дифференциального сопротивления в широком диапазоне длительностей токовых импульсов. Разработан метод построения зонной структуры в мультибарьерных туннельно-непрозрачных гетероструктурах, для которых применима теория квазигидродинамического дрейфа электронов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 18-07-00743 а и № 18-07-00785 а.

[1] V.A.Gergel et al, Semiconductors, **48**, 481 (2014).

[2] V.A.Gergel et al, Technical Physics, 85, 83 (2015).

# Конструктивные особенности мультибарьерных гетеродиодов с отрицательным дифференциальным сопротивлением

**Гергель В.А.**<sup>1</sup>, Горшкова Н.М.<sup>1</sup>, Минкин В.С.<sup>1</sup>, Соболев А.С.<sup>2,1</sup>, Павлов А.Ю.<sup>3</sup>, Хабибуллин Р.А.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7

<sup>2</sup> Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)», 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, 9

<sup>3</sup> Федеральное государственное автономное научное учреждение Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники имени В.Г.Мокерова РАН, 117105, г.Москва, Нагорный проезд, дом 7, строение 5

DOI 10.34077/Semicond2019-161

Несмотря на широкий выбор интегральных микроволновых схем миллиметрового диапазона для телекоммуникационных и радиолокационных приложений, представленных на мировом рынке, потребность в компактных генераторах этого диапазона, которые могут быть интегрированы на одном кристалле GaAs, остается актуальной для отечественной промышленности. В качестве источника терагерцового излучения можно использовать многобарьерные гетеродиоды на основе GaAs/AlGaAs. Мультибарьерные гетеродиоды, на которых основывается исследование, состоят из эпитаксиальных слоев GaAs/AlGaAs, толщиной порядка 50 нм и содержащие 6-7 барьеров. Ранее были исследованы процессы возникновения и поведения отрицательного дифференциального сопротивления в мультибарьерных гетероструктурах, а также предложена модель расчета электрических характеристик мультибарьерных структур сложной архитектуры [1,2].

Спроектированы принципиально новые топологии гетеродиодов, разработан технологический маршрут изготовления. Основные операции технологического маршрута: формирование мезы для гетеродиода (глубина травления до нижнего легированного кремнием GaAs), формирование омических контактов на основе Ni/Ge/Au, нанесение диэлектрического слоя на основе SiO<sub>2</sub> или Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> (толщина диэлектрика не менее 0,2 мкм), формирование окон в диэлектрическом слое, нанесение металла на основе Ti/Au (толщина металлизации не менее 0,5 мкм), резка пластины на кристаллы.

Под формированием «мезы» подразумевают создание структуры на полупроводниковой пластине с проводящими и непроводящими слоями с помощью травления поверхности гетероструктуры. Цель данной операции – отделение активных областей, на которых формируются приборы, друг от друга для избегания электрического контакта между приборами. Омический контакт представляет собой переходную область между приведенными в соприкосновение металлом полупроводником. Омический контакт должен оказывать минимальное сопротивление И проходящему току, т.е. иметь минимальное возможное переходное сопротивление. А также омические контакты должны удовлетворять следующим требованиям: высокая проводимость, хорошая адгезия металлов к полупроводнику, тепловая устойчивость, однородность границы контакта, технологичность (формирование контакта доступными методами), устойчивость к электромиграции, высокая коррозийная стойкость, морфология после термообработки. Проведено приборно-технологическое моделирование многобарьерных гетеродиодов оптимизации для электрофизических параметров приборов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 18-07-00743 а и № 18-07-00785 а.

[1] V.A.Gergel et al, Semiconductors, **48**, 481 (2014). [2] V.A.Gergel et al, Technical Physics, **85**, 83 (2015).

# Ангармонические блоховские осцилляции электронов в электрически смещённых сверхрешётках

**Гиршова Е.И.**<sup>1</sup>, Иванов К.А.<sup>1,2</sup>, Калитеевский М.А.<sup>1,2,3</sup>, Морозов К.М.<sup>1,2</sup>, Clark S.J.<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский Академический Университет, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8/3

<sup>2</sup> Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

<sup>3</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 264

<sup>4</sup> Durham University, Durham, DH1 3LE, United Kingdom

DOI 10.34077/Semicond2019-162

Явление блоховских осцилляций заключается в том, что в штарковской лестнице электронных уровней, образующейся при приложении постоянного электрического поля F к периодической структуре (с периодом d), возможны межуровневые переходы на т. н. блоховской частоте ( $\omega = eFd/\hbar$ )[1]. Блоховские осцилляции сопровождаются излучением на блоховской частоте [2].

Цель настоящей работы — показать, что блоховские осцилляции не ограничиваются излучением на единственной частоте, но может наблюдаться излучение и на частотах, кратных  $\omega$  — явление, которое можно назвать ангармоническими блоховскими осцилляциями.

В нашей работе моделировались волновые функции электрона дырки В электрически смещённой И одномерной сверхрешётке [3]. Расчёт проводился методом матриц переноса, использующим непрерывность волновой функции и её производной (точнее — потока) на границе слоёв с различной (постоянной) потенциальной энергией. Полученные семейства волновых функций были использованы для вычисления матричных элементов и вероятностей дипольных оптических переходов между



гис.1. – зависимость вероятности переходов на одинарной, двойной и тройной блоховских частотах (квадраты, круги и треугольники, соответственно) от частоты.

уровнями штарковской лестницы. Были исследованы переходы между соседними уровнями и переходы через один и два уровня (т.е. с частотами  $\omega$ ,  $2\omega$  и  $3\omega$ ). В результате оказалось, что вероятности дипольных переходов ненулевые и для всех типов переходов демонстрируют близкую к линейной скорость роста, уменьшаясь при этом по величине на порядок для каждой следующей кратной частоты. Эти результаты отражены на рис. 1.

На втором этапе исследования был рассмотрен случай модуляции потенциала сверхрешётки малой величиной с удвоенным периодом. Показано, что это приводит к расщеплению минизоны сверхрешётки на две подминизоны с зазором  $\Delta$  между ними. Следовательно, и бывшая прежде единая штарковская лестница эквидистантных уровней разделяется на две. Обе они имеют расстояние между уровнями  $2\hbar\omega$ , а минимальное расстояние между уровнями одной и другой лестницы составляет теперь  $\omega$ - $\delta$ , где  $\delta$  немонотонно зависит от  $\Delta$ . Локализация электронов также изменяется, что приводит к появлению серии линий излучения.

В результате проведённого исследования были выявлены разнообразные варианты ангармонических блоховских осцилляций. Представленная модель может быть использована, в частности, для объяснения наблюдавшегося экспериментально терагерцового излучения на кратных блоховских частотах в естественных сверхрешётках — политипах карбида кремния [4].

- [1] F. Bloch, Z. Phys. 52, 555 (1928).
- [2] V.I. Sankin et al., Appl. Phys. Lett. 100, 111109 (2012)
- [3] Г.Б. Дубровский, А.А. Лепнева, ФТТ 19, 5, 1252 (1977).
- [4] В.И. Санкин и др., ФТП 49, 2, 249 (2015).

### Эффект гигантского изменения показателя преломления в гетероструктурах с туннельно-связанными квантовыми ямами: теория и эксперимент

Золотарев В.В., Шашкин И.С., Соболева О.С., Головин В.С., Рудова Н.А., Шамахов В.В., Николаев Д.Н., Слипченко С.О., Пихтин Н.А.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-163

Продемонстрирован подход к инжинирингу квантово-размерных структур с высокоамплитудной модуляцией амплитуды показателя преломления за счет квантово-размерного эффектом Штарка. Областью применения данных структур являются электрооптические модуляторы, в том числе приборы с полностью электрическим управлением развертки лазерного луча в пространстве [1]. Проведены экспериментальные исследования разработанных структур, получены и

интерпретированы спектры поглощения и электрорефракции двух туннельно-связанных квантовых ям в системе AlGaAs/GaAs, которые хорошо себя зарекомендовали в качестве активной области модулятора. Расчёты спектров материального поглощения вблизи края собственного поглощения были проведены с учетом локализованных в квантовых ямах экситонов [2]. С помощью соотношения Крамерса-Кронига получены спектры изменения показателя преломления. Оптимизация конструкции двух туннельно-связанных квантовых ям основана на достижении резонансного обобществления волновых функции электронов в отсутствии управляющего внешнего электрического поля и их локализации в отдельной квантовой яме при приложении внешнего электрического поля. При этом волновые



функции тяжелых дырок остаются локализованными при любом значении внешнего электрического поля. Обобществление волновых функций электронов на две квантовые ямы приводит к снижению интегралов перекрытия электрон-тяжелая дырка, что обуславливает существенного снижения коэффициента поглощения вблизи края поглощения. Достижение большой модуляции коэффициента поглощения на основании соотношения Крамерса-Кронига приводит к модуляции показателя преломления с высокой амплитудой (Дп<sub>теор</sub>=0.036). На основе полученных дизайнов квантоворазмерных структур методом мосгидридной эпитаксии из металоорганических соединений и гидридов были выращены волноводные диодные гетероструктуры с активной областью из одиночной и двух туннельно-связанных квантовых с различными толщинами барьеров и ям. Для данных экспериментальных образцов были проведены измерения спектров поглощения активной области при различных значениях напряжения обратного смещения. Результаты продемонстрировали предсказанный теоретически рост поглощения при обратном смещении вплоть до напряжения делокализации электронных уровней в объемный матриал волноводных слоев. На основе измеренных спектров изменения поглощения были получены спектры изменения показателя преломления (рис. 1), которые продемонстрировали хорошее согласие с теоретическими расчетами (∆n<sub>эксп</sub>≈0.04). 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)

[2] Hao Feng, J. P. Pang, M. Sugiyama, K. Tada and Y. Nakano, IEEE Journal of Quantum Electronics, 34, 1197, (1998)

# Эффект Парселла в брэгговской структуре с квантовыми ямами на основе монослоёв InAs в GaAs

**Иванов К.А.**<sup>1,2</sup>, Егоров А.Ю.<sup>2</sup>, Калитеевский М.А.<sup>1,2,3</sup>, Позина  $\Gamma$ .<sup>4</sup>, Морозов К.М.<sup>1,2</sup>, Clark S.J.<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский Академический Университет, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8/3

<sup>3</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

<sup>5</sup> Durham University, Durham, DH1 3LE, United Kingdom

DOI 10.34077/Semicond2019-164

Брэгговские структуры с квантовыми ямами интересны с точки зрения применения в фотонике и оптоэлектронике, поскольку, как было показано ранее, в них возможно усиление (эффект Парселла) и подавление спонтанного излучения на определённых частотах [1]. В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования структуры, изготовленной методом молекулярнопучковой эпитаксии на подложке GaAs и содержавшей 60 периодов объёмного GaAs одинаковой толщины 120 нм, в каждом из которых содержалось три монослоя InAs на расстоянии 10 нм друг от друга [2]. Каждый монослой образует квантовую яму, в которой возможна локализация экситона. Период структуры был подобран таким образом, чтобы энергия экситона удовлетворяла брэгговскому условию ( $\omega = \pi c/d\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}$ ) для некоторого угла излучения.

Структура была исследована методом фотолюминесценции с временным и угловым разрешением. Оптическая накачка производилась фемтосекундным лазером с различной мощностью, спектры снимались как с поверхности структуры, так и с торца. В результате оказалось, что все спектры содержат линию, соответствующую основному состоянию экситона (X1). В то же время, спектр люминесценции с поверхности при большой мощности накачки содержит дополнительную линию (SR), энергия которой зависит от угла излучения и коррелирует с брэгговским условием (рис. 1а). Спектр излучения с торца структуры не содержит линии SR при любой мощности накачки (рис.



Рис.1. – Изображения спектроскопии с временным разрешением (a) с поверхности образца и (b) с торца образца. (c) Отношение интегрированных по времени спектров с поверхности образца и с торца, в зависимости от угла излучения. Линия обозначает брэгговское условие.

1b). В рамках обработки результатов спектры были проинтегрированы по времени, а затем спектры с поверхности, снятые под разными углами, были нормированы на спектр с торца. В результате получена картина модального фактора Парселла (рис. 1с), демонстрирующая изолированные области усиления эмиссии, расположенные вдоль кривой, отвечающей брэгговскому условию.

[1] Е.Л.Ивченко, А.И.Несвижский, С.Йорда, ФТТ, 36(7), 2118 (1994). [2] G.Pozina, et al., Sci. Rep. 5, 14911 (2015).

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> Linköping University, Linköping, SE-58183, Sweden

### Особенности туннельного тока в сверхрешетках с электрическими доменами

Алтухов И.В.<sup>1</sup>, **Каган М.С.**<sup>1</sup>, Папроцкий С.К.<sup>1</sup>, Хвальковский Н.А.<sup>1</sup>, Дижур С.Е.<sup>1</sup>, Кон И.А.<sup>1</sup>, Васильевский И.С.<sup>2</sup>, Виниченко А.Н.<sup>2</sup>, Баранов А.Н.<sup>3</sup>, Teissier R.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, Моховая, 11-7

<sup>2</sup> НИЯУ «МИФИ», 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

<sup>3</sup> IES, Université Montpellier 2, CNRS, Montpellier, France

DOI 10.34077/Semicond2019-165

При комнатной температуре исследовались короткопериодные сверхрешетки (СР) двух типов: СР 4 нм GaAs / 2 нм AlAs, (100 периодов) и 4,5 нм InAs / 3,5 нм AlSb (85 периодов), выращенных с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии. СР были расположены между сильно легированными верхним контактным слоем n<sup>+</sup>-GaAs и, соответственно, n<sup>+</sup>-InAs и сильно легированной (~  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>) подложкой из тех же материалов. СР были легированы мелкими донорами в концентрации 2\*10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup>. Перед нанесением контактного металла (золота) пластинка с вытравленными мезами покрывалась диэлектриком (нитрид кремния). Изучался туннельный ток в условиях образования из-за отрицательной электрических доменов, возникавших наличия дифференциальной проводимости в некоторой области напряжений при резонансном туннелировании электронов между соседними квантовыми ямами (механизм Esaki-Tsu). К образцам прикладывались треугольные импульсы напряжения с временем нарастания 0.5-10 µсек. Из зависимостей напряжения и тока от времени восстанавливались вольтамперные характеристики (ВАХ) при прямой и обратной развертке напряжения.

При напряжениях выше порога образования доменов наблюдались следующие эффекты. 1. Гистерезис тока при прямой и обратной развертке напряжения. 2. Серия максимумов на вольтамперных характеристиках (BAX), почти эквидистантных по напряжению. 3. Большой фотоотклик на межзонное освещение (светодиод или лампа накаливания 2,5 Вт); фототок мог достигать 50% от темнового. Предложено объяснение этих эффектов, так или иначе связывающее их с треугольной формой домена сильного поля, обусловленной полным опустошением доноров внутри домена. Гистерезис интерпретируется как переход между режимами с движущимся и статическим доменом. При образовании статического домена на ВАХ появлялся участок с насыщением тока. Максимумы на ВАХ объясняются туннельными переходами между квантовыми ямами в треугольном домене, сопровождающимися испусканием оптических фононов. Большой фотоотклик также связывается с треугольной формой домена с протяженной областью полного опустошения доноров, где концентрация свободных носителей крайне мала.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 16-29-09626, 16-29-03135) и программы РАН «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий».

# Формирование наногетероструктур комбинированной (1d - 0d) размерности III-N материалов для нанофотоники

**Котляр К.П.**<sup>1,2</sup>, Морозов И.А.<sup>1</sup>, Березовская Т.Н.<sup>1</sup>, Драгунова А.С.<sup>1</sup>, Крыжановская Н.В.<sup>1</sup>, Кудряшов Д.А.<sup>1</sup>, Сошников И.П.<sup>1,3,4</sup>, Цырлин Г.Э.<sup>1,4,5</sup>

<sup>1</sup> СПбАУ РАН, 194021, ул. Хлопина, 8 к.3

<sup>2</sup> СПбГУ, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7-9

<sup>3</sup> ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

<sup>4</sup> ИАП РАН, 190103, Санкт-Петербург, Рижский пр., 26

<sup>5</sup> ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

DOI 10.34077/Semicond2019-166

Формирование наноразмерных мез на основе планарных гетероструктур III-V материалов является перспективным методом повышения эффективности светоизлучающих приборов [1]. Одной из ключевых проблем метода является формирование дефектов на боковой поверхности наноразмерных мез в процессе их формирования. В представленной работе проводится разработка технологии формирования и исследование свойств наноразмерных мез InGaN/GaN, в частности проводится исследование процессов химического жидкостного травления наноструктур III-N материалов с целью пассивации боковой поверхности наноразмерных мез и управления их морфологией.

В работе использовалась светодиодная гетероструктура InGaN(квантовые точки)/GaN, выращенная планарно на сапфировой подложке методом МОС-гидридной эпитаксии. Создание массива наноразмерных мез проводилось плазмохимическим травлением через масочное покрытие – массив наночастиц Ni. Формирование масочного покрытия проводилось методом отжига ультратонких пленок Ni

осаждённых на поверхность исходной гетероструктуры. Изучено влияние параметров травления на морфологические характеристики получаемых массивов наноразмерных мез (влияние на угол наклона боковой стенки и скорости травления). Удаление дефектов и пассивация боковой поверхности наноразмерных мез проводились химическим растворах жилкостным травлением в различных с использованием HCl, HF, HNO<sub>3</sub>, KOH. В частности, изучено влияние условий обработки на интенсивность фотолюминесценции и исследован процесс полировки боковой поверхности наноразмерных мез при химическом травлении в растворе КОН (Рис. 1). Предварительно процессы травления отрабатывались на массивах наноразмерных колоноподобных структур GaN, InGaN, InN выращенных методом молекулярнопучковой эпитаксии на кремнии. Был получен режим обеспечивающий контролируемое травления, утонение наноструктур III-N материалов в латеральном направлении



(диаметр) вплоть до формирования эффективного резонатора и как следствие управление диаграммой направленности света выходящего из структуры (экспериментальные результаты совпадают с моделированием). Также были развиты методы отделения наноструктур III-N материалов от подложек для возможности использования полученных объектов как единичные нанорезонаторы, наноразмерные источники света и .т.д.

К структуре с массивом наноразмерных мез методами фотолитографии были сформированы контакты. Исследование зависимости интенсивности излучения показывает большую эффективность люминесценции у структуры с наноразмерными мезами.

[1] Yu-Lin Tsai et al., Prog. Quant. Electron., 49, 1–25 (2016).

### Исследование порога стимулированного излучения в гетероструктурах с КЯ HgTe/CdHgTe среднего ИК диапазона в зависимости от длины волны накачки

**Кудрявцев К.Е.**<sup>1</sup>, Фадеев М.А.<sup>1,2</sup>, Румянцев В.В.<sup>1</sup>, Уточкин В.В.<sup>1</sup>, Дубинов А.А.<sup>1</sup>, Алешкин В.Я.<sup>1</sup>, Дворецкий С.А.<sup>3</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>3</sup>, Терре F.<sup>2</sup>, Гавриленко В.И.<sup>1</sup>, Морозов С.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> UMR CNRS 5221, GIS-TERALAB, Université Montpellier, 34095, Montpellier, France

<sup>3</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия

DOI 10.34077/Semicond2019-167

Разработка полупроводниковых источников излучения в окне прозрачности атмосферы (3– 5 мкм) востребована для решения актуальных задач спектроскопии, в том числе спектроскопии газов [1]. В ряде приложений практичной альтернативой сложным и дорогим квантовым каскадным лазерам, доминирующим сейчас в рассматриваемом спектральном диапазоне, могут стать «классические» межзонные лазеры на основе узкозонных материалов, в частности HgCdTe. В то же время, при уменьшении ширины запрещенной зоны резко возрастает темп безызлучательных ожепроцессов, что ограничивает эффективность излучательной рекомбинации неравновесных носителей. По этой причине при комнатной температуре стимулированное излучение (СИ) в HgCdTe было ранее реализовано лишь на длинах волн, меньших 2.5 мкм, а на длине волны 2.8 мкм СИ достигалось при температурах существенно ниже 200 К [2].

В данной работе представлены результаты по наблюдению СИ в диапазоне 2.8-3.5 мкм при температурах до 250 К (для  $\lambda = 2.87$  мкм; 210 К для  $\lambda = 3.57$  мкм), достижимых при термоэлектрическом охлаждении [3]. Использование гетероструктур HgTe/CdHgTe с узкими (единицы нм) КЯ позволило «улучшить» симметрию законов дисперсии электронов и дырок в КЯ и существенно увеличить пороговую энергию оже-рекомбинации. Проведены исследования порога СИ в зависимости от длины волны накачки при переходе от надбарьерного возбуждения к накачке непосредственно в КЯ. Выявлено, что наибольшая эффективность накачки и наименьший порог СИ реализуются при накачке квантами, практически соответствующими энергии межзонных переходов в барьерных слоях (при этом учитывался лишь поток квантов накачки без пересчета на долю излучения, поглощаемого в КЯ; «внутренняя квантовая эффективность» же при накачке в КЯ может быть существненно выше). С практической точки зрения важно, что по характеру «разогрева» носителей заряда в КЯ излучением накачки такая «резонансная» накачка сходна с инжекционной накачкой диодных структур. Оптимизация состава барьерных слоев в «коротковолновых» структурах (в отличие от «длинноволновых» HgTe/CdHgTe структур среднего и дального ИК диапазонов) необходима также и для подавления беспороговых оже-процессов, идущих с выбросом носителей заряда в континуум барьерных слоев.

Таким образом, в работе продемонстрированы оптические конвертеры излучения ближнего ИК диапазона в стимулированное излучение диапазона 2.8-3.5 мкм на основе структур с КЯ HgTe/CdHgTe. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 19-02-00827) на оборудовании УСУ «Фемтоспектр» ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН.

[2] A.A. Andronov et al., J. Lumin. 132(3), 612 (2012).

[3] M.A. Fadeev et al., Opt. Express 26(10), 12755 (2018).

<sup>[1]</sup> F. K. Tittel et al., Mid-infrared laser applications in spectroscopy, in Solid-state Midinfrared Laser Sources (Springer, 2003), pp. 458–529.

# Стимулированное излучение в волноводных структурах на основе нитрида индия

Андреев Б.А.<sup>1</sup>, Бушуйкин П.А.<sup>1</sup>, Давыдов В.Ю.<sup>2</sup>, Красильникова Л.В.<sup>1</sup>, Кудрявцев К.Е.<sup>1</sup>, **Лобанов Д.Н.**<sup>1</sup>, Новиков А.В.<sup>1</sup>, Скороходов Е.В.<sup>1</sup>, Юнин П.А.<sup>1</sup>, Красильник З.Ф.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, 607680, Нижний Новгород, ул. Академическая, д. 7 <sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул.

Политехническая, д. 26

DOI 10.34077/Semicond2019-168

Перспективы приборных применений структур с нитридом индия в качестве активной среды определяются свойствами этого материала: шириной прямой запрещенной зоны < 0.7 эВ, высокой эффективностью излучательной релаксации малой эффективной массой и высокой подвижностью Продвижение электронов [1]. к практическому применению InN в коммуникационных технологиях связано с разработкой лазеров, оптических усилителей И светодиодов для спектрального диапазона 1,5-2 мкм. Важными результатом в этом направлении является реализация впервые стимулированного планарных излучения ИЗ волноведущих структур n-InN/GaN/c-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [2].



В докладе рассматриваются методы формирования и достигнутые параметры структур с активным слоем InN. Приводятся результаты исследования связи ростовых, структурных и электрофизических параметров эпитаксиальных слоев InN с особенностями спектров спонтанной фотолюминесценции и стимулированной эмиссии.

Стимулированная эмиссия от слоёв InN наблюдалась в диапазоне длин волн  $\lambda$ =1.66–1.9 µm в зависимости от концентрации свободных электронов. Обсуждается влияние кристаллического качества, однородности слоев, концентрации свободных электронов и акцепторных состояний в n-InN на условия возникновения стимулированной эмиссии. Продемонстрировано, что стимулированное излучение наблюдается для сплошных (без нанопор) InN слоёв с концентрацией электронов <  $2 \times 10^{19}$  cm<sup>-3</sup>, плотностью прорастающих дислокаций <  $5 \times 10^{10}$  cm<sup>-2</sup> и не содержащих включения металлического индия.

Приводятся результаты измерения температурных зависимостей пороговых характеристик. Обсуждаются результаты формирования волноводных структур и измерений оптического усиления. Рассматриваются перспективы перехода к эпитаксии InN на подложках а- Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и Si с буферными нитридными слоями.

[1] A.A. Klochikhin et al., Phys.Rev. B, **71**, 195207 (2005). [2] B.A. Andreev et al., Scientific Reports, **8(1)**, 9454 (2018).

# Зависимость продольно-поперечного расщепления экситона в квантовой яме от внешнего однородного электрического поля Логинов Д.К.

Санкт-Петербургский государственный университет, 198504, Санкт-Петербург, Старый Петергоф, ул. Ульяновская, 3

Настоящая работа посвящена точному численному решению задачи об экситоне в сильном однородном электрическом поле в квантовой яме (КЯ). Трудность анализа экситонных состояний во внешнем электрическом поле состоит в том, что точное аналитическое решение уравнения Шредингера для такой задачи в общем виде не известно. В слабом поле для расчета экситонных состояний используют теорию возмущений [1,2]. Если поле нельзя считать слабым, то применение этого подхода становится некорректным. Для больших полей задача на собственные значения и собственные функции экситонного гамильтониана решается в рамках квазиклассического приближения [1,2]. Однако, это приближение корректно описывает только состояния с большим главным квантовым числом *n*>>1 [2]. Этот подход некорректен для описания



основного экситонного состояния (*n*=1), которое зачастую вносит наибольший вклад в оптические спектры, наблюдаемые в эксперименте.

В нашей работе была решена задача на собственные значения и собственные функции для основного состояния экситона в электрическом однородном поле в КЯ на основе GaAs/AlGaAs гетероструктуры, выращенной вдоль направления [001]. Ширина КЯ полагается равной 120 nm. Электрическое поле, F, было направлено нормально к плоскости КЯ, строго вдоль [001]. Мы переписали гамильтониан в параболических координатах и разделили его на два одномерных дифференциальных уравнения, в соответствие со стандартной процедурой [1,2]. Полученные уравнения были представлены в виде разностных схем и решались трехдиагональным методом [4]. Были определены собственные волновые функции экситона и его энергия связи при различных F. Это позволило вычислить зависимость от поля продольно-поперечного расщепления экситона  $\hbar \omega_{LT}$ 

, описывающего интенсивность взаимодействие экситона со светом [3]. Результаты вычислений представлены на рисунке. Как можно видеть,  $\hbar \omega_{LT}$  быстро спадает с ростом поля и выходит на почти постоянное значение при F>3 kV/cm. Таким образом, спектральные особенности, обусловленные основным состоянием экситона (*n*=1), в КЯ, будут терять интенсивность с ростом поля.

[1] D. F. Blossey, Rev. B 2, 3976 (1970).

[2] М. Д. Ландау, М. Е. Лифшиц, Теоретическая физика. т. III. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Наука. Москва. (1989).

[3] E. L. Ivchenko, Optical Sp ectroscopy of Semiconductor Nanotstructures, Alpha Science, Harrow, (2005).

[4] A.A. Samarskii, The Theory of Difference Schemes, Pure and Applied Mathematics. A Series of Monographs and Textb o oks, CRC Press, (2001).

169

# Электрон-фононное взаимодействие в квантовых ямах с одноосными барьерами

Маслов А.Ю., Прошина О.В.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-170

В наноструктурах, изготовленных с использованием ионных материалов, взаимодействие заряженных частиц и экситонов с оптическими фононами может быть сильным. Это приводит к образованию поляронов большого радиуса, которые могут существенно влиять на оптические и транспортные свойства наноструктур.

Среди соединений A<sup>2</sup>B<sup>6</sup> значительное число обладает одноосной симметрией. Если такие соединения используются при изготовлении квантовых ям, то меняется как спектр фононных состояний, так и характер электрон-фононного взаимодействия.

В настоящей работе получены аналитические выражения для потенциальной энергии электронфононного взаимодействия, если в качестве барьеров квантовых ям выбраны материалы с одноосной симметрией. Рассмотрены все ветви оптических фононов, имеющиеся в таких структурах [1]. Показано, что интенсивность взаимодействия для разных фононных ветвей немонотонно зависит от ширины квантовой ямы. Наиболее сильное электрон-фононное взаимодействие реализуется для интерфейсных оптических фононов при выполнении условия

$$\Delta < qa < 1, \tag{1}$$

где  $\Delta = \left| \omega_{LO\perp}^2 - \omega_{LO\parallel}^2 \right| \left| \left| \omega_{LO\perp}^2 \right| \right|$  - параметр, характеризующий анизотропию фононного спектра барьеров, *a* – ширина квантовой ямы, а *q* – двумерный волновой вектор фонона. При выполнении условия (1) в квантовой яме возможно образование поляронов большого радиуса. Это же условие позволяет описывать электрон-фононное взаимодействие выражением фрелиховского типа с константой взаимодействия, которая зависит от массы носителей в квантовой яме и диэлектрических параметров барьеров [2].

Для локализованных и необыкновенных фононов при любых значениях параметров материалов электрон-фононное взаимодействие оказывается слабым, и его можно описывать по теории возмущений.

Отметим, что условие (1) позволяет, в принципе, реализовать ситуацию, при которой возрастает экситон-фононное взаимодействие. Если масса дырки  $m_h$  много больше массы электрона  $m_e$ , то в некотором интервале ширин квантовых ям условие (1) выполняется для дырочного полярона и не выполняется для электронного полярона, так как взаимодействие дырки с оптическими фононами оказывается сильным, а взаимодействие электрона– слабым. При этом экситон-фононное взаимодействие будет сильным, и возможно образование поляронного экситона. В оптических спектрах должны возникать серии интенсивных фононных повторений. Интенсивности линий при этом должны иметь немонотонную зависимость от ширины квантовой ямы. Это открывает дополнительные возможности для диагностики квантовых ям с одноосными барьерами оптическими методами.

[1] B.K. Ridley, Hybrid phonons in nanostructures, New York:Oxford University Press, Oxford (2017). [2] A.Yu. Maslov, O. V. Proshina, in Phonons in Low Dimensional Structures, (Ed: V. N. Stavrou), IntechOpen Limited, London, UK, 3 (2018).

# Нанокристаллическая структура и излучательные свойства островковых 3C-SiC пленок, выращиваемых на Si(100)

**Орлов** Л.К.<sup>1,2</sup>, Вдовин В.И.<sup>3</sup>, Орлов М.Л.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> НГТУ им. Р.Е. Алексеева, 603950, Нижний Новгород ул. Минина, 23

<sup>2</sup> ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

<sup>3</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

#### DOI 10.34077/Semicond2019-171

Гетерокомпозиции карбида кремния вызывают повышенный интерес вследствие многообразия образуемых кристаллических форм, а также благодаря своеобразию механизмов их формирования и наблюдаемых характеристик. В связи с попытками наблюдения в нанокристаллитах карбида кремния эффектов размерного квантования в литературе разрабатываются разные способы формирования SiC гетерокомпозиций с нанокристаллитами, встраиваемыми в матрицы SiO<sub>2</sub> и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Наиболее

обсуждаемыми при этом являются причины наблюдаемой высокой эффективности излучательной рекомбинации и сдвиг основной полосы излучения в ультрафиолетовую область спектра [1,2]. Очевидно, однако, своеобразные что характеристики формируемых различными способами микрокристаллитов, могут быть связаны не только с пространственным ограничением их электронной подсистемы как в отдельных нанокристаллитах, так и в микроостровке в целом, если рассматривать последний как двумерную квантовую сверхрешетку, а также co свойствами межфазных межзеренных границ.



В работе изучаются механизмы формирования, тонкая кристаллическая структура, электрические свойства и особенности излучательной рекомбинации различных участков микроостровковых 3C-SiC пленок, осаждаемых на поверхности Si(100). Особое внимание уделено природе линий, обнаруживаемых в люминесцентных спектрах исследуемых структур, и сопоставлению их с идентичными спектрами отдельных 3C-SiC нанокристаллитов, встраиваемых в разные матрицы. Обсуждается природа линий, сдвинутых в длинноволновую (~800 нм) и коротковолновую (~320 нм) области спектрального диапазона. Анализ поведения линий в спектрах катодолюминесценции не показывает заметного влияния размеров формируемых поверхностных нанокристаллитов на положение спектральных линий, но демонстрирует, по данным ВИМС, явную зависимость некоторых из них от содержания кислорода на границе между 3C-SiC слоем и кремниевой подложкой. Анализ поведения спектральных линий, показал, что вероятным механизмом наблюдаемых излучательных переходов является механизм, связанный с переходами между состояниями Si-C-O связей, образующихся на границах 3C-SiC нанокристаллитов с подложкой [3,4]. Участие пограничных состояний в излучательных рекомбинационных процессах подтверждается также расчетом структуры зон в области гетероперехода и распределения возбуждаемых ионным пучком неравновесных носителей заряда в области границы с повышенной плотностью ловушек, связанных с точечными дефектами.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-42-520062.

[1] J.Y. Fan, X.L. Wu, P.K. Chu. // Progress Material Scinces. 2006. Vol. 51. P.983.

- [2] Л.К. Орлов, Ю.Н. Дроздов, В.И. Вдовин, и др. // ФТТ. 2009. Т.51. С.446.
- [3] Л.К. Орлов, В.И. Вдовин, Н.Л. Ивина. // ФТТ. 2019. Т.61. С.1332.
- [4] A.V. Semenov, A.V. Lopin, I.N. Dmitruk, et.al. // Thin Solid Film. 2012. Vol.520. P.6626.

# Поглощение света свободными носителями заряда в напряженных сверхрешетках InAs/GaSb

**Павлов Н.В.**<sup>1,2</sup>, Зегря Г.Г.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 24 <sup>2</sup> СПБГЭТУ «ЛЭТИ», 197376, Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, 5

DOI 10.34077/Semicond2019-172

Сверхрешетки InAs/GaSb являются одними из наиболее перспективных материалов для создания оптоэлектронных приборов среднего и дальнего инфракрасного диапазона, ввиду возможности получения широкого диапазона длин волн, соответствующих максимуму излучения или поглощения света. Для разработки новых вариантов конструкции устройств с применением напряженных сверхрешеток InAs/GaSb требуется подробная теория микроскопических процессов в данных гетероструктурах. Также актуальной задачей является подробное теоретическое описание процесса поглощения излучения свободными носителями заряда с учетом упругих напряжений и несферичности энергетического спектра. Ранее авторами была решена подобная задача для гетероструктур с напряженными квантовыми ямами GaAs/InGaAs [1].

В настоящей работе произведен анализ процессов межзонного и внутризонного поглощения света свободными электронами и дырками в рамках восьмизонной модели Кейна. Выведена и решена система кейновских уравнений с учетом упругих напряжений и несферичности kP-гамильтониана, получены аналитические выражения для энергетических спектров и волновых функций носителей заряда, с помощью метода Бастарда [2], получены дисперсионные соотношения для подзон размерного квантования. Показано, что учет несферичности и упругих напряжений приводит к незначительному уменьшению энергии дна минизоны в зоне проводимости и к увеличению энергии потолка минизон в валентной зоне.

Получены аналитические выражения для матричных элементов оптических переходов. Показано, что подмешивание состояний легких дырок к состояниям тяжелых дырок не оказывает значительного влияния на величину матричного элемента для значений периода сверхрешетки от 2 до 10 нм.

Получена зависимость коэффициента межзонного поглощения от частоты оптического перехода. Показано, что учет несферичности и упругих напряжений приводит к незначительному увеличению коэффициента межзонного поглощения.

Выполнен микроскопический расчет коэффициента поглощения света тяжелыми дырками с переходом в спектр локализованных и делокализованных состояний so-дырок. Показано, что учет несферичности и упругих напряжений также приводит к незначительному увеличению коэффициента поглощения для данного процесса.

Таким образом, в работе на основе восьмизонной модели Кейна построена микроскопическая теория процессов межзонного и межподзонного поглощения света в напряженных сверхрешетках InAs/GaSb с учетом несферичности энергетических спектров носителей заряда. Результаты работы могут быть использованы при проектировании оптоэлектронных приборов на основе напряженных сверхрешеток II-типа.

#### [1] Н.В. Павлов, Г.Г. Зегря, ПЖТФ, 45, 9 (2019).

[2] G.Bastard, Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures, Wiley, New York (1990).

### Гистерезис тока в полевых структурах кремний-на-сапфире с тонкими межслойными оксидами гафния и кремния

**Попов В.П.**<sup>1</sup>, Антонов В.А.<sup>1</sup>, Гутаковский А.К.<sup>1</sup>, Мяконьких А.В.<sup>2</sup>, Руденко К.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ИФП им. А.В. Ржвнова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> ФТИАН им. К.А. Валиева РАН, 117218, Москва, Нахимовский пр., 36, корп. 1

DOI 10.34077/Semicond2019-173

Проводимости слоёв кремния-на-сапфире (КНС) с встроенными на гетерогранице тонкими слоями диоксидами кремния и гафния исследованы методом псевдо-МОП транзистора (Рис.1). Кристаллический диоксид гафния с высокой диэлектрической проницаемостью (high-k) и теплопроводностью является перспективным межслойным диэлектриком, обеспечивающим низкое тепловое сопротивление и операции записи и хранения информации благодаря сегнетоэлектрическим свойствам ALD HFO<sub>2</sub> с особыми условиями роста. Присутствие в high-k оксидах вакансий кислорода и протонов, являющихся центрами захвата зарядов из кремния и транспорта в скрытом оксиде, ведет к появлению гистерезиса в *P*-*E* зависимостях, аналогичных сегнетоэлектрическому переключению, но связанному или с перезарядкой центров, или с переполяризацией диполей на гетерограницах, или с генерацией двойного электрического слоя (ДЭС) [1,2]. В МДП структурах слои high-k диэлектриков часто демонстрируют гистерезис в зависимости поляризации от поля, подобный сегнетоэлектрикам.

Различить сегнетоэлектричество и поляризацию Р из-за области пространственного заряда (ОПЗ) только по измерению заряда Q в сравнении с полем Ε практически приложенным невозможно. Дополнительные данные должны быть получены, чтобы подтвердить, что наблюдаемый материал является сегнетоэлектрическим. Дискриминация может быть осуществлена электрическими методами путем измерения проницаемости диэлектрической Е. В случае сегнетоэлектрика, температурная зависимость є должна следовать известному закону Кюри-Вейса. Также должна отсутствовать выраженная зависимость є от толщины сегнетоэлектриков в низкочастотном диапазоне, которая наблюдается для ДЭС у ионных проводников. Более того, поляризация ОПЗ имеет толщинно-зависимую величину сегнетоэлектрическая насыщения Ρ, тогда как поляризация не зависит от толщины при отсутствии



неактивного слоя вблизи электрода [3]. Проведены эксперименты с различными толщинами скрытых high-k оксидов в КНС структурах при различных температурах. Подтверждено присутствие электрических диполей на гетерограницах оксидов гафния и кремния, а также присутствие сегнетоэлектрической фазы *Pca2*<sub>1</sub> HfO<sub>2</sub>, обеспечивающей переключения проводимости в полях ~10<sup>3</sup> В/см. Эффекты переключения в КНС псевдо-МОП транзисторах с межслойным SiO<sub>2</sub> требуют больших на 2 порядка полей и связаны в основном с переполяризацией диполей на гетерогранице SiO<sub>2</sub>/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (Рис.1).

[1] N. Miyata et al. Appl. Phys. Lett. 113, 251601 (2018).

[2] Y. He et al. IEEE EDL, 40, 139 (2019).

[3] H.Cliem and B.Martin. J. Phys.: Condens. Matter 20, 321001(2008).

### Ультратонкие скрытые стеки оксидов гафния и алюминия в полевых структурах кремний-на-изоляторе

**Попов В.П.**<sup>1</sup>, Антонов В.А.<sup>1</sup>, Ильницкий М.А.<sup>1</sup>, Мяконьких А.В.<sup>2</sup>, Руденко К.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> ФТИАН им. К.А. Валиева РАН, 117218, Москва, Накимовский пр-т, 36 корп.1

DOI 10.34077/Semicond2019-174

Ультратонкие слои кремния и скрытого окисла (Ultra Thin Body and Buried oxide - UTBB) в структурах кремний-на-изоляторе (КНИ) с эквивалентной толщиной встроенного оксида (Equivalent Oxide Thickness - EOT) менее 10 нм являются перспективными для энергоэффективных высокопроизводительных микросхем на основе полностью обедняемых двухзатворных КНИ полевых транзисторов (two gate fully depleted silicon-on-insulator field effect transistors - 2G FD SOI FETs), работающих в симметричном или асимметричном режиме и для снижения напряжения питания встроенной энергонезависимой памяти (embedded non-volatile memory - e-NVM). Однако снижение толщины диоксида кремния до EOT < 10 нм приводит к появлению разнообразных дефектов в КНИ слое после высокотемпературной обработки за счет перенасыщения оксида атомами водорода и их накопления в газовых блистерах на гетерограницах Si/SiO2, а также растворения сверхтонкого диоксида кремния при высокотемпературном отжиге [1].

Чтобы избежать подобных дефектов в структурах типа UTBB SOI было предложено использовать вместо диоксида кремния более толстый диэлектрик с высокими теплопроводностью и диэлектрической постоянной (high-k) [2]. Минимальное значение EOT = 7.9 нм было получено для стека с аморфным  $Al_2O_3$  из-за относительно толстых слоев SiO<sub>2</sub>, нанесенных для достижения низкой плотности состояний (interface states – IFS) на гетерогранице Si/SiO<sub>2</sub>~  $5x10^{11}$ eV<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup>. Кроме того, высокая эффективная плотность отрицательного заряда  $3x10^{12}$  см<sup>-2</sup> сохранялась даже после отжига при 1200°C.

Ранее был предложен подход к уменьшению собственного заряда в high- k стеке с помощью диполей на гетерогранице между разнородными диэлектриками [3]. Нам не удалось обнаружить



публикаций о поведении стеков из high- k диэлектриков в случае использования их в качестве встроенного окисла в КНИ структурах при высокотемпературных термообработках. Такие КНИ структуры с ЕОТ < 5 нм впервые сформированы нами водородным переносом слоя кремния на пластины кремния со стеками HfO<sub>2</sub>/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Быстрыми термообработками (БТО) при T > 900°C встроенный заряд снижен до <  $10^{12}$  см<sup>-2</sup>, а подвижность увеличена до 100 см<sup>2</sup>/(В·с). Утечки в подложку наблюдаются при полях >  $10^6$  В/см (Рис.1). Заметный гистерезис сток-затворных характеристик может быть связан с перезарядкой IFS или диполей на границах раздела и формированием сегнетоэлектрической фазы оксида гафния.

С целью разделения этих эффектов проведены эксперименты с различными толщинами и порядком high-k слоев в диэлектрических стеках КНИ структур. Подтверждено присутствие электрических диполей на гетерограницах оксидов металла и кремния, центров захвата и переноса носителей заряда, а также присутствие сегнетоэлектрической фазы в изолирующих слоях [4].

- [1] Vincent, et al. Appl. Phys. Lett., 94, 101914 (2009).
- [2] Landru, et al. ECS Journ. Solid State Scie. and Technol,. 2 Q83 (2013).
- [3] Shimura, et al. Jpn. J. Appl. Phys., 55, 04EB03 (2016).
- [4] V.P. Popov et al. In Proc. of Intern. Conf. EUROSOI-ULIS 201, Grenoble, 1-3 April 2019.

#### Секция 3. Гетероструктуры, сверхрешетки, одномерные системы

# Кондактанс асимметричных квантовых точечных контактов Похабов Д.А.<sup>1,2</sup>, Погосов А.Г.<sup>1,2</sup>, Жданов Е.Ю.<sup>1,2</sup>, Бакаров А.К.<sup>1,2</sup>, Шкляев А.А.<sup>1,2</sup>

Похаоов Д.А. , Погосов А.Г. , Жданов Е.Ю. , Бакаров А.К. , Шкляев А.А. <sup>1</sup> ИФП СО РАН. 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-175

Исследование электронного транспорта в квантовых точечных контактах (КТК) представляет повышенный интерес в связи с эффектами, связанными со спиновой поляризацией и электрон-электронным взаимодействием. К ярким проявлениям этих эффектов можно отнести «аномальные» особенности кондактанса КТК, наблюдающиеся в нулевом магнитном поле в виде плато при значениях кондактанса, не кратных  $2e^2/h$ :  $0.25 \times 2e^2/h$ ,  $0.5 \times 2e^2/h$  и  $0.7 \times 2e^2/h$  (рис. 1). Их возникновение в ряде работ связывают со спонтанной спиновой поляризацией. Эффекты спиновой поляризации в таких устройствах связаны со спин-орбитальным взаимодействием, обусловленным как латеральным электрическим полем, приложенным вдоль [1] или поперёк [2-3] канала КТК, так и нарушением симметрии ограничивающего потенциала.

В настоящей работе исследуются «аномальные» особенности кондактанса симметричных и асимметричных КТК. Экспериментальные образцы изготавливались на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с высокоподвижным двумерным электронным газом и представляли собой подвешенные, т.е. оторванные от подложки, КТК. Изучались (а) симметричные



 $Puc.1. - Транскондактанс dG/dV_G$ асимметрично смещённого подвешенного КТК как функция суммы затворных напряжений V<sub>G2</sub> + V<sub>G1</sub> и напряжения исток-сток  $V_{SD}$ . Тёмные области соответствуют плато квантования кондактанса. Цифрами величина показана кондактанса в единицах  $2e^2/h$ .

КТК, (б) КТК с несимметричными боковыми затворами (включая конфигурацию боковых затворов «wall – finger») и (в) КТК с несимметричными адиабатическими входами и выходами (с каналами неоднородными

в продольном направлении) (рис. 2). Проведены измерения кондактанса как функции напряжений на боковых затворах  $V_{G1}$  и  $V_{G2}$  и напряжения исток-сток V<sub>SD</sub>, демонстрирующие роль асимметрии канала КТК в формировании спин-поляризованных состояний, соответствующих плато квантования кондактанса  $0.25 \times 2e^2/h$  и  $0.5 \times 2e^2/h$ . Обнаружены отличия, обусловленные направлением (знаком) спин-поляризующего латерального электрического поперечного или продольного поля, \_\_\_\_ создаваемого напряжением, прикладываемым между боковыми затворами, и областями истока и стока, соответственно. Измерения проводились методом



(б) КТК с несимметричными боковыми затворами; (в) КТК с несимметричными входом и выходом.

синхронного детектирования при температуре жидкого гелия.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-02-00800-А, экспериментальное исследование), РНФ (грант № 18-72-10058, изготовление экспериментальных образцов) и госзадания (грант № 0306-2016-0015, численное моделирование).

[1] T. M. Chen, A. C. Graham, M. Pepper, I. Farrer, D. A. Ritchie, Appl. Phys. Lett. 93, 032102 (2008).
[2] P. Debray, S. M. S. Rahman, J. Wan, R. S. Newrock, M. Cahay, A. T. Ngo, S. E. Ulloa, S. T. Herbert, M. Muhammad, M. Johnson, Nature Nanotechnology 4, 759 (2009).

[3] D. A. Pokhabov, A. G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov, A. A. Shevyrin, A. K. Bakarov, A. A. Shklyaev, Appl. Phys. Lett. 112, 082102 (2018).

### МПЭ рост с свойства нитридных и других 3-5 ННК на гибридной SiC/Si подложке. Восходящая диффузия Si из подложки в GaN ННК

**Резник Р.Р.**<sup>1-5</sup>, Котляр К.П.<sup>1</sup>, Кукушкин С.А.<sup>3,6</sup>, Цырлин Г.Э.<sup>1,3,5</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский Академический университет РАН, ул. Хлопина, 8/2, Санкт-Петербург, 194021. <sup>2</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет им. Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251.

Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 Санкт-Петербург, Россия

<sup>5</sup> Институт Аналитического приборостроения РАН, ул. Ивана Черных, 31-33, лит. А, Санкт-Петербург, 198095.

<sup>6</sup> Институт Проблем Машиноведения РАН, Большой проспект, 61, Санкт-Петербург, 199178.

#### DOI 10.34077/Semicond2019-176

Широкозонные наногетероструктуры на основе GaN, InN, а также А<sub>3</sub>B<sub>5</sub> соединения представляют большой интерес для создания электронных [1] и оптоэлектронных устройств [2]. Отсутствие подложек из нитрида галлия побуждает исследователей к поиску подходящих подложек для роста структур на основе GaN. Использование в этом качестве сапфира приводит к генерации высокой плотности дислокаций [4] из-за значительного (13%) рассогласования межатомных расстояний в плоскости интерфейса (0001). Подложки из карбида кремния, наиболее подходящие для формирования GaN с точки зрения согласования параметров решеток на границе раздела, не могут широко использоваться по причине малых площадей и их высокой стоимости. С другой стороны, очень перспективными являются работы по выращиванию слоев GaN на кремнии [5], так как кремний - такая технология выращивания позволяет интегрировать оптоэлектронные приборы на основе нитрида галлия в кремниевую микро- и наноэлектронику. Однако при сопряжении плоскостей Si(111) и GaN(0001) несоответствие параметров решетки составляет 17%, различие коэффициентов термического расширения — 33%. Это приводит к образованию высокой плотности дефектов различной природы в эпитаксиальном слое, ухудшающих характеристики созданных на его основе приборов.

В данной работе для уменьшения плотности дислокаций несоответствия использовался нанометровый (порядка 50÷100 nm) буферный слой SiC, который выращен на Si методом химического замещения атомов. Различие параметров решетки, например, в плоскостях (0001) GaN и (111) SiC составляет только 3% [2]. Целью данной работы является демонстрация принципиальной возможности роста нитевидных нанокристаллов GaN, InN и А<sub>3</sub>В<sub>5</sub> соединений на буферном слое карбида кремния на кремнии и сравнение кристаллографических и оптических свойств полученных структур с выращенными ра-нее ННК на кремнии без буферного слоя.

Результаты оптических измерений выращенных GaN ННК свидетельствуют о высоком содержании кремния в ННК. Этот факт был подтверждён и другими измерениями.

В своем большинстве ННК, вследствие достаточно большого диаметра (обычно превосходящего или сравнимого с длиной волны де Бройля объемного материала) представляют собой не одномерные, а квазиодномерные наноматериалы. Для наиболее полного применения ННК как квантовых материалов необходимо уменьшать их поперечный диаметр. Критический диаметр капли катализатора, под которой может формироваться нитевидный нанокристалл, зависит от соотношения постоянных решёток материалов подложки ННК и уменьшается с увеличением этого соотношения. Таким образом, следует ожидать, что дальнейшее рассогласование по постоянной решетки подложки и материала ННК приведет к уменьшению диаметра выращенных ННК. К тому же, благодаря релаксации механических напряжений на гранях нитевидных нанокристаллов, дальнейшее увеличение рассогласования не приведёт к образованию дефектов в выращенных наноструктурах.

В данной работе с целью уменьшения диаметра  $A_3B_5$  (GaAs, AlGaAs и InAs) нитевидных нанокристаллов для роста методом молекулярно-пучковой эпитаксии были использованы гибридные подлож-ки кремния ориентации (111) с нанометровым бу-ферным слоем карбида кремния. Для данных ги-бридных подложек рассогласование по постоянной решётки с этими АзВ5 соединениями значительно больше, чем обычной кремниевой подложки (так, для GaAs и AlGaAs - 44% (для кремния - 4%), для InAs - 48% (для кремния 11 %).

[1] S.J. Pearton, F. Ren. Advanced Materials, 12, 1571 (2000).

[2] S. Nakamura, G. Fasol. New York: Springer-Verlag, 368 (1997).

[4] Р. Н. Кютт. Письма в ЖТФ, 15, 14 (2010).

[5] И.Г Аксянов, В.Н. Бессолов, Ю.В. Жиляев, М.Е. Коман, Е.В. Коненкова, С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, С.Н. Родин, Н.А. Феоктистов, Ш. Шарофидинов, М.П. Щеглов. Письма в ЖТФ, 11, 54 (2008).

- [6] В.Г. Дубровский, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов. ФТП, 43, 1585 (2009).
- [7] Z. Zhong, F. Qian, D. Wang. Nano Letters, V. 3, 343 (2003).0

[8] H.J. Choi, J.C. Johnson, R. He. J. Phys. Chem. B., 107, 8721 (2003).

### Определение уровней размерного квантования в структурах Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te/HgTe/Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te

**Ремесник В.Г.**<sup>1</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>1,2</sup>, Дворецкий С.А.<sup>1,3</sup>, Ужаков И.Н.<sup>1</sup>, Алешкин В.Я.<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup> Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

<sup>4</sup> Институт физики микроструктур РАН, 607680, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород

DOI 10.34077/Semicond2019-177

Множественные квантовых ям (КЯ) твердых растворов Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te – перспективный материал для создания как источников стимулированного излучения, так и фотоприемников, работающих в средневолновой и длинноволновой области ИК диапазона. Метод молекулярно-лучевой эпитаксии с in situ эллипсометрическим контролем позволяет воспроизводимо выращивать такие структуры. С использованием метода "эффективной" подложки можно восстановить профиль распределения состава в квантовых ямах. Определение уровней размерного квантования в температурном интервале 77÷298 К, которые определяют оптические и электрофизические свойства таких структур до сих пор остается не решенной задачей.

Предложены методики определения положения уровней размерного квантования в



множественных КЯ, основанные на измерении спектров оптического поглощения  $D(\lambda)=lg(1/(T+R))$  и спектров продольной фотопроводимости  $F(\lambda)$  в диапазоне температур  $T=77 \div 298K.$ 

На рис. 1а показано оптическое поглощение для структуры с 10-ю КЯ с толщиной 9,4 нм ( $X_{oбкл.}=0,65, X_{KS}\cong0,05$ ). Видно, что с возрастанием энергии оптическая плотность имеет ряд плато, связанные с уровнями размерного квантования. Аналогичная картина наблюдается и для спектров фотопроводимости.

На рис.16 показаны спектры фотопроводимости F(T) при двух температурах и их отношение F(-140C)/F(-160C), позволяющее определять положение уровней без влияния интерференции. Стрелками показаны уровни энергии переходов, связанные с уровнями размерного квантования в HgTe KЯ.

Приводятся экспериментальные зависимости энергетического положения уровней в HgTe KЯ от толщины (d) в интервале 2,7÷14 нм и сравнение с теоретическими расчетами, проведенными с использованием гамильтониана Кейна 8\*8 в качестве оператора кинетической энергии в температурном интервале T=77 ÷ 298K. Показано, что зависимость от толщины носит характер E ~ 1/d. Так же представлены результаты для KЯ с мольным содержанием теллурида кадмия X≈0÷0.3. Экспериментальные результаты показывают, что положение уровней определяется как энергетическим барьером между ямами ( $X_{обкл.}$ ) и толщиной ям d, так и мольным содержанием теллурида кадмия Х≈0÷0.3.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект №18-29-20053).

# Операторы координаты и плотности вероятности в полупроводниковых углеродных нанотрубках

Румянцев Е.Л., Кунавин П.Е., Германенко А.В.

Институт Естественных Наук, Уральский Федеральный Университет, 620000, Екатеринбург, пр.Ленина 51

#### DOI 10.34077/Semicond2019-178

Одностенные углеродные нанотрубки (ОУНТ) обладают уникальными физическими свойствами, обусловленными присущим им квази-релятивистским поведением [1]. Поскольку описание поведения носителей в ОУНТ формально подобно описанию поведения электрона в теории Дирака, в данной работе предложен квантово-полевой подход к построению одно-частичного оператора плотности вероятности (ПВ) для двузонной модели ОУНТ [1]. Предложенный подход является альтернативой обычно рассматриваемому преобразованию Фолди-Ваутхаузена, которое позволяет разделить положительно и отрицательно частотные решения. Показано, что в "no-pair" приближении полученная одноэлектронная ΠВ рассмотренном отличается от "классической" Шредингеровской ПВ, задаваемой квадратом волновой функции. Полученная ПВ указывает на вспомогательную роль волновой функции при анализе эксперимента, поскольку демонстрирует дополнительно к стандартному квантово-механическому размытию положения электрона, размытие, связанное с многозонностью проблемы. С точки зрения квантовой теории поля, дополнительное динамическое размытие связано с флуктуациями вакуума-заполненной валентной зоной (аналог "моря" Дирака). Налетающий электрон аннигилирует с дыркой виртуальной пары, а электрон пары продолжает движение [2]. Как показано, такая телепортация проявляется не только в особенности поведения ПВ, но и обуславливает существенную модификацию внешнего потенциала в полученном для однокомпонентной волновой функции одно-частичном уравнении типа Салпетера. К нелокальности псевдо-дифференциального оператора кинетической энергии добавляется нелокальное воздействие внешнего потенциала, который в общем случае представляет собой интегральный оператор. Обсуждаются условия существования псевдо-релятивистского эффекта дрожания электрона (Zitterbewegung) и его связь с полученным нелокальным потенциальным членом типа Дарвина. Показано, что описанные особенности поведения электрона в ОУНТ связаны с необычными свойствами оператора координаты  $\hat{r}$  в одно-частичном секторе:  $r^n \neq (\hat{r})^n$ . Предсказанные эффекты размытия достаточно велики (характерная длина-аналог Комптоновской длины в теории Дирака порядка 28,6А [1]) и, следовательно, наблюдаемы, например, с помощью сканирующей зондовой микроскопии. Однозначное соответствие в рамках предложенного подхода между решениями в ОУНТ и решениями (1+1) проблемы Дирака, предсказания для которой вне современных экспериментальных возможностей, представляет возможность экспериментального наблюдения и теоретического описания в ОУНТ таких релятивистских эффектов, как Zitterbewegung

[3] и эффекта порождения электрон-дырочных пар - эффекта нестабильности вакуума Саутера-Швингера [4].

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки (проект №3.9534.2017/8.9) и Программы повышения конкурентоспособности УрФУ (соглашение №02.А03.21.0006)

- [1] W.Zawadzki, Phys. Rev. B 74, 205439 (2006).
- [2] T.Cheng et al., Contemporary Phys. 51, 315 (2010).
- [3] T.M.Rusin, W.Zawadzki, Phys. Rev., B 76, 195439 (2007)
- [4] M.F.Linder et al., Phys. Rev., 97, 035203 (2018)

### Коллективное движение волны зарядовой плотности под действием магнитного поля

Фролов А.В.<sup>1</sup>, Орлов А.П.<sup>1</sup>, Синченко А.А.<sup>1,2</sup>, Монсо П.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, 125009

<sup>2</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991

<sup>3</sup> Universite Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, Institut NEEL, 38042 Grenoble, France

DOI 10.34077/Semicond2019-179

Коллективное движение (скольжение) волн зарядовой плотности (ВЗП) является наиболее интересным свойством низкоразмерных соединений, обнаруживающих данный тип электронного упорядочения. Данный эффект, проявляется в резком возрастании проводимости в электрических полях, превышающих некоторое пороговое поле E>Et, определяемое пиннингом [1]. В обычной геометрии проникновение электрического поля обеспечивается приложением внешнего напряжения,

которое сопровождается током нормальных носителей, которые не сконденсированы в состояние с ВЗП. В результате, эффект скольжения возникает при достаточно большом нормальном токе протекающем в том же направлении.

В настоящей работе обнаружено, что при пропускании тока в мостиковых структурах на основе NbSe<sub>3</sub> в направлении поперек цепочек ВЗП в перпендикулярном магнитном поле возникает сильная пороговая нелинейность. Выше некоторого порогового тока проводимость структур резко уменьшается в несколько раз. Данный нелинейный режим сопровождается генерацией когерентного высокочастотного электромагнитного излучения, наблюдаемого на вольтамперных характеристиках структур при одновременном приложении постоянного и переменного электрических полей в виде токовых ступеней Шапиро, эквидистантных по напряжению, также как и при нестационарном эффекте Джозефсона в сверхпроводниках (Рис. 1). Показано, что



данный эффект является эффектом скольжением ВЗП под действием электрического поля Холла, порождаемого нормальным током в направлении поперек цепочек. При этом ток ВЗП полностью компенсируется обратным противотоком нормальных носителей. Петля с нулевой суммой этих двух токов замкнута периодическими процессами преобразования заряда посредством проскальзывания фазы, порождая спонтанные когерентные осцилляции. В данном сценарии коллективное движение ВЗП начинается при полном отсутствии тока нормальных носителей в направлении вдоль цепочек ВЗП [2].

Коллективный транспорт ВЗП под действием магнитного поля во многих аспектах качественно отличается от скольжения ВЗП под действием приложенного внешнего напряжения. Так, в отличие от обычной геометрии, проводимость ВЗП резко возрастает при понижении температуры, что проявляется в значительном уменьшении расстояния между ступенями Шапиро при понижении Т. Наблюдается также сильная зависимость порогового поля от магнитного поля, полностью отсутствующая в обычной геометрии.

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

[1] P. Monceau, Advances in Physics 61, 325 (2012).
[2] Andrey P. Orlov et al., npj Quantum Materials 61 (2017).

### Особенности пространственной локализации тока в изотипных гетероструктурах типа n<sup>+</sup>/n<sub>0</sub>/n<sup>+</sup> GaAs/AlGaAs

Соболева О.С., Слипченко С.О., Подоскин А.А., Юферев В.С., Головин В.С., Гаврина П.С., Романович Д.Н., Мирошников И.В., Пихтин Н.А.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-180

Задача генерации мощного импульсного лазерного излучения в полупроводниковых лазерах и лазер-тиристорах подразумевает высокие уровни токовой инжекции порядка 100 кА/см<sup>2</sup> и выше [1, 2], тем не менее процессы транспорта носителей заряда в гетероструктурах в предельных режимах все еще плохо изучены. В данной работе было впервые проведено экспериментальное и теоретическое исследование особенностей пространственного распределения тока в изотипных гетероструктурах при высоких уровнях инжекции.

Для изучения особенностей пространственного распределения тока в изотипных гетероструктурах были изготовлены GaAs/AlGaAs образцы типа n<sup>+</sup>/n<sub>0</sub>/n<sup>+</sup>. Гетероструктуры включали последовательно контактный n<sup>+</sup> GaAs слой (N<sub>d</sub> =2·10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup>) толщиной 0.4 мкм, низколегированный n<sub>0</sub> (N<sub>d</sub>=10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup>) GaAs слой толщиной 1мкм, низколегированный n<sub>0</sub> (N<sub>d</sub>=10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup>) AlGaAs слой толщиной 1.0 мкм, высоколегированный n<sup>+</sup> (N<sub>d</sub>=5·10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup>) AlGaAs слой толщиной 0.35 мкм. На поверхности были сформированы AuGe/Ni/Au контакты в форме круга с диаметром ~240 мкм. В области узкозонного GaAs слоя были сформированы 3 квантоворазмерные активные области на основе InGaAs толщиной 7 нм, имеющие пик фотолюминесценции на длине воны 1000 нм.

Исследовались ВАХ гетероструктур в импульсном режиме накачки (длительность импульса 120 нс, частота 10 Гц) и интенсивность выходящего с периметра мезы спонтанного излучения из квантоворазмерных областей. Показано что в случае обратного смещения, когда электроны инжектируются из GaAs в AlGaAs, максимальное напряжение на структуре может достигать 48 В, область отрицательного дифференциального сопротивления на ВАХ отсутствует. При прямом смещении максимальное напряжение 15 В, присутствует область ОДС.

Результаты пространственного исследования распределения спонтанного излучения показывают резкое возрастание интенсивности излучения при сверхлинейном росте тока, что свидетельствует о наличии ударной ионизации. Показано наличие неоднородностей в распределении интенсивности излучения по краю мезы (рис.1), т.о. можно сделать вывод о наличии локализации тока В исследуемых гетероструктурах.



Проведено двумерное моделирование процессов транспорта носителей заряда в пакете Silvaco Atlas с учетом полевой зависимости подвижности носителей заряда и ударной ионизации. Показано наличие доменов сильного электрического поля ( $10^5$  В/см и более) в исследуемых гетероструктурах при прямом и обратном смещении при плотностях тока порядка 10-30 кА/см<sup>2</sup>. Во всех случаях в образовавшихся доменах возникает ударная ионизация, которая может приводить к локализации тока, а в случае прямого смещения и к пробою.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-08-01130А).

- [1] Wang X. et al., IEEE IEEE J. Quantum Electron., 46, 658 (2010)
- [2] Slipchenko S. O. et al., IEEE Photonics Technol. Lett., 27, 307 (2015)
# Исследование эффекта перемешивания и релаксации напряжений в структурах Ge/Si с массивами низкотемпературных квантовых точек

**Сторожевых М.С.**<sup>1</sup>, Арапкина Л.В.<sup>1</sup>, Новиков С.М.<sup>2</sup>, Уваров О.В.<sup>1</sup>, Юрьев В.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИОФ РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

<sup>2</sup> МФТИ, 141701, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9

#### DOI 10.34077/Semicond2019-181

Гетероструктуры Ge/Si с плотными массивами эпитаксиальных квантовых точек (КТ) Ge были исследованы методами комбинационного рассеяния света (КРС) и просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (ПЭМ ВР). Предметом исследования является механизм релаксации напряжений в структурах Ge/Si с КТ, выращенными методом МЛЭ при температурах

~ 360°С, а также влияние параметров роста КТ (толщина напыляемого слоя Ge и количество слоев) и разделительных слоев Si (толщина и температура роста) на состав квантовых точек и прилегающих к ним слоев Si. ПЭМ-изображения структур с КТ были проанализированы с использованием метода "peak pairs" [1]. Над слоем КТ наблюдается область шириной 2-5 моноатомных слоев с параметром решетки, большим чем y ненапряженного Si В направлении роста [001] и соответствующим ненапряженному Si в направлении [110]. Так как у кристаллической решетки Si нет причин испытывать деформацию растяжения в



направлении [001], мы предполагаем, что наблюдаемая область имеет смешанный состав Si<sub>x</sub>Ge<sub>1-x</sub> и при этом сжата в направлении [110]. На спектрах КРС (рис. 1) обнаружено значительное уширение пика [2] в области  $301-302 \text{ cm}^{-1}$ , соответствующего совпадающим по частоте линиям Si и Ge, в структурах с температурой роста разделительных слоев Si 530°C, по сравнению с чистым Si и Ge. Это уширение связано со смещением линии Ge в сторону большего волнового числа, которое вызвано напряжением сжатия в слоях KT ввиду большего параметра решетки Ge. В структурах с температурой роста разделительных слоев Si 360°C наблюдается 2 четких пика в области  $302 \text{ cm}^{-1}$  и  $313 \text{ cm}^{-1}$ , что связано с большим смещением линии Ge и говорит о более напряженном Ge в слоях KT. При этом, линия Si-Ge в области  $420 \text{ cm}^{-1}$  сильнее выражена в структурах с большей температурой роста разделительных слоев Si. Это говорит о большей степени перемешивания Si и Ge в этих структурах, а меньшее смещение линии Ge подтверждает предположение о релаксации напряжений в области смешанного состава.

Таким образом, напряжения, возникающие при гетеропереходе Ge–Si, в значительной степени релаксируют за счёт сжатия области смешанного состава в направлении [110]. В отсутствие этой области в структурах с низкой температурой роста разделительных слоев Si слои КT более напряженные.

[1] P.L. Galindo et al., Ultramicroscopy 107, 1186 (2007).
[2] P.H. Tan et al., Phys. Rev. B 68, 125302 (2003).

### Возможности характеризации кристаллических параметров подложечного материала и структур Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te методом генерации на отражение второй гармоники зондирующего излучения

**Ступак М.Ф.**<sup>1,2</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>2,3</sup>, Дворецкий С.А.<sup>3,4</sup>, Якушев М.В<sup>3</sup>, Икусов Д.Г.<sup>3</sup> Макаров С.Н.<sup>1</sup>, Елесин А.Г.<sup>1</sup>, Верхогляд А.Г.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> КТИ НП СО РАН, Новосибирск, 630058, Русская, 41 <sup>2</sup> НГУ, Новосибирск, 630090, Пирогова, 2 <sup>3</sup> ИФП СО РАЦ. Изососибирска, 620000, пр. Анад. Пастенти со

<sup>3</sup>ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Акад. Лаврентьева, 13

<sup>4</sup>НИ ТГУ, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

DOI 10.34077/Semicond2019-182

Представлены сравнительные результаты численного моделирования и эксперимента при регистрации азимутальных угловых зависимостей сигнала отраженной от структур  $Cd_xHg_{1-x}Te$  и подложек GaAs второй гармоники при нормальном падении на образец зондирующего лазерного излучения и азимутальном вращении плоскости его поляризации. Оценены возможности получения количественной и качественной информации о кристаллическом совершенстве и ориентации слоев  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . и подложек GaAs.

#### Основные результаты

Метод генерации второй гармоники (ВГ) [1-3] является одним из наиболее эффективных, экспрессных методов неразрушающего оптического контроля структурных свойств приповерхностных слоев кристаллов класса  $\overline{4}3m$ . Он чувствителен как к изменениям на границе раздела различных сред, так и к фазово-структурным свойствам приповерхностного слоя. Для сравнения экспериментальных результатов с расчетными использовалось численное моделирование азимутальных зависимостей ВГ для конкретной ориентации идеального кристалла.

Были проведены исследования подложек GaAs, буферных слоев CdTe/ZnTe/GaAs и Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te/ZnTe/GaAs(Si), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке "Обь-М". Толщины буферных слоев d<sub>ZnTe</sub>  $\approx$  30 нм и d<sub>CdTe</sub>  $\approx$  5,5 мкм. Слои КРТ были варизонными на гетерограницах с плавно изменяющимся составом X<sub>CdTe</sub> от 0,45 до рабочего 0,22: толщина d<sub>вар н</sub>  $\approx$  1,5 мкм, толщина рабочего состава d<sub>KPT</sub>  $\approx$  6 мкм и от рабочего слоя к поверхности d<sub>вар в</sub>  $\approx$  0,5 мкм. Проведен сравнительный анализ результатов численного моделирования с большим числом экспериментальных данных, полученных при регистрации азимутальных угловых зависимостей сигнала отраженной (см., например, Рис. 1) второй гармоники при



нормальном падении на различные образцы подложек и структур Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te зондирующего лазерного излучения, локализованного по апертуре ~ 200 мкм.

Показана возможность получения экспрессной количественной информации о реальной ориентации структуры с погрешностью не более градуса, об относительной плотности дефектов в однотипных структурах и качественной информации о наличии локальных напряжений и о кристаллическом совершенстве исследуемых слоев.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ (проект №18-29-20053) и проекта №0306-2018-0010.

[1] Ахманов С.А., Емельянов В.И., Коротеев Н.И., Семиногов В.В.,УФ, №147, С.675, (1985).

[2] V.V. Balaniuk, S.L. Musher, A.M. Rubenchik, V.E. Ryabchenko, M.F. Stupak, S.A. Dvoretskii, V.I.

Liberman, A.A. Fedorov, V.S. Syskin, MATERIALS SCIENCE AND ENGINEERING, **B44**, P.168-172, (1997). [3] И.Д. Бурлаков, А.В. Демин и др., Измерительная техника, №6, С.15-17, (2010).

#### Пленки кремний-германий-на-изоляторе нанометровой толщины: метод создания и свойства

**Тысченко И.Е.**<sup>1</sup>, Хмельницкий Р.А.<sup>2</sup>, Володин В.А.<sup>1</sup>, Попов В.П.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13 <sup>2</sup> ФИАН, 119991 ГСП-1 Москва, Ленинский проспект, 53

#### DOI 10.34077/Semicond2019-183

Структуры кремний-германий-на-изоляторе (КГНИ) рассматриваются как один из возможных путей создания гибридных интегральных схем и увеличения быстродействия приборов, созданных на основе кремниевых подложек. Интерес к КГНИ структурам связан в первую очередь с возможностью увеличения подвижности носителей зарядов канале транзисторов в несколько раз. Традиционные способы создания таких структур, как молекулярно-лучевая эпитаксия, газофазные методы имеют целый ряд ограничений, обусловленных как низкой термической стабильностью таких структур, так

и низким структурным качеством рабочего слоя. Существуют и проблемы при создании КГНИ структур методом водородного переноса слоев германия. В данной работе предложен новый метод создания КГНИ структур, основанный на обнаруженном нами ранее эффекте сегрегации германия, имплантированного в SiO<sub>2</sub>, к границе раздела Si/SiO<sub>2</sub> и встраивания в положения, когерентные с положением атомов кремния.

КГНИ сформированы структуры были методом водородно-индуцированного переноса слоя Si на имплантированную ионами Ge<sup>+</sup> пленку SiO<sub>2</sub>, последующим утонением слоя кремния до 35-180 нанометров и диффузией германия из слоя SiO<sub>2</sub> к границе раздела. Исследования распределения германия и формирование фазы Si-Ge изучались методами вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС), электронная микроскопия И спектроскопии комбинационного (KPC). На основе рассеяния света созданных были изготовлены псевдо-МОП структур транзисторы с обратным затвором и измерены их стокзатворные характеристики.

Установлено, что уже после отжига 900 °С, 30 мин происходит диффузия Ge как в глубь слоя SiO<sub>2</sub>, так и в слой КНИ на глубину не более 30 нм. С ростом температуры отжига до 1100 °С в течение 30 мин Ge диффундирует в слой КНИ на расстояние ~200 нм, а на границе раздела Si/SiO<sub>2</sub> эпитаксиально растет промежуточный нанометровый слой Ge. Увеличение длительности отжига до 180 мин приводит к перераспределению Ge из имплантированного слоя в подложку Si и слой КНИ. При этом происходит срыв роста сплошного слоя Ge, и на границе раздела Si/SiO<sub>2</sub> наблюдается ориентированный рост островков SiGe. В спектрах КРС обнаружены 3 пика, связанные с оптическими фононами в растворах Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>: колебания Ge-Ge связей в матрице кристаллического германия (296 – 303 см<sup>-1</sup>), колебания Ge-Ge связей в матрице кристаллического кремния (403 см<sup>-1</sup>) и колебания Si-Si связей в матрице кристаллического германия (~439 см<sup>-1</sup>) (рисунок 1). Изучено положение этих пиков и их ширина в зависимости от температуры, длительности отжига и толщины исходной пленки кремния. Полученные данные обсуждаются с точки зрения изменения стехиометрического состава КГНИ слоев. Установлено увеличение подвижности носителей зарядов в канале КГНИ-транзистора.



- 180 nm - 70 nm

полученные после отжига КНИ структур со слоем захороненного SiO<sub>2</sub>, имплантированного ионами Ge<sup>+</sup> с энергией 40 кэВ дозой 8×10<sup>15</sup> см<sup>-2</sup>, при температуре 1100 °C в течение 3 часов.

#### Термическая стабилизация экситонов в квантовых ямах на основе GaAs, выращенного при низкой температуре

**Ушанов В.И.**<sup>1</sup>, Чалдышев В.В.<sup>1</sup>, Берт Н.А.<sup>1</sup>, Неведомский В.Н.<sup>1</sup>, Преображенский В.В.<sup>2</sup>, Путято М.А.<sup>2</sup>, Семягин Б.Р.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

DOI 10.34077/Semicond2019-184

Применение молекулярно-лучевой эпитаксии при низких температурах (LT-МЛЭ) для выращивания наноструктур на основе GaAs позволило сформировать новый класс материалов, обладающих субпикосекундными временами жизни носителей заряда [1]. Столь короткое время жизни обусловлено высокой концентрации антиструктурных дефектов мышьяка. Несмотря на высокую (до 2 ат.%) концентрацию избыточного мышьяка, нестехиометрические квантовые ямы

(КЯ) LT-GaAs, заключенные между барьерами LT-AlGaAs или LT-AlAs, могут обладать хорошим кристаллическим качеством и резкими эпитаксиальными интерфейсами. В оптических спектрах это выражается в наличии узких экситонных линий [2]. Послеростовой отжиг при высоких температурах приводит к формированию металлических преципитатов As. При этом материал сохраняет ультра-короткое время жизни носителей заряда. Однако отжиг вызвает нарушение морфологии эпитаксиальных интерфейсов и деградацию экситонных особенностей из-за взаимодиффузии атомов Al-Ga в катионной подрешетке GaAs [2].



В данной работе проведены оптические и структурные исследования КЯ на основе GaAs с однородным и дельта (б)-

легированием изовалентными примесями Sb и P, выращенных при 200°С методом LT-МЛЭ. Цель сложного профиля легирования заключалась в подавлении взаимодиффузии в катионной подрешетке и сохранении резких экситонных особенностей при отжиге.

Ширина квантовых ям составляла 11.7 нм. δ-легирование фосфором осуществлялось на интерфейсах GaAs-AlGaAs. δ-слои Sb были выращены в середине KЯ и в барьерах на расстоянии 10 нм от интерфейсов. Постоянное легирование фосфором ям GaAs и барьеров AlGaAs было около 2.5 ат.%. Термообработка наноструктуры осуществлялась в диапазоне температур 400-750°С.

Электронно-микроскопические исследования на просвет показали высокое кристаллическое качество интерфейсов и их устойчивость к отжигам вплоть до температуры 600°С. При этом в КЯ формировались нановключения AsSbP, согласованные с матрицей по объему ячейки кристаллической решетки. Отжиг при 750°С, сохраняя достаточно резкие интерфейсы, вызывал флуктуации тощины ямы в локальных областях, прилегающих к формирующимся нановключениям.

Оптическое электроотражение (ЭО) от КЯ LT-GaAsP(δ-Sb, δ-P) выявило систему узких спектральных особенностей экситонов в КЯ (рис. 1). Энергетическое положение и ширина экситонных пиков не изменяется при отжигах до 600°С. При температуре отжига 750°С наблюдается уширение экситонных пиков, однако их энергетическое положение почти не меняется. Совместное решение уравнения Шредингера для энергий экситонов в КЯ и уравнения диффузии позволило оценить эффективный коэффициент взаимодиффузии на интерфейсе при 750°С, который оказался примерно на три порядка меньше значений для стандартных нестехиометрических КЯ LT-GaAs/AlGaAs.

[1] Α.Α.Παстор, У.В.Прохорова и др., ΦΤΠ, 47,1144 (2013).
[2] R.Geursen, I.Lahiri, et. al., Phys. Rev. B, 60, 10 926(1999).

## Гетероструктурированные нитевидные нанокристаллы GaP/GaPAs: процессы формирования и оптические свойства

**Федоров В.В.**<sup>1,2</sup>, Большаков А.Д.<sup>1,2</sup>, Дворецкая Л.Н.<sup>1</sup>, Крыжановская Н.В.<sup>1</sup>, Коваль О.Ю.<sup>1</sup>, Кириленко Д.А.<sup>2,3</sup>, Сапунов Г.А.<sup>1</sup>, Убыйвовк Е.В.<sup>2</sup>, Цирлин Г.Э.<sup>1,2</sup>, Мухин И.С.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> СПбАУ РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8к3

<sup>2</sup> Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

<sup>3</sup> ФТИ имени Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

DOI 10.34077/Semicond2019-185

В объемных кристаллах фосфид галлия имеет структуру сфалерита и является непрямозонным полупроводником ( $E_g \sim 2.3 \text{ eV}$  @ 300K) [1]. Однако недавно, было экспериментально показано, что для метастабильной вюрцитной модификации GaP эпитаксиально стабилизированной в Auкаталитических нитевидных нанокристаллах (HHK) наблюдается переход к псевдопрямозонной энергетической структуре [2]. Контроллируемое переключение фаз вюрцит-сфалерит в HHK представляет собой один их методов зонного инжиниринга, а стабилизация вюрцитной фазы твердых растворов (тв. p-p) фосфидов III-группы, позволяет получить целое семейство новых прямозонных материалов. Кроме того непланарная геометрия гетероструктур на основе HHK открывает возможность наблюдения в них ряда размерных эффектов: расширения области смешиваемости тв. p-p, релаксации упругих напряжений и возможности эпитаксиального роста на рассогласованных подложках (III-V/Si), а также проявления волноводных свойств и оптических резонансов, что может быть использовано при создании новых функциональных материалов оптоэлектронники.

В представленной работе рассматривается возможность синтеза аксиально гетероструктурированных самокаталитических ННК GaP на подложках Si (111) с заключенными в них нанодисками (НД) тв. p-p GaP<sub>1-x</sub>As<sub>x</sub> с заданным химическим составом в диапазоне  $10 \le x \le 60\%$  и кристаллической структурой методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Обсуждается влияние отношения и динамики изменения потоков V-группы на кристаллическую структуру и химический

состав НД GaP<sub>1-x</sub>As<sub>x</sub>, определенные методом просвечивающей растровой электронной микроскопии (ПРЭМ) в комбинации с энергодисперсионным рентгеновским анализом. Установлено, что GaP сегменты ННК имеют структуру сфалерита, в то время как НД  $GaP_{1-x}As_x$ при толщинах менее критической кристаллизуются в структуре вюрцита даже при малом содержании As. В спектрах фотолюминесценции (ФЛ) одиночных ННК полученных методом микроспектроскопии обнаружены максимумы ΦЛ эквидистантные соответствующие резонансам типа Фабри-Перо. Обсуждается взаимосвязь



Рис.1. – а) изображение сканирующей электронной микроскопии скола структуры с гетероструктурированными ННК, на вставке: спектр микрофотолюминесценции от одиночного ННК б) темнопольное ПРЭМ изображение ННК содержащего в себе 8 НД GaP<sub>1-x</sub>As<sub>x</sub>.

между структурой и морфологией ННК и их микрорезонаторными свойствами. Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 18-72-00231).

[1] J. J. Tietjen and J. A. Amick, J. Electrochem. Soc., **113**, 7, 724 (1966) [2] S. Assali et al., J. Appl. Phys., **120**, 4, 44304 (2016)

#### Определение величины разрыва валентной зоны в ZnSe/BeTe Филатов Е.В., Максимов А.А., Тартаковский И.И.

Институт физики твердого тела РАН, 142432, г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 2 DOI 10.34077/Semicond2019-186

Важным параметром для моделирования гетеро- и наноструктур 2-го типа является величина разрыва валентной зоны  $\Delta E_v$  гетероперехода ZnSe/BeTe при низких температурах. В литературе имеются определенные разногласия по значению этой величины. Наиболее достоверным представляется значение разрыва валентной зоны в ZnSe/BeTe  $\Delta E_v \approx 0.9$  эB, которое было получено путем измерения энергии фотолюминесценции пространственно непрямого оптического перехода, однако, эти результаты были получены при низкой плотности оптической накачки. При этом

необходимо учесть, что фотолюминесценция в области ~ 1.8÷2.0 эВ может осуществляться за счет дефектов, поскольку дырки в основном состоянии в слое ВеТе релаксируют преимущественно по безызлучательному каналу.

С целью уточнения величины  $\Delta E_v$  были выполнены измерения спектров люминесценции в области энергий пространственно непрямого перехода 1.7 ÷ 2.2 эВ при возбуждении образцов гетероструктур с широкими слоями ZnSe и BeTe 25/12.5 нм и 20/10 нм мощными импульсами 3-й гармоники Nd:YAG лазера ( $\lambda_{exc} \approx 355$  нм) при различных плотностях оптической накачки. При высоких уровнях оптической накачки интенсивность полос, связанных с дефектами, вела себя сублинейным образом, в то время как полоса, связанная собственным пространственно с непрямым переходом E<sub>ID</sub>, наоборот, возрастала сверхлинейно, что позволило их однозначно разделить. Изгиб зон, возникающий при больших концентрациях разделенных носителей n<sub>BeTe</sub>, приводит к тому, что энергия E<sub>ID</sub>(n<sub>BeTe</sub>) возрастает относительно ее значения в пределе плоских зон  $(n_{BeTe} = 0)$ . Определить величину  $E_{ID}(0)$ , а значит, и разрыв валентной зоны  $\Delta E_v$ , можно, сравнивая



зависимость расчетных значений энергии непрямого перехода  $E_{ID}$  от концентрации разделенных носителей  $n_{BeTe}$  с зависимостью экспериментальных значений  $E_{ID}$  при различных мощностях оптической накачки. На рис. 1 символами показаны измеренные зависимости энергии максимума полосы пространственно непрямого перехода  $E_{ID}$  в различных образцах ZnSe/BeTe от концентрации разделенных носителей  $n_{BeTe}$ , которая определялась по измеренной мощности оптической накачки. Сплошными линиями на рис. 1 изображены расчетные значения энергии непрямого перехода  $E_{ID}$  при наилучшем совпадении расчетных и экспериментальных зависимостей  $E_{ID}$ , которое достигается при величине разрыва зон  $\Delta E_v = 960 \pm 30$  мэВ. При этом энергия пространственно непрямого перехода в пределе плоских зон составляет  $E_{ID}(0) = 1.847 \pm 0.03$  эВ.

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

## Время жизни надбарьерного экситона в гетероструктурах ZnSe/BeTe во внешнем электрическом поле

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

Институт физики твердого тела РАН, 142432, г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 2 DOI 10.34077/Semicond2019-187

В гетероструктурах ZnSe/BeTe полоса фотолюминесценции (ФЛ) в области пространственно прямого перехода (2.8 эВ) обычно связывается с излучательной рекомбинацией надбарьерного экситона. Для структуры с толщинами слоев LZnSe = 20 нм и LBeTe = 10 нм были проведены измерения длительности свечения полосы ФЛ в области 2.8 эВ при возбуждении 2-й гармоникой

фемтосекундного Ті: Sa лазера, при приложении внешнего электрического поля в направлении вдоль оси роста. Измерения проводились с помощью стрик-камеры в режиме синхронного сканирования, что обеспечивало разрешение на уровне 2 пс. Обнаружено резкое уменьшение длительности свечения ФЛ (от 9 пс до < 2 пс) при изменении напряженности внешнего электрического поля от 0 до -2 мВ/нм (символы на рис. 1). Этот эффект связан с увеличением вероятности релаксации надбарьерной дырки из слоя ZnSe в основное состояние в слое BeTe.

Для описания данных эксперимента были проведены расчеты времени жизни надбарьерной дырки в слое ZnSe в зависимости ОТ напряженности электрического поля. Рассматривалась одномерная задача в направлении оси роста. Было предложено две модели: свободная дырка над единичным барьером ZnSe, окруженном слоями ВеТе (точечная линия на рис. 1) и дырка, связанная с электроном в слое ZnSe, в том же модельном потенциале (штриховая линия на рис. 1).

Для расчета времени жизни свободной дырки в слое ZnSe, модельный потенциал валентной зоны помещался в достаточно большой ящик, и



экситона в ZnSe/BeTe во внешнем электрическом поле: экспериментальные значения (символы), расчет для экситона (штриховая линия) и расчет для свободной дырки (точечная линия).

определялось вносимое этим изменение плотности состояний  $\Delta N(E)$ . Время жизни дырки определялось по ширине пика  $\Delta N(E)$ . [1]

Для расчета времени жизни связанной с электроном дырки в слое ZnSe учитывались поправки к потенциалу дырки, полученные при решении двумерного уравнения Шредингера для экситона. [2]

Результаты расчетов, приведенные на рис. 1, показывают, что модель, учитывающая формирование экситона в слое ZnSe, лучше описывает данные эксперимента по сравнению с одночастичной моделью для надбарьерной дырки.

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

[1] L.N. Pandey et al., Appl. Phys. Lett. 56, 277 (1990). [2] R.P. Leavitt et al., Phys. Rev. B 42, 11774 (1990).

## Влияние параметров структур Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN на эффективность теплопереноса

Чернодубов Д.А., Инюшкин А.В.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-188

Один из главных факторов, ограничивающих рабочую мощность полевых транзисторов с высокой подвижностью электронов, в частности изготовленных на основе гетеропереходов  $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ , это их значительный разогрев, возникающий при высокой плотности мощности. В настоящей работе представлены результаты измерений теплопроводности слоев, составляющих гетероструктуру  $Al_2O_3/Al_xGa_{1-x}N/GaN$ , и моделирования теплопереноса в такой структуре. При моделировании с использованием численных методов учитывали анизотропию теплопроводности и её зависимость от температуры при разных толщинах слоёв структуры, граничных тепловых сопротивлениях между слоями и размерах области нагрева.

Известно, что при относительно высокой теплопроводности как AlN, так и GaN, теплопроводность объемного разупорядоченного Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N может быть значительно меньше. А для тонких пленок субмикронной толщиной даже при комнатной температуре на величину теплопроводности существенное влияние оказывает рассеяние фононов на границе пленки, что делает интересным измерение теплопроводности слоёв, составляющих структуру. Значительное влияние на теплоперенос оказывают также величины толщины слоёв, размеры области нагрева и величина граничного теплового сопротивления между слоями структуры. В случае, когда область нагрева мала (единицы микрон и меньше), появляется возможность подобрать оптимальную толщину слоя GaN с точки зрения теплового сопротивления [1]. Если толщина слоя нитрида галлия слишком мала, то тепловой поток в ней распространяется в области с латеральными размерами сравнимыми с областью нагрева. Таким образом, тепловой поток, практически не уширяясь, попадает на тонкий буферный слой со значительным тепловым сопротивлением, что приводит к его перегреву в области потока. С другой стороны, в случае слишком большой толщины слоя GaN тепловое сопротивление структуры определяется тепловым сопротивлением этого слоя. Таким образом, существуют параметры структуры, которые обеспечивают ее максимальную тепловую оптимальные эффективность.

Измерение теплопроводности структур  $Al_2O_3/Al_xGa_{1-x}N$  и  $Al_2O_3/Al_xGa_{1-x}N/GaN$  проведено методом 3-омега, детали которого приведены в работе [2]. Теплопроводность сапфировой подложки толщиной 0.4 мм в базальной плоскости определена методом продольного теплового потока, а в направлении оси *с* методом 3-омега. Структуры на сапфировой подложке создавались методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Общая толщина буферных слоев смешанного состава  $Al_xGa_{1-x}N$  составляла 580 нм, а толщина плёнки нитрида галлия – 1.5 мкм. Теплопроводность тонких пленок  $Al_xGa_{1-x}N$  и GaN измерена вдоль кристаллографической оси *с*. Измеренные величины теплопроводности сапфира хорошо согласуются с литературными данными для чистого монокристаллического сапфира. Теплопроводность буферных слоев структур оказалась почти на порядок величины меньше теплопроводности кристаллов AlN и GaN.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 19-07-00229) на оборудовании Ресурсного центра электрофизических методов исследования НИЦ «Курчатовский институт».

[1] K. Park and C. Bayram, Appl. Phys. Lett. 109, 151904 (2016).

[2] D.A. Chernodoubov, A.V. Inyushkin, Rev. Sci. Instrum. 90, 024904 (2019).

## Расчёт профилей состава квантовых структур (HgTe-Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te)<sub>n</sub> в процессе их роста методом *in situ* эллипсометрии

**Швец В.А.**<sup>1,2</sup>, Дворецкий С.А.<sup>1,3</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>1,2</sup>, Икусов Д.Г.<sup>1</sup>, Ужаков И.Н.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050, Томск,

пр. Ленина, 36

DOI 10.34077/Semicond2019-189

Множественные квантовые ямы (КЯ) на основе соединения  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  (КРТ) – перспективные структуры для создания как излучающих устройств, так и фотоприемников среднего и дальнего (сверхдального) ИК диапазона. Для воспроизводимого выращивания КЯ с заданными оптическими свойствами необходим прецизионный контроль толщин слоев и распределения состава в них. В качестве метода контроля нами успешно используется in situ одноволновая эллипсометрия ( $\lambda$ =632.8 нм) с высоким быстродействием. В наших предыдущих исследованиях было показано [1], что зависимости эллипсометрических параметров, измеренные в процессе роста, качественно характеризуют распределение состава на границах широкозонного слоя и КЯ.

В продолжение этих исследований нами разработан и экспериментально реализован эллипсометрический метод расчёта профиля состава в таких структурах. Он основан на разбиении исследуемого участка структуры на тонкие слои (~0.5 нм) с последующим определением состава каждого такого слоя путём решения обратной задачи. Обратная задача решалась в предположении известной толщины слоя, которая определялась по скорости его роста. Для этого перед ростом активной части структуры в широкозонной обкладке создавалась ступенька состава ( $\delta X_{CdTe} \leq 0,1$ ), которая приводила к интерференционным колебаниям эллипсометрических параметров и позволяла провести прецизионную калибровку скорости роста. Применяя метод эффективной подложки и используя измерения в начале и в конце роста слоя определялись его оптические постоянные и состав.

С учётом малости толщин слоёв  $d_i/\lambda \ll 1$ , обратная задача решалась в приближении Друде. В результате разложения основного уравнения эллипсометрии по малому параметру получается квадратное уравнение относительно комплексного показателя преломления i-го слоя. Это позволяет рассчитать состав аналитически, без привлечения поисковых методов, что повышает надёжность решения и делает возможным реализацию предложенного алгоритма в режиме реального времени. Численным моделированием установлено, что точность определения состава в области дна КЯ не хуже ±0.005 при пространственном разрешении ~0.5 нм.



На рисунке показано распределение состава в отдельных КЯ практически одинаковой толщины для двух выращенных структур. Стрелками отмечены моменты открытия и закрытия заслонок. На рисунке хорошо видно, что для одной КЯ имеет место резкое, почти ступенчатое изменение состава, в то время как для другой - монотонное его изменение как при открытии, так и при закрытии заслонки. Эти отличия связаны с различными режимами работы источника потока кадмия.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ (проект №18-29-20053).



### Акустоэлектрический эффект в полупроводниковых сверхрешетках: квазиклассический подход

Шорохов А.В., Лобанов В.В.

Национальный исследовательский Мордовский государственный университет, 430005, Саранск, ул. Большевистская, 68

#### DOI 10.34077/Semicond2019-190

Акустоэлектрический эффект в полупроводниковых сверхрешетках привлекает к себе в последнее время значительное внимание, поскольку динамика электронов, управляемых полем акустической волны имеет ряд интересных особенностей, включая возможность генерации ТГц излучения [1]-[2]. В связи с тем, что динамика электронов в данном случае достаточно сложная, как правило, она изучается или численно, или с помощью простых уравнений движения, что не позволяет в полной мере описать акустоэлектрический эффект.

В данной работе мы рассматриваем движение электрона в поле высокочастотной акустической волны, используя кинетическое уравнение с интегралом столкновений Бхатнагара–Гросса–Крука. Используя разработанный авторами метод решения кинетического уравнения, получено простое аналитическое решение, позволяющее провести детальный анализ акустоэлектрического тока через сверхрешетку.



Показано, что зависимость акустоэлектрического тока от амплитуды акустической волны имеет вид сходный с хорошо известной зависимостью Эсаки-Тсу. Найдено положение максимума и его зависимость от параметров системы. Построенная по найденной аналитической формуле зависимость имеет хорошее согласие с численными исследованиями, следующими из более простых уравнений [1]. Выяснено, что электроны в поле акустической волны могут, при определённых условиях, генерировать высокочастотное электромагнитное излучение, в частности, ТГц диапазона. Найдены условия, при которых это возможно.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 17-02-00969).

- [1] A. Apostolakis et al., Phys. Rev. E, 95, 062203 (2017).
- [2] M. T. Greenaway et al., Phys. Rev. B, 81, 235313 (2010).

### Квантовые интерференционные явления в статическом и динамическом отклике симметричной системы

**Шубин Н.М.**<sup>1,2</sup>, Горбацевич А.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. Лебедева РАН, 119991, ГСП-1, Москва, Ленинский проспект, 53. <sup>2</sup> Национальный исследовательский университет «МИЭТ», 124498, Москва, г. Зеленоград, пл. Шокина. 1

#### DOI 10.34077/Semicond2019-191

Воздействие переменного возмущения, особые точки (ОТ) в РТ-симметричных квантовых системах и деструктивная квантовая интерференция (ДКИ) представляют собой физические механизмы и концепции, которые широко используются в различных областях физики. В настоящей работе изучается система, в которой все они могут проявляться одновременно, создавая богатую физическую картину высокочастотного отклика симметричного квантового проводника на переменное возмущения потенциала контактов. Квантовый (молекулярный) проводник, состоящий из молекулы и электродов, является типичным примером открытой квантовой системы (ОКС). Теоретическое описание ОКС апеллирует к понятию неэрмитовых гамильтонианов [1], которые, в отличие от эрмитовых, могут обладать ОТ в пространстве параметров, где собственные значения и собственные векторы сливаются, а оператор становится недиагонализуемым.

В настоящей работе представлено общее описание высокочастотного линейного отклика симметричной квантовой системы на периодическое возбуждение в электродах, основанное на формализме Келдыша для неравновесных функций Грина в базисе сильной связи для учета геометрии (топологии) квантового проводника. Показано, что линейный отклик туннельного тока может быть записан в виде, который позволяет обобщить коэффициент прохождения (туннельную прозрачность) на случай конечной частоты возбуждающего потенциала. Ключевой особенностью служит то, что это обобщение может быть сделано полностью в терминах характеристических функций, соответствующих задаче статического рассеяния [2]. Таким образом, построена статическая аналогия высокочастотного отклика симметричного квантового проводника. В частности, показано, что действительная часть обобщенного коэффициента прохождения имеет вид среднего значения двух статических прозрачностей рассматриваемой системы, где либо симметричные, либо антисимметричные состояния сдвигаются на величину энергии фотона возмущающего поля. Связь динамических свойств со статической задачей рассеяния можно интерпретировать с использованием понятия квазиэнергии (моды Флоке). В режиме линейного отклика (однофотонное туннелирование) квазиэнергия одного состояния может стать вырожденной с энергией другого состояния, что соответствует статическому транспорту в системе с вырожденными состояниями [3].

Исходя из построенной аналогии, могут быть сформулированы достаточные условия слияния резонансов в ОТ и возникновения ДКИ в терминах молекулярных орбиталей (МО), которые будут справедливы как для статического, так и для динамического режимов. В частности, слияние резонансов имеет место только для МО противоположной четности. Однако, пара соседних собственных состояний одинаковой четности неизбежно приводит к ДКИ. Такие условия используют формализм собственных состояний системы и значит могут быть применены непосредственно в ходе, например, численного расчете молекулярного спектра.

Работа выполнена при поддержке РФФИ в рамках проекта № 18-32-00453.

- [1] N. Moiseyev, Non-Hermitian Quantum Mechanics. Cambridge University Press, Cambridge, 2011.
- [2] A. A. Gorbatsevich and N. M. Shubin, Phys. Rev. B 96, 205441 (2017).
- [3] A. A. Gorbatsevich, G. Ya. Krasnikov and N. M. Shubin, Sci. Rep. 8, 15780 (2018).

# Секция 4. Двумерные системы

#### Гидродинамика вязкой двумерной электронной жидкости в магнитном поле

#### Алексеев П.С.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, С.-Петербург, ул. Политехничекская, 26

DOI 10.34077/Semicond2019-194

В проводниках с малой плотностью дефектов межэлектронные столкновения могут приводить при низких температурах к формированию вязкой электронной жидкости. Недавно были обнаружены яркие свидетельства наличия такой жидкости в однослойном графене, в вейлевских полуметаллах, в высокоподвижных квантовых ямах на основе GaAs (см. ссылки в [1]-[4]). Одним из этих свидетельств является эффект гигантского отрицательного магнетосопротивления. Действительно, явление вязкости представляет собой диффузный перенос среднего импульса частиц жидкости за счет их свободного движения в промежутках между столкновениями. Для случая электронной жидкости магнитное поле искривляет траектории частиц и сильно сокращает эффективную длину переноса импульса. В связи с этим вязкость электронной жидкости и пропорциональное ей гидродинамическое сопротивление падают с магнитным полем. Расчёты показывают, что такой механизм хорошо объясняет зависящую от температуры часть гигантского отрицательного магнетосопротивления [1].

В недавних экспериментальных работах сообщалось, что в GaAs квантовых ямах высокого качества часто присутствуют макроскопические овальные дефекты. Неоднородное распределения этих дефектов по образцу может приводить к сосуществованию в одном образце областей двух следующих типов [2]. В областях, где дефекты почти отсутствуют, доминируют межэлектронные столкновения и реализуется описанный выше гидродинамический режим транспорта. В областях, где концентрация дефектов высока, электроны сталкиваются чаще всего с границами макроскопических дефектов и поэтому реализуется баллистический режим транспорта. В связи с этим был теоретически изучен магнетотранспорт взаимодействующих двумерных электронов в баллистическом режиме [2]. Обнаружено, что влияние слабого магнитного поля на траектории частиц, сталкивающихся только с краями баллистической области, приводит к температурно-независимому отрицательному магнетосопротивлению. Оценки величины этого эффекта для высокоподвижных GaAs квантовых ям показывают, что такой механизм, по-видимому, ответственен за не зависящую от температуры часть гигантского отрицательного магнетосопротивления, наблюдаемого на этих ямах [2].

В фотосопротивлении высокоподвижных GaAs квантовых ям в магнитном поле был обнаружен гигантский пик на частоте излучения, близкой к удвоенной циклотронной частоте электронов. Для объяснения этого эффекта была построена теория высокочастотного магнетотранспорта вязкой двумерной электронной жидкости [3]. Показано, что коэффициенты вязкости электронов имеют резонанс на частоте излучения, равной удвоенной циклотронной частоте. Физическая природа этого резонанса состоит во вращении тензора вязких напряжений заряженной жидкости в магнитном поле с удвоенной циклотронной частотой. В достаточно широких образцах резонанс может проявляться в затухании магнетоплазмонов [3], а в достаточно узких образцах – в возбуждении волн поперечного нулевого «магнетозвука» [4]. Были рассчитаны закон дисперсии и коэффициент затухания такого звука для случая сильно вязкой электронной жидкости [4]. На основе полученных теоретических результатов даны свидетельства в пользу того, что наблюдаемый в фотосопротивлении гигантский пик представляет собой проявление предсказанного «вязкостного резонанса».

- [1] P.S. Alekseev, Phys. Rev. Lett., 117, 166601 (2016).
- [2] P.S. Alekseev and M.A. Semina, Phys. Rev. B, 98, 165412 (2018); arXiv:1903.07925 (2019).
- [3] P.S. Alekseev, Phys. Rev. B, 98, 165440 (2018).
- [4] P.S. Alekseev and A. P. Alekseeva, arXiv:1810.10241 (2018).

#### Секция 4. Двумерные системы

### **Транспорт в двумерной вязкой жидкости: эксперимент**

**Γyceb Γ.M.**<sup>1</sup>, Levin A.D.<sup>1</sup>, Levinson E.V.<sup>1</sup>, Bakarov A.K.<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Институт Физики, Университет Сао Пауло

<sup>2</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>3</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-195

Достаточно давно была проведена попытка объяснить транспорт заряженных частиц с помощью гидродинамической теории описывающей динамику любой многочастичной системы релаксирующей к термодинамическому равновесию. Гидродинамические эффекты в транспорте значительно усиливаются, когда электронная жидкость протекает через узкий канал. Учет электронной вязкости приводит к уменьшению сопротивления с квадратом температуры - к так называемому эффекту Гуржи. Эффект Гуржи находится в явном противоречии с квазиклассической теорией переноса, поскольку он приводит к уменьшению удельного электрического сопротивления, хотя столкновения становятся более частыми [1].

Вторым замечательним признаком вязкости является обтекание цилиндрического препятствия двумерной жидкостью, которое было рассмотрено Стоксом еще в 19 столетии. Это может привести к так называемому «парадоксу Стокса»: в случае двумерного течения, перпендикулярного оси кругового цилиндра, не существует решения уравнений Стокса, обращающегося в ноль на поверхности цилиндра и остающегося конечным вдали от него [2].

Еще одним замечательным признаком гидродинамического эффекта является круговое движение в поле потока, называемое вихрем. Такое движение может генерировать противоток вблизи области инжекции тока, что можно обнаружить в эксперименте как проявление отрицательного напряжения [3].

Наконец, гидродинамическая теория может быть распространена на жидкость с двумя различными типами носителей заряда, где взаимное трение между двумя жидкостями может оказать существенное влияние на транспортные свойства. Оба канала рассеяния приводят к вязкости и могут быть извлечены из эксперимента независимо.

В данной работе экспериментально изучены все перечисленние выше эффекты. В качестве эксперименталной системы были использованы высокоподвижние двумерные электроны в квантовых ямах на основе GaAs. Измерялись транспортные и магнетотранспортные свойства мезоскопических мостиков в широком диапазоне температур и в слабых магнитных полях, где гидродинамические эффекты доминировали над одночастичным эффектами [4-6].

Были обнаружены:

1. Эффект Гуржи - уменьшение сопротивления с температурой.

2. Влияние препятствия в виде диска на температурную зависимость сопротивления из за эффекта Стокса.

3. Отрицательное нелокальное сопротивление из за образования вихрей.

4. Гуржи эффект обусловленний взаимным трением между жидкостями.

[1] R. N. Gurzhi, Sov. Phys. Usp. 11, 255 (1968); R. N. Gurzhi, A. N. Kalinenko, and A. I. Kopeliovich, Phys. Rev. Lett. 74, 3872 (1995).

[2] Andrew Lucas, Phys. Rev. B 95, 115425 (2017).

[3] L. Levitov and G. Falkovich, Nat. Phys. 12,672(2016).

[4] G. M. Gusev, A.D.Levin, E.V.Levinson et al, Phys. Rev. B, 2018, v.98, 161603(R)

[5] A.D.Levin, G. M. Gusev, E.V.Levinson, et al Phys. Rev. B, 2018, v.97, 245308.

[6] G. M. Gusev, A.D.Levin, E.V.Levinson, and A. K. Bakarov, AIP advance, 2018, v.8, 025318.

## Сверхдолгоживущие спиновые возбуждения в электронном двумерном газе

#### Дикман С.М.

ИФТТ РАН, Черноголовка, Московская область, 142432 Россия

#### DOI 10.34077/Semicond2019-196

Самым низко-энергетичным возбуждением в квантово-холловской системе при заполнении v = 2 является чисто электронный `спин-циклотронный экситон' (СЦЭ), который формируется `спинперевернутым' электроном, возбужденным с нулевого на первый уровень Ландау и условной `дыркой' – вакансией, возникающей на нулевом уровне. Энергия такого экситона отделена сверху от более высокой

магнетоплазменной моды на величину отрицательного кулоновского сдвига ( $\Delta E_{\rm C} \sim 1$ мВ), а снизу от основного состояния на величину щели  $\omega_{\rm c}$ - $\Delta E_{\rm C}$ - $\epsilon_Z \sim 5$ -7мВ (см. Рис1). Пространственная дисперсия СЦЭ характеризуется плавным неглубоким минимумом при волновом векторе  $q=q_0 \sim 1/l_B$  [1-2] ( $l_B$  –магнитная длина). При низких температурах (фактически при T < 0.1К) СЦЭ может релаксировать (т.е. аннигилировать) только в случае испускания жестких акустических фононов [3]. Очень медленная релаксация объясняется главным образом тем, что, процесс испускания фонона/фононов затруднен из-за эффективно слабого электрон-фононного взаимодействия для коротких значений длин волн, соответствующих энергии



Рис1.- Схема возоужоения СЦЭ в квантово-холловской системе на основе GaAs/AlGaAs при v=2. ∆EC – кулоновский сдвиг.

аннигиляции СЦЭ. Теоретическая оценка дает при нулевой температуре значение времени жизни в несколько миллисекунд. Экспериментально показано, что уже при температурах T > 0.4K это время составляет 100 мкс [4-5], что, по-видимому, тоже является рекордным значением времени жизни для нелокализованных чисто электронных возбуждений, создаваемых в зоне проводимости. Плотный ансамбль СЦЭ с концентрацией, достигающей 10% от числа  $N_{\phi}$  квантов магнитного потока, создается лазерной накачкой, соответствующей резонансной частоте возбуждения. Состояния ансамбля с помощью время-разрешающей техники фотоиндуцированного исследовались резонансного поглощения/отражения [4-5]. Внутри диапазона 0.4K< T < 1К при заданной концентрации экситонов, n =  $N_{\pi}/N_{\phi} > 5\%$ , наблюдалось резкое возрастание сигнала отражения для температур ниже некоторой пороговой величины  $T_0 = T(n)$  [5], что объясняется квантовым фазовым переходом экситонного ансамбля из неупорядоченного состояния в некоторое когерентное состояние, предположительно бозеэйнштейновский конденсат. Теория, в терминах так называемого `экситонного представления' (см. [2-3]), описывает обе фазы в приближении невзаимодействующих СЦЭ, что дает возможность оценить энергию пространственной локализации СЦЭ, определяемую внешним случайным потенциалом (см. Supplementary Note 1' в [5]), и объяснить усиление примерно на порядок сигнала резонансного отражения при переходе в когерентную фазу. Вычисляется также отрицательная вириальная поправка к энергии СЦЭ (пропорциональная *п* в рамках модели слабо неидеального газа), соответствующая эффективно аттрактивному взаимодействию СЦЭ с другими экситонами ансамбля [6]. Сравнение этой поправки с энергией локализации дает оценку критической концентрации перехода из некогерентной фазы в когерентную. Результаты находятся в согласии с экспериментальными данными.

- [1] C. Kallin and B.I. Halperin, Phys. Rev. B 30, 5655 (1984).
- [2] S. Dickmann and I.V. Kukushkin, Phys. Rev. B 71, 241310(R) (2005).
- [3] S. Dickmann, Phys. Rev. Lett. 110, 166801 (2013).
- [4] L.V. Kulik, A.V. Gorbunov, A.S. Zhuravlev, et al, Nature Sci. Rep. 5, 10354 (2015).
- [5] L.V. Kulik, A.S. Zhuravlev, S. Dickmann, et al, Nature Comm. 7, 13499 (2016).
- [6] S. Dickmann, Lithuanian Journal of Physics (2019), in press.

## Поперечная спиновая релаксация голдстоуновских экситонов в Холловском ферромагнетике.

Ларионов А.В., Степанец-Хуссейн Э., Кулик Л.В.

Институт физика твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432, Россия DOI 10.34077/Semicond2019-197

Экспериментально исследована спиновая когерентность двумерных электронов в режиме квантового холловского ферромагнетика при факторе заполнения v = 1 и в условиях эффективного нулевого магнитного поля композитных фермионов v = 1/2. Измерения проводились с помощью время- и спектрально разрешенного магнито-оптического эффекта вращения Керра. Для резонансного фотовозбуждения использовался фемтосекундный титан-сапфировый лазер. перестраиваемый по длине волны, совместно с формирователем длительности импульсов. Исследуемый образец помещался в оптический 3Не криостат с критическим магнитным полем 10.2 Тл (в геометрии наклонного магнитного поля 45 градусов), работающий при температуре 0.5 К. С помощью селективного фотовозбуждения было установлено, что время поперечной спиновой релаксации многократно возрастает в режиме квантового холловского ферромагнетика и вплотную приближается к времени продольной релаксации, что принципиально невозможно для обычных ферромагнетиков [1,2]. В противоположность известным механизмам спиновой релаксации в металлах и полупроводниках, в режиме холловского ферромагнетика основополагающую роль играет новый механизм спиновой релаксации, обусловленный когерентным спиновым вращением всей электронной системы: голдстоуновского конденсата (конденсата голдстоуновских экситонов) [3,4]. Данный эффект не наблюдается в системе композитных фермионов v = 1/2, где спиновая релаксация достигает стандартных наносекундных времен, причем в квантующем магнитном поле вдвое превышающем магнитное поле холловского ферромагнетика.

Работа выполнена в рамках госзадания ИФТТ РАН при частичном финансировании РФФИ (грант 18-02-01082).

[1] A. S. Zhuravlev, S. Dickmann, L. V. Kulik, and I. V. Kukushkin, "Slow spin relaxation in a quantum Hall ferromagnet state", Phys. Rev. B 89, 161301(R) (2014).

[2] A. V. Larionov, L. V. Kulik, S. Dickmann, and I. V. Kukushkin, "Goldstone mode stochastization in a quantum Hall ferromagnet", Phys. Rev. B 92, 165417 (2015).

[3] S. Dickmann, "Goldstone-Mode Relaxation in a Quantized Hall Ferromagnet", Phys. Rev. Lett. 93, 206804 (2004).

[4] Кулик Л.В., Горбунов А.В., Дикман С.М., Тимофеев В.Б. «Спиновые возбуждения в двумерном электронном газе, их релаксация, методы фотовозбуждения и детектирования, роль кулоновских корреляций», УФН (2019) (будет опубликовано).

## Новые одночастичные и коллективные эффекты в низкоразмерных электронных системах

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

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

DOI 10.34077/Semicond2019-198

Задача распространения электромагнитных волн вдоль металлического провода была решена более 100 лет тому назад Зоммерфельдом [1]. В его работах было показано, что электромагнитная волна вдоль провода распространяется со скоростью света. Именно посредством этих плазмон поляритонных волн переменный сигнал передается вдоль современных линий электропередач.

В настоящих экспериментах было обнаружено, что если металлический затвор поместить рядом с двумерной электронной системой, то в этой гибридной системе возникает новое семейство плазменных возбуждений [2, 3]. Показано, что новые плазменные волны распространяются вдоль металлической полоски и не имеют потенциальных узлов в перпендикулярном направлении. Установлено, что новые плазменные волны обладают уникальной дисперсией, отличающейся от случая 2Д плазмонов как в системе с бесконечным экранирующим затвором, так и в системе без затвора

$$\omega_p = \sqrt{\frac{2n_{\mathcal{S}}e^2 h}{m^* \varepsilon \varepsilon_0} \frac{q}{W}} \qquad (qW \ll 1),$$

где q – волновой вектор вдоль полоски затвора с шириной W,  $n_S$  – двумерная электронная концентрация, h – расстояние от ДЭС до затвора,  $m^*$  и e – эффективная масса и заряд носителей заряда. В экспериментах было обнаружено, что открытая плазменная мода имеет особый характер гибридизации со световыми волнами. Образующаяся при этом плазмон-поляритонная волна обладает аномально малым затуханием.

Проведено экспериментальное исследование спектров поглощения «светлых» и «тёмных» двумерных плазменных возбуждений при малых волновых векторах, когда начинают проявляться эффекты запаздывания (гибридизация со светом) [4]. Впервые обнаружено проявление эффектов запаздывания для «тёмных» плазменных возбуждений. Показано, что при измерениях на одном и том же образце - гибридизация этих возбуждений со светом многократно меньше, чем гибридизация дипольно активных 2Д плазмонов. Для возбуждения «тёмных» плазменных колебаний применена уникальная ближнеполевая методика [5].

Обнаружено, что кроме нетривиальных плазменных возбуждений в двумерной электронной системе с близким металлическим электродом также наблюдаются новые одночастичные эффекты. Одним из них является открытие нового одночастичного циклотронного резонанса, по физическим свойствам напоминающего резонанс Азбеля-Канера в металлах [6]. Уникальность этого открытия состоит в том, что в эксперименте удается одновременно наблюдать и исследовать как одночастичный циклотронный резонанс Азбеля-Канера, так и коллективный циклотронный магнитоплазменный резонанс. Главными физическими свойствами резонанса Азбеля-Канера является отсутствие деполяризационного плазменного сдвига, локализация его вблизи края возбуждающего металлического электрода, а также наблюдение целочисленных гармоник резонанса.

Работа выполнена в рамках госзадания ИФТТ РАН при частичном финансировании РФФИ (грант 18-02-00753).

- [1] A. Sommerfeld, Annalen der Physik, 303, 233 (1899).
- [2] A.A. Zabolotnykh, V.A. Volkov, submitted to Phys. Rev. B (2019).
- [3] V.M. Muravev, et al., submitted to Phys. Rev. Lett. (2019).
- [4] V.M. Muravev, et al., Phys. Rev. Lett. 121, 176804 (2018).
- [5] A.A. Zagitova, et al., JETP Lett. 108, 446 (2018).
- [6] I.V. Andreev, et al., Phys. Rev. B 96, 161405(R) (2017).

## Длинноволновое стимулированное излучение в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe

**Румянцев В.В.**<sup>1</sup>, Алешкин В.Я.<sup>1</sup>, Фадеев М.А.<sup>1</sup>, Кудрявцев К.Е.<sup>1</sup>, Дубинов А.А.<sup>1</sup>, Гавриленко В.И.<sup>1</sup>, Дворецкий С.А.<sup>2</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>2</sup>, Морозов С.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФМ РАН, 603950, Н.Новгород

<sup>2</sup> ИФП СО РАН, 630090, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск

DOI 10.34077/Semicond2019-199

Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе HgCdTe представляют интерес для создания межзонных лазеров на диапазон длин волн 20 -- 60 мкм, в настоящее время недоступный для квантовых каскадных лазеров (ККЛ) на основе материалов GaAs и InP, благодаря более низким частотам оптических фононов в HgCdTe и возможности изменять ширину запрещенной зоны в КЯ в широких пределах (от единиц до сотен мэВ).

В работе приводятся результаты цикла экспериментальных исследований фотопроводимости, фотолюминесценции, времен рекомбинации носителей заряда и стимулированного излучения (СИ) в узкозонных гетероструктурах с КЯ на основе HgCdTe. Основным результатом работы является демонстрация СИ вплоть до длин волн 22 мкм [1], что в четыре раза по длинам волн улучшает результаты предшествующих работ [2]. Показано, что заполнение дырками боковых максимумов в первой валентной подзоне является основным фактором, приводящим к гашению СИ с ростом температуры. Показано, что коротковолновая накачка (длина волны 2 мкм) приводит к разогреву носителей и гашению СИ с увеличением мощности накачки, в то время как переход к накачке СО<sub>2</sub> лазером и ККЛ среднего ИК диапазона позволяет снизить разогрев носителей и добиться роста интенсивности СИ пропорционально интенсивности накачки. На основе результатов теоретических и экспериментальных исследований времен жизни носителей обсуждаются способы оптимизации энергетического спектра в КЯ для подавления оже-рекомбинации и увеличения вероятности излучательной рекомбинации при высокой концентрации неравновесных носителей (>10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>) [3]. Экспериментально продемонстрировано, что в структурах, сконструированных для получения СИ с длиной волны в диапазоне 7 – 10 мкм, изменение дизайна КЯ увеличивает температуру гашения СИ на 75К за счет увеличения энергетического расстояния между потолком валентной зоны и боковыми максимумами в два раза (на 25 мэВ). Одновременно с этим, впервые получено СИ на длинах волн 2.8 мкм – 3.57 мкм при термоэлектрическом охлаждении (Т = 200 – 265 К) волноводных структур с КЯ HgTe/Cd<sub>0.65</sub>Hg<sub>0.35</sub>Te толщиной 1.5 – 2 нм [4]. Работа поддержана грантом РНФ 17-12-01360.

[1] S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev et al Applied Physics Letters 111, 192101 (2017)..

[2] J. M. Arias et al, Semiconductor Science and Technology 8, S255 (1993)

[3] V. Y. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. V. Rumyantsev et al Journal of Physics: Condensed Matter 30, 495301 (2018).

[4] M. A. Fadeev, V. V. Rumyantsev et al Optics express 26, 12755-12760 (2018).

## Магнитоиндуцированная пространственная дисперсия в полупроводниковых квантовых ямах

**Котова Л.В.**<sup>1</sup>, Платонов А.В.<sup>1</sup>, Кац В.Н.<sup>1</sup>, Кочерешко В.П.<sup>1</sup>, Andre R.<sup>2</sup>, Жуков Е.А.<sup>1,3</sup>, Яковлев Д.Р.<sup>1,3</sup>, Вауег М.<sup>1,3</sup>, Голуб Л.Е.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

<sup>2</sup> Université Grenoble Alpes, CNRS, Institut NEEL, Grenoble F-38000, France

<sup>3</sup> Experimentelle Physik 2, Technische Universitat Dortmund, D-44221 Dortmund, Germany

DOI 10.34077/Semicond2019-200

В эффектов работе проведено экспериментальное И теоретическое исследование магнитоиндуцированной пространственной дисперсии в полупроводниковых гетероструктурах. Данный эффект может проявлять себя как в конверсии поляризации, так и вызывать поправки к диагональным коэффициентам отражения. Эффекты магнитоиндуцированной пространственной дисперсии исследованы при воздействие внешнего магнитного поля, приложенного в плоскости квантовой ямы (КЯ). Магнитоиндуцированная пространственная дисперсия обусловлена структурной асимметрией. Однако, в разной геометрии магнитного поля, приложенного либо параллельно, либо перпендикулярно плоскости падения, источниками изучаемого явления являются структурно-инверсионная асимметрия (SIA) и объёмно-инверсионная асимметрия (ВІА), присутствующие в большинстве КЯ. Правильный выбор геометрии для экспериментального исследования данного явления позволяет разделить BIA и SIA, способствующие его различным проявлениям.

Изучены спектры отражения от асимметричных структур с одиночной КЯ, выращенных на основе соединений А<sub>3</sub>B<sub>5</sub> и А<sub>2</sub>B<sub>6</sub>. При анализе спектров отражения, измеренных магнитном в поле. параллельном плоскости падения установлено, что сигнал конверсии характеризующийся поляризации, билинейной зависимостью от магнитного поля и волнового вектора света, вызван SIA. В то время как поправки к коэффициентам отражения индуцированы BIA. Если же приложить магнитное поле, перпендикулярно плоскости падения, то данные механизмы поменяются местами. Благодаря такому исследованию возможно определить отношение BIA к SIA в изучаемых КЯ.

Для идентификации эффектов магнитоиндуцированной пространственной дисперсии был использован тот факт, что он нечётен по **B**, тогда как другие вклады либо чётны, либо не зависят от магнитного поля. Поэтому для анализа использован дифференциальный сигнал,



Рис.1. – Магнитополевые зависимости амплитуды сигнала для КЯ CdTe.

измеренный при фиксированной экспериментальной геометрии в двух противоположных направлениях магнитного поля.

Экспериментально полученные магнитополевые зависимости, имеющие линейный характер, являются демонстрацией магнитоиндуцированной пространственной дисперсии, (Рис. 1). Разработанная теория, основанная на учёте волнового вектора в плоскости и индуцированного магнитным полем перемешивания состояний тяжёлых и лёгких дырок, объясняет измеренный сигнал и позволяет определить степень структурной асимметрии исследуемых КЯ GaAs и CdTe [1]. Сравнение экспериментальных данных по магнитоотражению с теоретической моделью, учитывающей спинорбитальное расщепление *BIA* состояний электронов и дырок в КЯ, позволило определить соотношение констант спинового расщепления *BIA* электронов и тяжёлых дырок в исследуемых образцах [2].

[1] L. V. Kotova et al., Phys. Rev. B. 97, 125302 (2018).

[2] L. V. Kotova et al., Phys. Rev. B. 99, 035302 (2019).

#### 2D экситоны в одиночных монослоях GaN в AIN

**Торопов А.А.**<sup>1</sup>, Европейцев Е.А.<sup>1</sup>, Нестоклон М.О.<sup>1</sup>, Смирнов Д.С.<sup>1</sup>, Кайбышев В.Х.<sup>1</sup>, Будкин Г.В<sup>1</sup>, Жмерик В.Н.<sup>1</sup>, Нечаев Д.В.<sup>1</sup>, Рувимов С.<sup>2</sup>, Шубина Т.В.<sup>1</sup>, Иванов С.В.<sup>2</sup>, Жиль Б.<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup> Университет Нотр-Дам, Индиана 46556, США

<sup>3</sup> Университет Монпелье 2, 34095, Франция

#### DOI 10.34077/Semicond2019-201

В полупроводниковых 2D структурах с экстремально сильным квантовым ограничением носителей заряда многократное увеличение энергии связи и силы осциллятора экситона приводит к доминированию экситонных эффектов вплоть до комнатной температуры. При низкой температуре большая скорость экситонных переходов обуславливает превалирование излучательных каналов рекомбинации по сравнению с безызлучательными, увеличивая квантовый выход излучения. Однако скорость радиационного затухания экситонов определяется усреднением по термическому распределению и, вследствие этого, прямо пропорциональна температуре и радиационному времени жизни ( $\tau_0$ ) экситона при нулевом волновом векторе и обратно пропорциональна ширине ( $E_0$ ) "излучательного окна" в k-пространстве, включающего экситонные состояния внутри светового конуса. Для известных 2D структур – гетероструктур с узкими полупроводниковыми квантовыми ямами (КЯ) и монослоев дихалькогенидов переходных металлов –  $\tau_0$  находится в диапазоне нескольких пикосекунд. Тем не менее, при 300 К достаточно малая величина  $E_0$  (10-70 мкэВ) приводит к длинным временам жизни экситона (вплоть до десятков наносекунд) и доминированию безызлучательной рекомбинации.

В настоящей работе представлен новый подход к реализации 2D структур с предельно сильным экситонным ограничением, основанный на использовании монослойных (МС) пироэлектрических КЯ GaN/AIN. Гетероструктуры такого типа изготавливаются методом молекулярно-пучковой эпитаксии и являются основой для разработки оптоэлектронных приборов "проблемного" спектрального диапазона среднего УФ [1-3]. Возможность ограничения носителей заряда в одиночных MC GaN определяется гигантским разрывом зон (более 1 эВ) на интерфейсе GaN/AlN, а также экстремально большими эффективными массами электронов и дырок, составляющих экситон. Экспериментально (методами времяразрешенной оптической спектроскопии) и теоретически (в рамках теории функционала плотности и теоретико-группового анализа) показано, что квантовое ограничение носителей заряда проявляется в увеличении эффективности экситонного излучения при уменьшении толщины слоя GaN вплоть до ~2-3 МС. Большая ширина запрещенной зоны (~5.3 эВ) и, как следствие, большая ширина излучательного окна  $(E_0 \sim 300 \text{ мкэB})$  приводят к рекордно малому радиационному времени жизни экситона ~3 нс при 300 К. Однако, формирование предельно узкой КЯ с толщиной 1 МС приводит к резкому росту времени жизни экситонной фотолюминесценции и падению квантового выхода излучения вследствие увеличения расщепления между уровнем основного дипольно-запрещенного (темного) экситонного состояния и расположенными выше по энергии уровнями оптически-активных (светлых) экситонов. Величина расщепления определяется ростом короткодействующей части электрон-дырочного обменного взаимодействия в условиях предельно сильного квантового ограничения и для одно-МС КЯ превышает  $k_BT$  при комнатной температуре. Проведенные исследования позволили определить структуру экситонных состояний в GaN/AIN атомарно-тонких КЯ и оптимизировать конструкцию светоизлучающих приборов на их основе.

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований (Грант № 19-52-12057).

<sup>[1]</sup> V. N. Jmerik, D.V. Nechaev, A.A. Toropov, et al., Appl. Phys. Express 11, 091003 (2018).

<sup>[2]</sup> X. Rong, X. Wang, S.V. Ivanov, et al, Adv. Mater. 28, 7978 (2016).

<sup>[3]</sup> S. M. Islam, K. Lee, J. Verma, et al., Appl. Phys. Lett. 110, 041108 (2017).

## Новый масштаб обменной энергии квантово-холловских ферромагнетиков

#### Ваньков А.Б., Кукушкин И.В.

ИФТТ РАН, 142432, МО, г. Черноголовка, ул. Ак. Осипьяна, 2

#### DOI 10.34077/Semicond2019-202

Некоторые секреты физики конденсированного состояния раскрываются на примере определенных модельных задач. Так, эффекты, связанные с обменным взаимодействием двумерных электронов в квантующем магнитном поле, изучают в простейшем случае квантово-холловского ферромагнетика (QHF) с v = 1. Это состояние устойчиво даже в системах со сколь угодно малым Зеемановским взаимодействием, что объясняется значительным выигрышем в обменной энергии. Сведенный до минимума набор встроенных корреляций делает это состояние наиболее пригодным для теоретического анализа, хотя последовательный учет многочастичных эффектов возможен лишь при условии малости кулоновских вкладов по сравнению с циклотронной энергией. Ранее на примере двумерных электронных систем в GaAs был показан эффективный способ зондирования обменных эффектов через энергию циклотронных возбуждений с переворотом спина (CSFE), измеряемую методом неупругого рассеяния света [1]. Наблюдалось хорошее согласие эксперимента с расчетами в приближении Хартри-Фока при выполнении условия малости кулоновских вкладов относительно циклотронной энергии. В появившихся сравнительно недавно системах на основе гетероперехода ZnO/MgZnO взаимодействие на порядок сильнее, а сильное смешивание уровней Ландау качественным образом затрудняет теоретическое описание коллективных эффектов, так как даже точный вид основного состояния системы неизвестен. В этих условиях было снова проведено экспериментальное исследование обменной энергии рассеянием света на коллективном возбуждении CSFE.

В настоящей работе было установлено, что в широком диапазоне электронных концентраций, соответствующих параметру Вигнера-Зейтса  $7 < r_s < 12$ , обменный вклад в энергию CSFE имеет масштаб циклотронной энергии вместо обычной величины кулоновской энергии на расстоянии магнитной длины  $e^2 / \varepsilon \ell_B$ . При этом прочие свойства коллективного возбуждения – зависимость энергии от фактора заполнения, от температуры, дисперсия от обобщенного импульса – сохраняются. Причиной нетривиального поведения обменного вклада является сильное смешивание уровней Ландау, приводящее к эффективной перенормировке кулоновского взаимодействия, ожидаемого в теории в пределе  $r_s >> 1$ . В работе показано, что хорошую оценку многочастичного вклада в энергию коллективных возбуждений можно получить даже в этом пределе, проводя вычисления все же в проекции на несколько нижайших уровней Ландау, но заменяя влияние остальных уровней введением статической диэлектрической функции в Фурье-компоненту Кулоновского потенциала. Вычисления как методом Хартри-Фока, так и методом точной диагонализации дают хорошее согласие с экспериментом и качественно совпадают с альтернативными теоретическими оценками обменной энергии QHF, полученными для задачи о скирмионных возбуждениях [2].

[1] A.B. Van'kov, L.V. Kulik, I.V. Kukushkin et al., Phys. Rev. Lett. 97, 246801 (2006).

[2] S. Dickmann, Phys. Rev. B, 65, 195310 (2002); S. V. Iordanski and A. Kashuba, Pis'ma v ZhETF, 75(7),419; A. P. Smith, A. H. MacDonald, G. Gumbs, Phys.Rev. B 45, 8829 (1992).

## Наблюдение кратных гармоник циклотронного резонанса в двумерной электронной системе

**Гусихин П.А.**, Муравьев В.М., Зарезин А.М., Кукушкин И.В. *ИФТТ РАН*, *142432*, *Черноголовка*, ул. Академика Осипьяна, 2

#### DOI 10.34077/Semicond2019-203

Циклотронный резонанс – одно из важнейших явлений в физике конденсированного состояния. Спектроскопия циклотронного резонанса применяется для определения зонной структуры свойств носителей заряда в полупроводниках и металлах. В двумерной электронной системе циклотронный резонанс испытывает плазменный деполяризационный сдвиг:  $\omega^2 = \omega_{CR}^2 + \omega_p^2$  [1]. Однако недавно была продемонстрирована возможность наблюдения в двумерной электронной системе одночастичного циклотронного резонанса [2]. Для этого была применена ближнеполевая методика возбуждения, в которой создаётся локально сильно неоднородное высокочастотное электромагнитное поле. Таким образом, условия возбуждения одначастичного циклотронного резонанса Азбеля-Канера в металлах. Однако ранее не были обнаружены его кратные гармоники, которые являются одним из важнейших свойств эффекта Азбеля-Канера [3].

Данная работа посвящена наблюдению и исследованию свойств кратных гармоник одночастичного циклотронного резонанса в двумерной электронной системе. Исследования проводились на образцах, представляющих из себя диск с двумерной электронной системой на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs. К двумерной электронной системе были сделаны омические контакты: один – по периметру диска, а второй - в центре диска. Периметрический контакт заземлялся, а к центральному подавалось СВЧ-излучение. Образец находился в перпендикулярном магнитном поле внутри гелиевого криостата при температуре 1.5 К.

В спектрах СВЧ поглощения, полученных при развороте магнитного поля, нами были



обнаружены резонансные пики, по положению соответствующие одночастичному циклотронному резонансу и его кратным гармоникам. Были построены магнитополевые зависимости частот резонанса и его гармоник (Рис. 1). По данным зависимостям видно, что у них действительно нет плазменного сдвига. Для сравнения на рисунке приведены полученные на этом же образце магнитополевые зависимости частоты плазменных колебаний. Для гармоник была определена соответствующая им эффективная циклотронная масса носителей заряда в двумерной электронной системе. Также была определена конфигурация образца, при которой амплитуда резонансных пиков наиболее велика.

Работа выполнена в рамках госзадания ИФТТ РАН при частичном финансировании РФФИ (грант 18-02-00753).

[1] S.J. Allen et al., Phys. Rev. B, **28**, 4875(R) (1983). [2] I.V. Andreev et al., Phys. Rev. B, **96**, 161405(R) (2017). [3] М.Я. Азбель, И.А. Канер, ЖЭТФ, **32**, 896 (1957).

## Электронные и транспортные свойства двумерных эпитаксиальных монослоев на поверхности Si(111)

Матецкий А.В.<sup>1</sup>, Бондаренко Л.В.<sup>1</sup>, Тупчая А.Ю.<sup>1</sup>, Грузнев Д.В.<sup>1</sup>, Денисов Н.В.<sup>1</sup>, Михалюк А.Н.<sup>1,2</sup>, Ichinokura S.<sup>3</sup>, Hasegawa S.<sup>3</sup>, Зотов А.В.<sup>1,2</sup>, **Саранин А.А.**<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИАПУ ДВО РАН, 690041, Владивосток, ул. Радио, 5

<sup>2</sup> ДВФУ, 690950, Владивосток, ул. Суханова, 8

<sup>3</sup> University of Tokyo, 113-0033, Tokyo

#### DOI 10.34077/Semicond2019-204

К сожалению, весьма ограниченное количество реконструкций, которые формируются при нанесение моно-атомных количеств различных химических элементов на поверхность Si и Ge приводят к образованию двумерных слоев, обладающих металлическими свойствами. Очевидная причина этого состоит в том, что в подавляющем большинстве таких реконструкций поверхностная плотность атомов недостаточно велика для формирования металлических связей. Нам удалось преодолеть это ограничение с помощью формирования двумерных двухкомпонентных соединений с более высокой плотностью атомов в двумерном слое. Более того, использование в качестве одного из компонентов соединения тяжелых атомов с большим спин-орбитальным взаимодействием позволяет формировать металлические спин-расщепленные поверхностные состояния [1].

В одном из таких двумерных соединений одноатомной толщины, состоящим из 1 монослоя (MC) Tl и 1/3 MC Pb с периодичностью  $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$  на Si(111) нам удалось обнаружить сверхпроводимость с критической температурой  $T_c = 2,25$  K которая сосуществует с гигантским спиновым расщеплением [2], что подразумевает сосуществование синглетного и триплетного спаривания. Анализ результатов, полученных с помощью сканирующей туннельной спектроскопии свидетельствует о наличии экзотической сверхпроводимости, о чем свидетельствуют анизотропия сверхпроводящей щели и ее аномальное поведение в магнитном поле [3].

В эпитаксиальном слое таллия двойной толщины на поверхности Si(111) нами также обнаружена сверхпроводимость с критической температурой  $T_c = 1,0$  К и  $T_{BKT} = 0,8$  К [4]. Система демонстрирует переход «сверхпроводник-изолятор», индуцированный перпендикулярным магнитным полем с величиной больше 0,4 Т и существование необычного двумерного металлического состояния в меньших полях при температурах меньших  $T_c$ . Данные измерения магнитосопротивления свидетельствуют о том, что это металлическое состояние может быть описано моделью «бозе-металла».

В двуслойном соединении Tl и Au на поверхности Si(111) имеющем периодичность  $\sqrt{7} \times \sqrt{7}$ исследованы транспортные и магнитотранспортные свойства при температурах до 1.7 К [5]. Показано, что во всем диапазоне температур это соединение имеет металлическую проводимость и достаточно хорошо описывается моделью свободного двумерного электронного газа. Магнитотранспортные измерения при низких температурах демонстрируют изменения проводимости, которые обусловлены слабой антилокализацией и хорошо описываются в рамках теории Hikami-Larkin-Nagaoka.

- [1] D.V. Gruznev et al. Scientific Reports 4, 04742 (2014).
- [2] A.V. Matetskiy et al., Phys. Rev. Lett. 115, 147003 (2015).
- [3] T. Nakamura et al., Phys. Rev. B 98 134505 (2018).
- [4] S. Ichinokura et al., 2D Materials 4, 025020 (2017).
- [5] A.V. Matetskiy et al., Nano. Lett. 19, 570 (2019).

### Межэлектронное взаимодействие и магнетотранспорт в двумерном канале со стенками с изменяемой шероховатостью

**Буданцев М.В.**<sup>1</sup>, Погосов А.Г.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-205

Электрон-электронное рассеяние, как правило, не влияет на баллистический транспорт структур на основе ДЭГ (двумерный электронный газ) ввиду того, что оно не изменяет импульс электронной системы. В случае, когда ДЭГ высокой подвижности помещен в канал с шероховатыми стенками, межэлектронное рассеяние изменяет электронные траектории. В результате изменяется

скорость передачи импульса от электронной системы к шероховатым стенкам канала, что приводит к изменению сопротивления образца [1]. Как правило, изучаются образцы прямоугольной геометрии, шероховатость стенок которых задана в процессе изготовления. В настоящей работе исследовано влияние межэлектронного рассеяния на кондактанс проводящего канала с гладкими, но гофрированными стенками, образующими периодические сужения в ДЭГ. Эффективной шероховатостью таких стенок можно управлять магнитным полем за счет изменения диаметра циклотронной орбиты, который может быть масштаба гофрировки (шероховатые стенки) или меньше (гладкие стенки).



Экспериментальные образцы представляли собой баллистические биллиарды типа «гусеница», сформированные серией сужений, образованных двумя рядами антиточек (период 0,6 мкм). Изучено магнетосопротивление полученных образцов в диапазоне температур 4,2-20 К Показано, что в нулевом магнитном поле повышение температуры электронной подсистемы приводит сначала к некоторому увеличению сопротивления, что обусловлено разрушением траекторий электронов, двигающихся вдоль каналов (аналогично гидродинамическому режиму Кнудсена). Дальнейшее повышение электронной температуры приводит к уменьшению сопротивления. При таком повышении температуры время межэлектронного взаимодействия уменьшается. При этом пристеночные электроны уменьшают передачу импульса электронов шероховатым стенкам от электронов, переносящих ток в центре канала (аналогично режиму Пуазейля в гидродинамике).

Показано, что приложение небольшого магнитного поля приводит к росту сопротивления канала, что связано с ростом интенсивности рассеяния электронов на стенках биллиарда. Оказалось, что в магнитных полях также происходит уменьшение сопротивления канала с повышением температуры электронной подсистемы (режим Пуазейля), как и в нулевом магнитном поле, однако более значительное. Более сильную реакцию сопротивления канала на увеличение электронной температуры при приложенном магнитном поле можно объяснить увеличением интенсивности передачи импульса от электронной системы к стенкам, образованным рядами антиточек. По-существу, в этом режиме эффективная шероховатость стенок увеличивается, в связи с чем влияние межэлектронного рассеяния на сопротивление канала увеличивается.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-02-00800-А, экспериментальное исследование) и госзадания (грант № 0306-2016-0015, изготовление образцов).

[1] Р.Н. Гуржи, УФН, 94, 689 (1968)

# Квантовый точечный контакт: переход "металл-изолятор" и гигантские осцилляции Шубникова-де Гааза при G << е<sup>2</sup>/h

**Квон З.Д.**<sup>1,2</sup>, Бакаров А.К.<sup>1,2</sup>, Родякина Е.Е.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-206

В работе сообщается о наблюдении перехода квантового точечного контакта (КТК) на основе GaAs ямы из баллистического (кондактанс G > 2e<sup>2</sup>/h) в туннельный (G << e<sup>2</sup>/h) режим при понижении температуры от 4.2 К до 0.18 К (Рис.1), а также о возникновении в режиме G << е<sup>2</sup>/h гигантских шубниковских осцилляций, период которых полностью совпадает с периодом этих же осцилляций в двумерном электронном газе, на основе которого изготовлен КТК (Рис.2). Показано, что оба эффекта вызваны нетривильной электростатикой КТК из-за сильного влияния на нее перезарядки примесей в тонком, в несколько монослоев, легированном слое GaAs. Подобный метод легирования квантовой ямы позволяет частично экранировать заряд легирующей примеси и создавать двумерный электронный газ с высокой концентрацией электронов, обладающий очень высокой подвижностью [1]. Он также приводит к сильному снижению энергии ионизации примесей, и их перезарядка может происходить даже при температурах ниже гелиевой, приводя к новым эффектам в поведении ДЭГ [2]. Именно этот факт привести сильной температурной может к зависимости электростатики КТК, которая переводит из открытого баллистического состояния в его Причем закрытое туннельное. этот переход оказывается сильно чувствительным к магнитному полю, приводя к появлению гигантских шубниковских осцилляций, период которых совпадает с периодом этих же осцилляций для ДЭГ. Указанный факт подтверждается экспериментом с КТК, изготовленным на основе ДЭГ в обычной гетероструктуре, где



Рис.1. – Температурная зависимость сопротивления квантового точечного контакта при трех значениях затворного напряжения.



отсутствует легированный GaAs слой, а примесью легируется AlGaAs. Их сопротивление не зависит от температуры при T < 4.2 R и не наблюдается никаких шубниковских осцилляций.

- [1] K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial et al., Phys. Rev. Lett. 77, 4616 (1996).
- [2] С.И.Дорожкин и др., Письма в ЖЭТФ, 107, 68 (2017)

### Терагерцовое излучение неравновесных 2D плазмонов из наногетероструктуры AlGaN/GaN

**Молдавская М.Д.**<sup>1</sup>, Шалыгин В.А.<sup>1</sup>, Винниченко М.Я.<sup>1</sup>, Паневин В.Ю.<sup>1</sup>, Маремьянин К.В.<sup>2</sup>, Воробьев Л.Е.<sup>1</sup>, Фирсов Д.А.<sup>1</sup>, Коготуеуеv V.V.<sup>3</sup>, Suihkonen S.<sup>4</sup>, Каирріпеп С.<sup>4</sup>, Сахаров А.В.<sup>5</sup>, Заварин Е.Е.<sup>5</sup>, Артеев Д.С.<sup>5</sup>, Лундин В.В.<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 С.-Петербург, Политехническая, 29

<sup>2</sup> ИФМ РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105

<sup>3</sup> Department of Theoretical Physics, Institute of Semiconductor Physics NASU, 03028 Kyiv, Ukraine

<sup>4</sup> Department of Electronics and Nanoengineering, Aalto University, 02150 Espoo, Finland

<sup>5</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021 С.-Петербург, ул. Политехническая, 26

#### DOI 10.34077/Semicond2019-207

Плазмоника является быстро развивающейся областью науки и техники. В частности, интерес представляет возможность получения эмиссии терагерцового (ТГц) излучения при возбуждении 2D плазмонов. С одной стороны, уже создан ряд эмиттеров, основанных на возбуждении когерентных 2D плазмонов и обеспечивающих довольно широкую полосу ТГц излучения [1]. С другой стороны, могут быть созданы узкополосные источники ТГц излучения, принцип действия которых базируется на возбуждении некогерентных 2D плазмонов. Подобные эксперименты ранее проводились с неравновесными 2D плазмонами в кремниевых МОП-транзисторах и в гетероструктурах AlGaAs/GaAs [2]. Недавно была предпринята попытка получить селективное ТГц излучение при возбуждении электрическим полем некогерентных 2D плазмонов в гетероструктуре AlGaN/GaN [3]. В этой работе был зарегистрирован лишь слабый пик излучения, соответствующий рассеянию 2D плазмонов, амплитуда которого не превышала 20% от широкополосного фонового сигнала, обусловленного джоулевым разогревом образца.

работе исследована эмиссия ТГц В настоящей излучения из наногетероструктуры AlGaN/GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с периодической металлической решеткой на поверхности в условиях разогрева 2D электронов латеральным электрическим полем. Основной акцент сделан на создании существенно неравновесных условий, когда эффективные температуры 2D электронов и 2D плазмонов в несколько раз превышают температуру кристаллической решетки. Это позволило наблюдать и исследовать высокодобротные пики интенсивного ТГц излучения, соответствующие 2D-плазмонному резонансу. Предварительно теоретически моделировались спектры ТГц пропускания, отражения и поглощения структур. С точки зрения исследования 2D плазмонов интерес представляют спектры для излучения, линейно поляризованного перпендикулярно металлическим полоскам решетки. Главная особенность – это провалы в спектре пропускания и пики в спектре поглощательной (излучательной) способности при частотах, соответствующих модам 2D-плазмонного резонанса. Дизайн структур оптимизировался с целью обеспечить максимальную амплитуду основной моды 2D плазмонов при условии её попадания в полосу чувствительности детектора Ge:Ga. Эксперименты проводились на образцах с различными периодами решетки, а также на реперных образцах без решетки. Исследование спектров пропускания при разных температурах, а также спектров ТГц электролюминесценции (ЭЛ) при варьировании поля позволило однозначно идентифицировать моды 2D плазмонов. Исследование интегральной интенсивности ЭЛ при разных уровнях возбуждения, а также вольт-амперных характеристик позволило определить эффективные температуры 2D электронов и плазмонов в зависимости от поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 18-02-00848).

- [1] T. Otsuji, et al., J. Phys.: Condens. Matter, 20, 384206 (2008).
- [2] K. Hirakawa, et al., Appl. Phys. Lett., 67, 2326 (1995).
- [3] V. Jakštas et al., Appl. Phys. Lett., 110, 202101 (2017).

### Образование электронных пар в низкоразмерных системах, обусловленное спин-орбитальной связью и силами изображения

**Махмудиан М.М.**<sup>1,2</sup>, Чаплик А.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-208

Показано, что два электрона, находящиеся в квантовой яме вблизи металлического электрода, притягиваются друг к другу за счет спин-орбитального взаимодействия (СОВ) типа Бычкова-Рашба и сил электростатического изображения. При вполне достижимых значениях характеристических параметров системы эффективное притяжение, вызванное СОВ, превалирует над кулоновским отталкиванием, и становится возможным образование биэлектрона. Теория эффекта особенно проста и наглядна для квантовой проволоки. Энергия связи электронной пары существенно увеличивается при приложении затворного напряжения соответствующей полярности.

Физическая картина обсуждаемого эффекта состоит в следующем. Как известно, в 2D электронной системе, асимметричной в направлении своей нормали, существует СОВ типа Бычкова-Рашба линейное по планарному импульсу. Это взаимодействие расщепляет дисперсию свободной частицы на две ветви  $E = p^2/2m \pm \alpha p$ , где p — модуль двумерного импульса, m — эффективная масса,  $\alpha$  — характерная для данной системы константа СОВ. Величина  $\alpha$  зависит от нормальной к

плоскости системы компоненты электрического поля  $\alpha = AF$ , где А не зависит от поля. В МДП - структуре требуемое нарушение центросимметричности обеспечивается присутствием металлического электрода. В системе двух электронов действующее на каждый из них полное нормальное поле F зависит от расстояния между частицами (см. рис.) и увеличивается с уменьшением р. Нижняя ветвь расщепленного спектра электрона имеет участок отрицательных значений Е, наиболее глубокое из которых соответствует петле экстремумов:  $E_{\rm min} = -m\alpha^2/2$ . Уменьшение р приводит к увеличению параметра α и, следовательно, к понижению энергии системы за счет СОВ, тогда как кулоновское отталкивание дает положительный вклад в



энергию, также растущий при уменьшении  $\rho$ . Если баланс окажется отрицательным, возникнет связанное состояние — биэлектрон. Очевидно, что соответствующий уровень энергии должен лежать ниже  $-m\alpha^2$  — суммарной минимальной энергии двух электронов на бесконечно большом расстоянии.

В работе вычислены значения энергии основного уровня электронной пары в МДП-структуре и в квантовой проволоке, расположенной вблизи металлического электрода.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 16-02-00565) и программы РАН (проект 0306 – 2018-0007).

# Энергетический спектр и оптическое поглощение в квантовой проволоке монослоя дихалькогенидов переходных металлов

Витлина Р.З.<sup>1</sup>, **Магарилл Л.И.**<sup>1,2</sup>, Чаплик А.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-209

Теоретически исследуется одночастичный спектр и оптическое поглощение в квантовой проволоке монослоя дихалькогенидов переходных металлов, то есть в прямолинейной полосе ширины *L*. Рассмотрение основано на минимальной двухзонной модели с гамильтонианом дираковского типа с учётом спинового расщепления, как в валентной зоне, так и в зоне проводимости [1-2]. При решении соответствующего волнового уравнения используется граничное условие на

спинорную. волновую функцию, обеспечивающее отсутствие тока, нормального к краям полосы [3-5]. законы дисперсии подзон размерного Найлены Показано существование состояний, квантования. возникающих вблизи краёв полосы. Соответствующие уровни энергии существуют при выполнении условия L > 2  $\gamma / \Delta$ , ( $\gamma$  – межзонная скорость,  $\Delta$  - ширина запрещённой зоны) и лежат в запрещенной зоне. С увеличением *L* эти уровни энергии при нулевом импульсе  $k_x$  ( $k_x$  – импульс вдоль полосы) стремятся к точкам внутри щели  $\pm (\lambda_v + \lambda_c)/2$ , где  $\lambda_c$ ,  $\lambda_v$  – параметры расщепления в зоне проводимости и в спинового валентной зоне в безграничном монослое. Зависимости энергии краевых состояний и состояний подзон от  $k_x$ Графики найдены в аналитическом виде. этих





Рис.1. – Размерно-квантованный спектр (показано по две подзоны в с- и v- зонах) и уровни краевых состояний для полосы с шириной L=20 A. Красные и синие линии соответствуют двум различным проекциям спина.

зависимостей приведены на рисунках для двух значений ширины полосы  $L_1=10$  A и  $L_2=100$  A. В первом случае расстояние между первой и второй подзонами размерного квантования больше, а во втором меньше спинового расщепления. Параметры материала соответствуют MoS<sub>2</sub>.

Кроме того, исследовано поглощение света круговой поляризации для переходов между подзонами валентной зоны и зоны проводимости, а также для переходов из краевого состояния в подзону зоны проводимости и из подзоны валентной зоны в краевое состояние.

Работа была поддержана РНФ (грант № 17-12-01039).

- [1] D.Xiao, G.-B.Liu et al., Phys.Rev.Lett., 108,196802 (2012).
- [2] A.Kormanyos et al., 2D Materials, 2, 022001 (2015).
- [3] M.V.Berry et al., Proc.R.Soc. Lond., A412, 53 (1987).
- [4] P.Recher et al., Phys.Rev.B, 76, 235404 (2007).
- [5] Fanyao Ou et al., Scientific Reports, [7:41044] (2017), DOI:10.1038/srep 41044.

## Спиновое расщепление нулевого уровня Ландау в системе однодолинных дираковских фермионов на основе HgTe

**Козлов Д.А.**<sup>1,2</sup>, Квон З.Д.<sup>1,2</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>1</sup>, Дворецкий С.А.<sup>1</sup>, Ziegler J.<sup>3</sup>, Weiss D.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup>Institute of Experimental and Applied Physics, University of Regensburg, 93053, Regensburg, Germany.

DOI 10.34077/Semicond2019-210

В системе однодолинных двумерных дираковских фермионов, формирующихся в квантовых ямах HgTe критической толщины 6.6 нм, исследовано поведение квантового эффекта Холла в магнитных полях до 5 Тл вблизи точки зарядовой нейтральности. Известно, что в системе такого типа величина циклотронной щели между соседними уровнями Ландау зависит от фактора заполнения, в то время как спиновые щели, определяемые эффектом Зеемана, не должны зависеть от фактора заполнения. В данной работе с помощью магнетотранспортных измерений, дополненных результатами емкостной спектроскопии, напрямую дающей информацию о плотности состояний, была проведена экспериментальная проверка этих предсказаний. Обнаружено, что выраженность минимумов продольного сопротивления и плато холловского сопротивления, связанных как с циклотронными, так и со спиновыми щелями, зависит от фактора заполнения. Более подробный анализ показал, что наименее выраженной спиновой щелью обладает щель при нулевом факторе заполнения. Предположено, что указанный факт связан не с величиной щели, а с зависимостью уширения уровней Ландау от положения уровня Ферми. Такая зависимость может быть обусловлена эффективностью экранирования электростатического беспорядка различной подвижными носителями за счет линейно зависящей от энергии Ферми и их плотности состояний. Показано, что в рамках этого предположения беспорядок будет максимальным в дираковской точке и спадать по мере удаления от нее, что качественно совпадает с наблюдаемым поведением. В дальнейшем полученную информацию можно использовать для улучшения качества исследуемых квантовых ям.



Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 18-72-00189.

Рис.1. Слева - зависимость емкости системы двумерных дираковских фермионов C от затворного напряжения  $V_g$  в диапазоне магнитных полей B от 0 до 3 Тл. При 3 Тл отчетливо виден минимум v=0 в дираковской точке. Справа - дифференциальная емкость dC в диапазоне магнитных полей до 1 Тл. Стрелками указаны минимумы емкости с соответствующими факторами заполнения.

## Расщепление Рашбы в асимметричных и симметричных структурах с квантовыми ямами на основе теллурида ртути

**Гудина С.В.**<sup>1</sup>, Неверов В.Н.<sup>1</sup>, Попов М.Р.<sup>1</sup>, Подгорных С.М.<sup>1</sup>, Шелушинина Н.Г.<sup>1</sup>, Якунин М.В.<sup>1</sup>, Дворецкий С.А.<sup>2</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

<sup>2</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

DOI 10.34077/Semicond2019-211

Важными факторами, способствующими большой величине спин-орбитального расщепления Рашбы [1] в квантовых ямах II-VI HgTe, являются малая величина энергетической щели и инвертированный тип зонной структуры в квантовых ямах (КЯ) с шириной слоя больше 6 нм, когда край зоны проводимости формируется р-состояниями зоны  $\Gamma_8$ , а не s-состояниями зоны  $\Gamma_6$ , как в традиционных гетеросистемах. Типичные значения энергии расщепления Рашбы, составляют от 17 мэВ [2] до 30 мэВ [3,4], что заметно больше, чем для узкощелевых систем III-V (3-5 мэВ).

Для определения параметров спин-орбитального расщепления Рашбы в КЯ наиболее интенсивно применяется исследование области квантующих магнитных полей для обнаружения и анализа биений осцилляций Шубникова-де Гааза (ШдГ). Слагаемое, ответственное за спинорбитальное расщепление Рашбы в законе дисперсии двумерной подзоны, в низшем порядке по  $k_{\parallel}$  (*kx*, *ky*, 0) для зон *s*- (зона  $\Gamma_6$ ) и *p*- типа (зона  $\Gamma_8$ ) получено в виде [5]:

$$\varepsilon_{\Gamma 6}^{SO} = \pm \langle \alpha E_z \rangle k_{\parallel}$$
 и  $\varepsilon_{\Gamma 8}^{SO} = \pm \langle \beta E_z \rangle k_{\parallel}^3$ 

(1)

где  $\alpha$  и  $\beta$  - коэффициенты спин-орбитальной связи,  $E_z$  - эффективное электрическое поле в направлении *z*. Исходя из разницы концентраций носителей,  $\Delta n$ , в спиновых подзонах, найденной из Фурье-спектров осцилляций ШдГ, имеется возможность экспериментального определения префакторов  $\langle \alpha E_z \rangle$  и  $\langle \beta E_z \rangle$  в формуле (1).

Мы исследовали серию образцов  $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_{1-y}Hg_yTe$  с шириной квантовой ямы 7 – 15 нм, симметрично (x=0; 0.11; y=0.78; 0.64) и асимметрично (x=0.15; 0.05; y=0.85; 0.53) легированных в барьере, концентрация носителей заряда  $n \approx 1.3 - 4\cdot10^{12}$  см<sup>-2</sup>. Самосогласованный расчет в приближении Хартри [6] показал, что один из асимметрично легированных образцов (15 нм) обладал инвертированной зонной структурой, тогда как другой (13 нм) – нормальным порядком зон, но в последней электронная подзона все же содержит заметную долю волновых функций р-типа. Из Фурье-анализа осцилляций магнитосопротивления было найдено, что параметр ( $\beta E_z$ ) = 2.5 (13 нм) и 5.8 (15 нм) 10<sup>19</sup> мэВ·см<sup>3</sup>, в асимметричных структурах, и < 0.6 · 10<sup>-19</sup> мэВ·см<sup>3</sup> в симметричных структурах. По значению параметра спин-орбитального взаимодействия, а также из магнитополевой зависимости величины полного спинового расщепления, полученной из анализа положения узлов биений осцилляций ШдГ, определены значения спин-орбитального расщепления на уровне Ферми, которые достигают 30 мэВ для асимметричных ям и 13 мэВ – для симметричных. Найденное нами большое значение расщепления Рашбы столь велико благодаря сочетанию сильной асимметрии квантовой ямы НgTe и высокой концентрации электронов.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» (Г.р. № АААА-А18-118020190098-5), при поддержке РФФИ: проекты №18-02-00172 и №18-32-00382 (эксперимент).

- [1] Y. A. Bychkov and E. I. Rashba, J. Phys. C 17, 6039 (1984).
- [2] X. C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner, et al., Phys. Rev. B 63, 245305 (2001).
- [3] Y. S. Gui, C. R. Becker, N. Dai, et al., Phys. Rev. B 70, 115328 (2004).
- [4] К. Э. Спирин, А.В. Иконников, А.А. Ластовкин и др., Письма в ЖЭТФ 92, 65 (2010).
- [5] R. Winkler, Phys. Rev. B 62, 4245 (2000).
- [6] Л.С. Бовкун, К.В. Маремьянин, А.В. Иконников, и др., ФТП 52, 1274 (2018).

## Ван-дер-ваальсовые наногетероструктуры на основе монохалькогенидов GaSe и InSe

**Шубина Т.В.**<sup>1</sup>, Беляев К.Г.<sup>1</sup>, Сорокин С.В.<sup>1</sup>, Авдиенко П.С.<sup>1</sup>, Рахлин М.В.<sup>1</sup>, Галимов А.И.<sup>1</sup>, Торопов А.А.<sup>1</sup>, Кириленко Д.А.<sup>1</sup>, Давыдов В.Ю.<sup>1</sup>, Смирнов А.Н.<sup>1</sup>, Седова И.В.<sup>1</sup>, Gil B.<sup>1,2</sup>, Иванов С.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26 <sup>2</sup> L2C, UMR 5221 CNRS-Université de Montpellier, F-34095, France

Ван-дер-ваальсовые гетероструктуры, активно изучаемые в последнее время [1], представляют собой, как правило, монослои 2D кристаллов, набираемые в стопку методом эксфолиации («скотч» технологией). Мы наногетероструктуры представляем на основе монохалькогенидных соединений GaSe и InSe, созданные ван-дер-ваальсовой разновидностью метода молекулярнопучковой эпитаксии [2]. В зависимости от ростовых параметров морфология сформированных структур может быть либо планарной, либо состоять ИЗ массива наноплателетов. Состав и политип выращенных образцов были установлены методом комбинационного рассеяния света. Интегральные спектры фотолюминесценции (ФЛ), измеренные при различных уровнях возбуждения в широком температурном диапазоне, показали экситонный характер излучения, близкий к наблюдаемому нами в пластинках, сколотых от качественных объемных кристаллов.

Наногетероструктуры на основе InSe представляют собой планарные вставки, обогащенные атомами In, в матрицах из Se-содержащих соединений A<sub>3</sub>B<sub>6</sub> и A<sub>2</sub>B<sub>6</sub>. Они демонстрируют ФЛ значительно выше по энергии, чем 1.3-эВ



DOI 10.34077/Semicond2019-212

излучение из объемных кристаллов InSe. В GaSe образцах наиболее яркая люминесценция наблюдалась в массивах наноплателетов. Исследование методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) выявили в таких структурах наличие вставок Ga<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> (рис. 1a). Вакансионноупорядоченное соединение Ga<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> имеет структуру сфалерита, где треть позиций галлия не заполнена и представляет собой структурные вакансии, формирующие супер-ячейку в направлении оси [011]. Спектроскопия микро-ФЛ таких образцов продемонстрировала наличие узких линий экситонной ФЛ на верхне-энергетическом краю спектра излучения, не наблюдавшихся ранее. Эти линии практически полностью линейно поляризованы (рис. 1b) с диаграммой направленности излучения в пределах  $\pm 20^{\circ}$ . Их принадлежность к прямозонным вставкам Ga<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> подтверждена измерениями микро-ФЛ с временным разрешением, показавшими характерные времена затухания в десятки нс.

В совокупности полученные данные впервые продемонстрировали возможность создания методом ван-дер-ваальсовой эпитаксии наногетероструктур на основе родственных халькогенидных соединений, таких как Ga<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> и GaSe, а также традиционных гетероструктур из разнородных соединений, обладающих уникальными оптическими свойствами.

[1] Novoselov K.S. et al., Science **343**, 461 (2016). [2] Сорокин С.В. и др., ФТП (2019) в печати.

## Пороговые энергии оже-рекомбинации в узкозонных квантовых ямах НgTe

Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Морозов С.В., Румянцев В.В.

ИФМ РАН, 603087, Нижегородская обл., Кстовский р-н, д. Афонино, ул. Академическая, 7

DOI 10.34077/Semicond2019-213

Лазеры на квантовых ямах (КЯ) HgTe являются одним из возможных кандидатов для работы в областях остаточных лучей GaAs и InP, в которых квантово каскадные лазеры на основе этих материалов не работают. Эта область соответствует интервалу энергий фотонов 25-50 мэB. В связи с этим встает вопрос о выборе оптимальных параметров КЯ и окружающих их барьеров для генерации излучения в этом диапазоне. Одним из основных препятствий для осуществления лазерной генерации

в этой области спектра является оже-рекомбинация [1]. Однако до настоящего времени не было проведено анализа зависимостей пороговых энергий оже-рекомбинации от параметров рассматриваемых структур.

В работе рассчитаны зависимости пороговых энергий оже-рекомбинации от температуры, параметров КЯ HgTe и окружающих их барьеров. Рассмотрены выращенные на плоскости (013) структуры с КЯ, энергия излучательного перехода в которых лежит в диапазоне 30–70 мэВ. Расчеты проведены в рамках трехзонной модели Кейна [2].

На рисунке 1 показаны вычисленные зависимости пороговой энергии от температуры для процессов ожерекомбинации с участием двух электронов и одной дырки (СНСС) и участием двух дырок и одного электрона (СННН) для структур с различным составом барьеров. Толщины НgTe КЯ были подобраны так, что их ширины запрещенных зон были одинаковы в структурах с разными барьерами. При рассмотрении СННН процесса предполагалось, что дырка уносящая энергию переходит в возбужденную подзону, поскольку пороговая энергия такого процесса минимальна для СННН процессов.



Из рисунка видно, что пороговые энергии для СНСС процесса слабо зависят от температуры, но существенно зависят от состава барьеров. Оптимальный состав барьеров для процессов СНСС в рассмотренных структурах близок к  $Cd_{0.6}Hg_{0.4}$ Te. В структурах с такими барьерами пороговая энергия СНСС процесса составляет около 30 мэВ. Пороговая энергия для СННН процессов сначала уменьшается с ростом температуры, обращается в ноль, а затем скачком увеличивается. Такая зависимость обусловлена тем, что при низких температурах ширина запрещенной зоны КЯ меньше, чем расстояние между дырочными подзонами в Г-точке. С ростом температуры ширина запрещенной зоны увеличивается быстрее, чем расстояние между дырочными подзонами. При их равенстве пороговая энергия обращается в ноль. При дальнейшем увеличении температуры пороговая энергия СННН процесса скачком увеличивается до энергий около 40 мэВ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №18-02-00362).

[1] K.O'Brien et al., Appl. Phys. Lett., 89, 051104 (2004).

[2] M.S.Zholudev et al., Nanoscale Res. Lett., 7, 534 (2012).

## Экспериментальное исследование «тёмных» осесимметричных плазменных мод в дисках двумерных электронов

Андреев И. В., Муравьев В. М., Загитова А. А., Гусихин П. А., Белянин В. Н., Губарев С. И., Фортунатов А. А., Кукушкин И. В.

ИФТТ РАН, 142432, г. Черноголовка Московской обл., ул. Академика Осипьяна, д. 2

DOI 10.34077/Semicond2019-214

Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах (ДЭС) являются гибким и удобным объектом для физических исследований, так как их частотой легко управлять, меняя концентрацию двумерных электронов в системе или прикладывая внешнее магнитное поле. Наиболее простой геометрией для наблюдения двумерных плазмонов является геометрия диска. Собственные плазменные моды в дискообразной ДЭС можно классифицировать [1, 2] при помощи пары волновых чисел (I; m). Радиальное волновое число  $I = 0, 1, 2 \dots$  отвечает числу узлов осцилляций электронной плотности вдоль радиуса диска, в то время как магнитное волновое число  $m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$  отвечает числу осцилляций электронной плотности по угловой координате, причём знак m связан с направлением распространения возбуждения (положительные m соответствуют объёмным, а отрицательные – краевым модам). Моды с m=0 имеют аксиальную симметрию, вследствие чего их дипольный и все мультиполные моменты равны нулю. По этой причине такие осесимметричные моды не излучают (являются «тёмными»).

В данной работе предложены две различные методики, позволившие впервые обнаружить и исследовать осесимметричные плазменные моды в ДЭС в виде диска, изготовленных на основе полупроводниковых гетероструктур GaAs/AlGaAs. Первая методика основана на ближнеполевом возбуждении плазмонов в диске в геометрии Корбино, когда возбуждающий СВЧ-сигнал прикладывается к маленькому дискообразному затвору в центре образца, а периметр диска ДЭС держится заземлённым. Вторая из предлагаемых методик не требует изготовления омических контактов к ДЭС и/или затворов, и основана на возмущении микроволнового электрического поля в волноводе при помощи внесённого в него диэлектрического дефекта, роль которого играл оптический световод из плавленого кварца.

В экспериментах [4, 5] были экспериментально исследованы дисперсия и магнитодисперсия осесимметричных мод, а также исследована ширина моды (1; 0) в сравнении с фундаментальной модой (0; 1). Установлено хорошее согласие экспериментальных данных с существующей теорией [3]. Показано, что ширина осесимметричной моды не имеет излучательного вклада, и может быть существенно меньше, чем ширина линии дипольных магнитоплазменных мод. Также была разработана и апробирована методика создания вблизи образца области локально неоднородного микроволнового электрического поля при помощи оптического световода, использовавшегося в качестве диэлектрического дефекта. Было установлено, что возмущение поля кварцевым световодом тем сильнее, чем меньше длина волны и меньше расстояние от образца до торца световода. Было показано, что релятивистские эффекты запаздывания для осесимметричных мод в дисках большого размера проявляются значительно слабее, чем для фундаментальной магнитоплазменной моды.

Работа выполнена в рамках госзадания ИФТТ РАН при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты 17-02-01140 и 18-02-00753).

- [1] D.C.Glattli et al., Phys. Rev. Lett. 54, 1710 (1985).
- [2] С.С. Назин и В.Б. Шикин, ФНТ 15, 277 (1989).
- [3] A.L.Fetter, Phys. Rev. B 33, 5221 (1986).
- [4] V.M. Muravev et al., Phys. Rev. B 96, 045421 (2017).
- [5] А.А. Загитова и др., Письма в ЖЭТФ 108, 478 (2018).

## Моделирование магнитотранспорта электронов в цилиндрической наномембране

**Багочюс Е.К.**, Воробьёв А.Б., Воробьёва Ю.С., Принц В.Я. ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

#### DOI 10.34077/Semicond2019-215

Прогресс полупроводниковой технологии сделал возможным изготовление трёхмерных тонкоплёночных наномембран сложной геометрии – трубок и спиралей, содержащих двумерный электронный газ (ДЭГ) [1]. Транспорт ДЭГ в стенках наномембран, помещённых в однородное внешнее магнитное поле, физически эквивалентен транспорту плоского ДЭГ в неоднородном магнитном поле. Уменьшение радиуса кривизны наномембраны увеличивает градиент эффективного магнитного поля, управляющего транспортом ДЭГ в ней. При радиусе кривизны 1 мкм в поле 1 Тл градиент превышает 10000 Тл/см. Сильный градиент магнитного поля приводит к особенностям в магнитотранспорте ДЭГ уже в классических магнитных полях. Один из наиболее ярких магнитотранспортных эффектов в градиентном магнитном поле – статический скин-эффект– был предсказан теоретически [2]. Позднее было обнаружено его экспериментальное проявление гигантская асимметрия продольного сопротивления [3]. Неплоские двумерные системы достаточно сложны для теоретического описания, лишь немногие задачи в них допускают аналитическое решение, поэтому важно иметь возможность моделирования магнитотранспортных процессов в сложной геометрии. В данной неплоских двумерных системах работе для расчета магнитотранспортных эффектов в тонких пленках был применен вычислительный пакет Sentaurus ТСАД. До сих пор магнитные эффекты в Sentaurus TCAD рассчитывались только для кремниевых планарных структур [4]. В данной работе моделировались магнитотранспортные эффекты в изогнутой тонкой пленке с высокой подвижностью электронов. Рассчитаны зависимости продольного R<sub>xx</sub>(B) и холловского R<sub>xy</sub>(B) сопротивлений для электронного газа в цилиндрической наномембране при различных направлениях внешнего магнитного поля. Результаты расчётов количественно воспроизводят наиболее существенные отличия магнитотранспортных характеристик

ДЭГ на цилиндрической поверхности от характеристик плоского ДЭГ – сильную асимметрию продольного сопротивления: R<sub>xx</sub> быстро зануляется с ростом магнитного поля при одной его полярности и стремится к линейной зависимости при другой полярности. Показано, что в градиентном магнитном поле ток локализуется у одного из краёв изогнутого холловского мостика (в зависимости от знака градиента). Расчёты распределения электростатического потенциала и плотности тока визуализируют сильную неоднородность тока в цилиндрической наномембране во внешнем однородном магнитном поле и позволяют оценить характерную зависящую ширину токовых каналов, ОТ подвижности электронов и величины градиента магнитного поля.



Работа поддержана грантом РФФИ № 17-02-01218.

- [1] V.Ya. Prinz et al., Physica E 6, 828 (2000).
- [2] A. V. Chaplik, JETP Lett. 72, 503(2000).
- [3] A. B. Vorob'ev et al., Phys. Rev. B 75, 205309 (2007).

[4] M.-A. Paun et al., International Journal of microelectronics and computer science 2, 140 (2011).

### Вакансионы в двумерном вигнеровском кристалле Бисти В.Е.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-216

Интерес к двумерным сильно коррелированным системам многие годы держится на высоком уровне. Экспериментальные методы исследования все время расширяются. В работе [1] для изучения эффектов перенормировки энергии не только на уровне Ферми, но и во всей области спектра двумерных электронов использовался метод анализа спектров излучательной рекомбинации электронов. Изучались спектры низкотемпературной люминесценции двумерного электронного газа в гетеропереходе MgZnO/ZnO, в которых 2D электроны рекомбинируют с локализованными фотовозбужденными дырками валентной зоны. Ширина полосы люминесценции связывалась авторами с перенормированным значением массы оптической плотности состояний. Определенная таким образом масса изменялась от 0.6 до 0.3  $m_{\theta}$  (0.3 $m_{\theta}$  - значение эффективной массы для для ZnO в объеме) при изменении параметра  $r_s$  от 6.5 до 2.4 ( $r_s = (\pi n_s^{-1/2}/a_B, n_s - n_s)$  плотность двумерных электронов, *а*<sub>*B*</sub>- эффективный боровский радиус для параметров ZnO). В магнитном поле отчетливо видны линии люминесценции для отдельных уровней Ландау, что позволяет утверждать существование квазидырок как хорошо определенных квазичастиц для всех значений энергии. При рассматриваемых промежуточных значениях параметра *r<sub>s</sub>* многочастичная задача не имеет корректного теоретического описания, как для основного состояния, так и для возбуждений. Основное состояние двумерной электронной системы в зависимости от  $r_s$  может рассматриваться как электронный газ, электронная Ферми-жидкость или Вигнеровский кристалл. Электроны при низких плотностях образуют треугольную решетку, а спиновое состояние системы может быть либо ферромагнитным, либо спиновым стеклом. Для кристаллизации в идеальной системе электронная плотность должна быть очень низкой -  $r_s=37$ , однако при учете примесей вычисленное значение  $r_s$ перехода жидкость-кристалл сдвигается до более реалистичного значения  $r_s=7$  [2], что дает возможность рассмотреть квазидырки как возбуждения в Вигнеровском кристалле. Как впервые было предложено и рассмотрено в работе [3], при достаточно низких температурах дефекты в кристалле (вакансии или примеси) трансформируются в делокализованные возбуждения, благодаря туннелированию свободно перемещающиеся по кристаллу. Делокализованные дефекты в кристалле можно рассматривать как квазичастицы и классифицировать по значению квазиимпульса k. Вакансион - возбуждение Вигнеровского кристалла, при котором из системы удаляется один электрон. Энергия вакансиона E(k) принимает значения внутри зоны шириной D, пропорциональной вероятности туннелирования вакансии. Ширина D соответствует ширине полосы фотолюминесценции, исследуемой в работе [1].

Анализ формы полосы люминесценции и зависимости ширины полосы от *r<sub>s</sub>* для гетероперехода MgZnO/ZnO при низких плотностях 2D электронов позволяет рассматривать 2DES как Вигнеровский кристалл, а образующуюся в процессе фотолюминесценции "квазидырку" как вакансион.

[1] V.V. Solovyev and I.V. Kukushkin, Phys. Rev. В 96, 115131 (2017). [2] S.T. Chui and B. Tanatar, Phys. Rev. В 74, 458 (1995). [3] А.Ф. Андреев, И.М. Лифшиц. ЖЭТФ 56, 2057 (1969).
## Кулоновское увлечение непрямых экситонов в двумерной экситонэлектронной системе

**Боев М.В.**<sup>1</sup>, Ковалев В.М.<sup>1,2</sup>, Савенко И.Г.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск,

пр. К.Маркса, 20

<sup>3</sup>Center for Theoretical Physics of Complex Systems, Institute for Basic Science, Daejeon, Republic of Korea

DOI 10.34077/Semicond2019-217

Теоретические и экспериментальные исследования явления кулоновского увлечения носителей заряда электрическим током получили широкое развитие в последние десятилетия [1]. Природа данного эффекта заключается в передаче импульса и энергии частиц одной (активной) подсистемы частицам другой (пассивной) посредством кулоновского взаимодействия или, иными словами, в наличии эффективного трения между двумя подсистемами. Фундаментальный интерес к данному эффекту связан с возможностью извлечения из транспортных характеристик информации о свойствах элементарных возбуждений в обеих подсистемах, а также о характере их взаимодействия. На сегодняшний день в мировой литературе эффект кулоновского увлечения в системах, содержащих частицы, подчиняющиеся как Ферми-, так и Бозе-статистике, слабо изучен. В данном направлении следует отметить две работы [2], в которых рассмотрен эффект увлечения в экситон-электронной системе, однако, вклад экситонной подсистемы в экранирование межслоевого взаимодействия не был учтен.

В настоящей работе [3] представлена теория эффекта кулоновского увлечения непрямых экситонов электрическим током. Рассматривается следующая система: под двумерным электронным газом на некотором расстоянии располагается двойная квантовая яма, содержащая непрямые экситоны. Ключевым параметром рассмотренного эффекта выступает кросс-подвижность, определяемая как коэффициент пропорциональности между дрейфовой скоростью экситонов и электрическим полем в электронном слое. В рамках теории линейного отклика кросс-подвижность является корреляционной функцией «экситонный поток – электрический ток», и для ее вычисления удобно использовать диаграммную технику температурных функций Грина. Данный подход позволяет единообразно рассмотреть как квазибаллистический режим транспорта, так и диффузионный. На основе построенной теории можно заключить, что, во-первых, вклад экситонэкситонного отталкивания в экранирование экситон-электронного взаимодействия необходимо учитывать, т.к. данный вклад существенно модифицирует температурную зависимость кроссподвижности при увлечении экситонного газа в нормальном состоянии. Кроме того, в случае низкой температуры в режиме Бозе-конденсата экситонной подсистемы учет экситон-экситонного взаимодействия проявляется в виде сильного отклика экситонной подсистемы на частотах и импульсах, соответствующих собственным модам колебаний плотности экситонного Бозеконденсата. Во-вторых, при низкой температуре ожидается значительный рост величины кросспроводимости, что обусловлено слабым влиянием примесного рассеяния на транспортные характеристики экситонного Бозе-конденсата.

Работа выполнена при поддержке РНФ №17-12-01039 и Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» №17-15-526-1.

B.N. Narozhny, A. Levchenko, Rev. Mod. Phys., 88, 025003 (2016).
 Yu.E. Lozovik, M.V. Nikitkov, JETP, 84, 612 (1997); JETP, 89, 775 (1999).
 M. V. Boev, V. M. Kovalev, I. G. Savenko, arXiv:1902.09721

## Отрицательная поляризуемость двумерных электронов в квантовых ямах HgTe

Алёшкин В.Я.<sup>1,2</sup>, **Германенко А.В.**<sup>3</sup>, Миньков Г.М.<sup>3,4</sup>, Шерстобитов А.А.<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup>ИФМ РАН, 603087, Афонино, ул. Академическая, 7

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

<sup>3</sup>Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

 ${}^{4}$ ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 19

DOI 10.34077/Semicond2019-218

Известно, что электроны, занимающие нижнюю подзону размерного квантования в квантовых ямах полупроводников с нормальной зонной структурой обладают положительной поляризуемостью по отношению к электрическому полю **E**, направленному по нормали к квантовой яме. Это определяется тем, что электрон в квантовой яме GaAs/AlAs под воздействием электрического поля смещается в сторону действующей со стороны электрического поля силы  $\mathbf{F} = -e\mathbf{E}$  (рис. 1a).

В данной работе исследована поляризуемость электронов в квантовых ямах HgTe/CdTe. Расчеты проводились в четырехзонной модели Кейна с учетом деформационных эффектов и

понижения симметрии на гетеро границах. Показано, что электроны, находящиеся в нижней подзоне размерного квантования в квантовых ямах HgTe/CdTe под действием электрического поля смещается в направлении противоположном действующей силе (рис. 1b). Такое поведение приводит к тому, что электронный газ в квантовых ямах HgTe/CdTe обладает отрицательной поляризуемостью в широком диапазоне концентраций электронов.

Аномальный знак поляризуемости наблюдается и в тех случаях, когда квантовая яма формируется твердым раствором HgCdTe. Однако по мере увеличения доли кадмия в квантовой яме поляризуемость увеличивается и становится положительной при доле кадмия более 16.8%. Это



Рис.1. – Распределение электронной плотности в z-направлении вблизи дна зоны проводимости в квантовых ямах GaAs/AlAs и HgTe/CdTe при наличии и в отсутствие электрического поля.

значение соответствует концентрации, при которой спектр объемного материала трансформируется из бесщелевого в щелевой, а зоной проводимости становится зона  $\Gamma_6$ . Поскольку с увеличением доли кадмия в квантовой яме уменьшается вклад состояний зоны  $\Gamma_8$  в волновые функции электронов зоны проводимости, то можно сделать вывод об определяющей роли состояний зоны  $\Gamma_8$  в аномальном поведении поляризуемости электронного газа в квантовой яме HgTe/CdTe.

В работе сделана оценка влияния поляризуемости электронного газа на диэлектрическую проницаемость квантовой ямы. Показано, что отрицательная поляризуемость двумерных электронов может уменьшить диэлектрическую проницаемость на величину до 15 процентов. Отрицательная поляризуемость может быть обнаружена при исследованиях эффекта Керра и/или Поккельса, а также она может проявляться в емкостных экспериментах, выполненных на гетероструктурах HgTe/CdTe с полевым электродом.

Работа выполнена в рамках госзадания по теме «Электрон» (№ АААА-А18-118020190098-5) при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-02-00050), Минобрнауки (проект № 3.9534.2017/8.9) и Программы повышения конкурентоспособности УрФУ (соглашение № 02. А03.21.0006).

### Вклад от обменного электрон-электронного взаимодействия в проводимость структур InGaAs/GaAs с одиночными и двойными квантовыми ямами

Гудина С.В., Арапов Ю.Г., Неверов В.Н., Савельев А.П., Подгорных С.М., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В.

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

В работе представлены результаты исследования 2D структур с одиночной (SQW) и двойной (DQW) квантовыми ямами InGaAs, которые проявляют ярко выраженный диэлектрический  $d\rho/dT$ < 0 тип проводимости в широком диапазоне температур T = (10÷60) К в условиях промежуточного и баллистического  $k_B T \tau / h >> 1$  ( $\tau$  - время свободного пробега) режимов. Показано, что такое поведение связано с температурной зависимостью подвижности и носителей заряда (рис.1). Существует хорошее качественное и количественное согласие экспериментально наблюдаемого поведения 2D вклада  $\delta \sigma(T)$ В проводимость системы с



рассчитанным в [1] квантовыми поправками от электрон-электронного (e-e) взаимодействия. Выражения [1] однозначно определяют знак производной  $d(\delta\sigma^{ee}(T))/dT$  в широком температурном интервале от (10-20) К до (45-65) К для исследуемых образцов. Вклад имеет противоположные знаки: «металлический» характер,  $d(\delta\sigma^{ee}(T))/dT < 0$ , при преобладании вклада Хартри и «диэлектрический»,  $d(\delta\sigma^{ee}(T))/dT > 0$ , при преобладании обменной части. Мы обнаружили, что конкретный тип поведения  $\delta\sigma(T)$  для данного вещества зависит только от значения концентрации носителей заряда.

Кроме того, ряд факторов позволил четко наблюдать диэлектрическое поведение сопротивления в соответствующей области квантовых поправок от е-е взаимодействия в баллистическом режиме, с преобладающей ролью обменного вклада: (1) выбор вещества InGaAs, подходящего по микроскопическим параметрам (эффективная масса *m*, диэлектрическая постоянная  $\kappa$ ), так что концентрация перехода от металлического поведения  $\delta\sigma(T)$  к диэлектрическому,  $N_{cross}$ =1.1  $\cdot 10^{11}$  cm<sup>-2</sup>, находится во вполне достижимой экспериментально области значений; (2) удачный набор концентраций электронов в исследуемых системах позволил наблюдать переход от диэлектрического типа зависимости к металлической в двух подзонах размерного квантования в двойных туннельно-связанных квантовых ямах:  $n > N_{cross}$  для подзоны симметричных (S) состояний и  $n < N_{cross}$  для подзоны асимметричных; (3) в отличие от GaAs, преимущественно короткодействующий потенциал рассеяния – сплавное рассеяние электронов на атомах In как примесях замещения.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» (Г.р. № АААА-А18-118020190098-5), при поддержке РФФИ: проекты №18-02-00172 и №18-32-00382 (эксперимент).

[1] Zala G., Narozhny B.N., and Aleiner I.L. Phys. Rev. B 64 214204 (2001).

## АС и DC проводимость в структуре n-GaAs/AlAs с широкой квантовой ямой в сильных магнитных полях

Дмитриев А.А.<sup>1</sup>, Дричко И.Л.<sup>2</sup>, Смирнов И.Ю.<sup>2</sup>, Быков А.А.<sup>3</sup>, Бакаров А.К.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49 <sup>2</sup> ФТИ им. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

<sup>3</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

#### DOI 10.34077/Semicond2019-220

В широкой квантовой яме кулоновское расталкивание электронов приводит к формированию двухслойной электронной системы. Её энергетический спектр состоит из симметричной (S) и антисимметричной (AS) подзон, разделённых щелью  $\Delta_{SAS}$ . В таких системах подробно изучены межподзонные переходы, проявляющиеся в виде осцилляций проводимости в малых магнитных полях (до ~2 Тл) [1]. Данное исследование сосредоточено на влиянии двухподзонного спектра на проводимость в сильных магнитных полях.

В работе изучается AC и DC проводимость в структуре с широкой (46 нм) квантовой ямой GaAs, с барьерами из сверхрешёток AlAs/GaAs. Измерения DC-проводимости проводились на холловских мостиках в магнитных полях до 14 Тл при T = (2.2-4.2) К. Для исследования AC-проводимости  $\sigma_{xx}^{AC} = \sigma_1 - i\sigma_2$  применялись две бесконтактные высокочастотные методики: акустическая, позволяющая определять  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  на частотах от 30 до 250 МГц, и микроволновая – с её помощью можно расширить частотный диапазон до 1200 МГц. Измерения обеими методиками проводились в магнитных полях до 8 Тл при T = (1.7-4.2) К.

Измерения на постоянном токе: холловская проводимость  $\sigma_{xy}$  демонстрирует плато целочисленного квантового эффекта Холла, из которых были определены факторы заполнения уровней Ландау (v = 3, 4, 5, 6, 8) и суммарная концентрация носителей  $n = 8.3 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Диагональная проводимость  $\sigma_{xx}$  в зависимости от магнитного поля осциллирует, при этом наблюдается необычная картина: возникают три серии осцилляций  $\sigma_{xx}$ , различающихся амплитудой, тогда как обычно таких серий две. Для объяснения этого факта была построена энергетическая диаграмма двухподзонной схемы с использованием  $\Delta_{SAS} = 1.5$  мэВ, определенной нами из межподзонных переходов на этом же образце. Оказалось, что в режиме активационной проводимости существует три типа энергий активации, определяющихся переходами: (1) между уровнем Ландау (N-1) АS-подзоны и уровнем Ландау N S-подзоны, это глубокие осцилляции с v = 4N; (2) переходы между уровнями Ландау N Sподзоны и N AS-подзоны, это мелкие осцилляции с v = 4N + 2; и, наконец, (3) переходы между расщеплёнными по спину энергиями S и AS-подзон, это осцилляции с v = 4N + 1 и v = 4N + 3, где N – номер уровня Ландау. Энергии активации проводимости в их минимумах хорошо качественно объясняются построенной энергетической диаграммой.

Высокочастотные измерения: чтобы определить механизмы проводимости в структуре в сильных магнитных полях, мы исследовали AC-проводимость. В максимумах осцилляций проводимость не зависит от частоты, что характерно для проводимости по делокализованным состояниям. В минимумах осцилляций носители заряда локализованы, механизм AC-проводимости становится прыжковым, характеризующимся частотной зависимостью. Её можно аппроксимировать степенным законом, причем степень оказывается тем больше, чем сильнее локализация. Для этого механизма характерно и соотношение  $\sigma_2 > \sigma_1$ , наблюдаемое в эксперименте.

Работа поддержана грантом РФФИ №19-02-00124а.

[1] W. Mayer et al, Phys. Rev. B 93, 115309 (2016).

## Спиновое расщепление поверхностных состояний в 20 нм HgTe квантовой яме

Добрецова А.А.<sup>1,2</sup>, Квон З.Д.<sup>1,2</sup>, Криштопенко С.С.<sup>3,4</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>1</sup>, Дворецкий С.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>4</sup>Laboratoire Charles Coulumb, UMR CNRS 5221, University of Monpollier, 34095, Monpillier, France

DOI 10.34077/Semicond2019-221

Поверхностные состояния в пленках трехмерного топологического изолятора, как известно, демонстрируют значительное Рашба-подобное спиновое расщепление, которое обусловлено разницей в электрических потенциалах двух поверхностей пленки [1]. Такое спиновое расщепление было впервые обнаружено в квантовых ямах  $Bi_2Se_3$  [2] — обычном трехмерным топологическом изоляторе с дираковскими поверхностными состояниями. Спиновое расщепление также наблюдается для поверхностных состояний в квантовых ямах на основе HgTe и естественно связано со спиновым расщеплением подзоны  $H_1$ . В ранних экспериментальных работах для 12 - 21 нм широких HgTe ям [3] большое спиновое расщепление подзоны  $H_1$  объяснялось расщеплением Рашбы в двухмерных системах, усиленное узкой щелью, большим спин-орбитальным взаимодействием и природой тяжелых-дырок подзоны  $H_1$ . Последнее, однако, противоречит тому обстоятельству, что спиновое расщепление остальных подзон зоны тяжелых

дырок *H*<sub>2</sub>, *H*<sub>3</sub> и т. д. значительно меньше.

В настоящей работе [4] мы исследовали спиновое расщепление зоны проводимости 20-22 нм НgTe квантовых ям с асимметричным профилем, варьируемым напряжением на верхнем затворе. Картина биений в осцилляциях Шубникова — де Гааза, обнаруженная во всех образцах при приложенном затворном напряжении, указывает на два типа электронов с различными концентрациями на уровне Ферми, возникающих вследствие Рашба-подобного спинового расщепления первой подзоны проводимости Н<sub>1</sub>. Разность двух концентраций  $\Delta N_s$ как функция затворного напряжения предложенной качественно объясняется упрощенной электростатической моделью поверхностных состояний, локализованных на гетерограницах квантовых ям (см. рис. 1).



Рис.1. Разность концентраций поверхностных электронов  $\Delta Ns = на$  верхней и нижней границах ямы в зависимости от полной концентрации Ns. Красные точки - экспериментальные данные, зеленая линия - расчет в рамках "игрушечной" электростатической модели, синяя линия самосогласованное решение уравнения Пуассона и Шрёдингера с 8-зонным гамильтонианом Кейна.

Экспериментальные значения  $\Delta N_s$  также находятся в хорошем количественном согласии с самосогласованными расчетами уравнений Пуассона и Шредингера с восьмизонным **kp** гамильтонианом. Полученные результаты наглядно демонстрируют, что большое спиновое расщепление первой подзоны проводимости обусловлено поверхностной природой состояний  $H_1$ .

[1] W.-Y. Shan et al., New J. Phys. 12, 043048 (2010).

[2] H. Zhang et al., Nat. Phys. 5, 438 (2009).

[3] X.C. Zhang et al., Phys. Rev. B 63, 245305 (2001); Y.S. Gui et al., Phys. Rev. B 70, 115328 (2004); K.E. Spirin et al., JETP Lett. 92, 63 (2010).

[4] A.A. Dobretsova et al., Low Temp. Phys. 45, 185 (2019).

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ул. Академическая, 7

### Индуцированные магнитным полем переходы между двухслойными и однослойными состояниями электронных систем в широких квантовых ямах

Дорожкин С.И.<sup>1</sup>, Капустин А.А.<sup>1</sup>, Федоров И.Б.<sup>1</sup>, Umansky V.<sup>2</sup>, Smet J.H.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики твердого тела РАН, 142432, Черноголовка, ул. Ак. Осипьяна,2

<sup>2</sup> Department of Physics, Weizmann Institute of Science, 76100 Rehovot, Israel

<sup>3</sup> Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Heisenbergstr.1, D-70569 Stuttgart, Germany

DOI 10.34077/Semicond2019-222

При помощи модифицированной емкостной методики [1] исследована сжимаемость двухслойных (двухподзонных) электронных систем (ЭС), создаваемых в широких асимметричных квантовых ямах GaAs шириной 60 и 50 нм, помещенных между двумя затворами. Установлено, что в слабых магнитных полях в емкостях, измеренных между ЭС и затворами, доминируют сигналы,

co сжимаемостью слоя. ближайшего связанные соответствующему затвору. Обнаружено, что сильное магнитное поле стимулирует переходы таких систем в однослойные состояния при заполнении электронами двух и одного спиновых подуровня Ландау с возникновением соответствующих состояний квантового эффекта Холла. Такие переходы происходят независимо от заполнения разных слоев в нулевом магнитном поле. В квантовой яме шириной 60 HM при развертке магнитного поля наблюдалась серия переходов между несжимаемыми состояниями с факторами заполнения  $v_1 = 2$  и 1 в слое с большей плотностью электронов и такими же факторами заполнения *v* во всей системе. В квантовой яме шириной 50 нм электронная система переходит в однослойное состояние при значении полного фактора заполнения v = 2 и остается в таком состоянии при меньших факторах (рис.1(а)), демонстрируя, частности. заполнения в состояния дробного квантового эффекта Холла на факторах заполнения 5/3 и 4/3. Для исследованной геометрии выполнены вычисления особенностей в емкости, обусловленных квантовыми особенностями в сжимаемости электронной системы и ее отдельных слоев. Установлено, что наблюдение одинаковых особенностей в нормированных значениях емкостей между ДЭС И разными затворами, как это наблюдается на рис.1 в магнитных полях, свидетельствует сильных об однослойном характере электронной системы. Небольшой вертикали дополнительный сдвиг по (см. рис.1).



– Зависимости емкостей, Puc.1. измеренных при температурах 0.5 К (a) и 3 K (b) между электронной системой, помещенной в асимметричную квантовую яму GaAs шириной 50 нм, и верхним (черные линии,  $C_{FG}$ ) и нижним (красные линии,  $C_{BG}^{sh}$ ) затворами. Емкости показаны нормированными на значения в нулевом магнитном Красные поле. кривые дополнительно сдвинуты no вертикали, до совпадения кривых  $C_{BG}^{sh}$  и  $C_{FG}$  в сильных магнитных полях.

необходимый для совмещения в сильных магнитных полях нормированных емкостных кривых, измеренных с разных затворов, по-видимому, отражает перераспределение электронов вдоль оси роста гетероструктуры при формировании однослойной системы.

[1] S.I. Dorozhkin et al., Journ.of Appl. Phys., 123, 084301 (2018).

### Влияние двухподзонного энергетического спектра на проводимость n-GaAs/AlGaAs с широкой квантовой ямой

**Дричко И.Л.**<sup>1</sup>, Смирнов И.Ю.<sup>1</sup>, Нестоклон М.О.<sup>1</sup>, Суслов А.В.<sup>2</sup>, Kamburov D.,<sup>3</sup> Baldwin K.W.,<sup>3</sup> Pfeiffer L.N.,<sup>3</sup> West K.W.,<sup>3</sup> Голуб Л.Е.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

<sup>3</sup>Department of Electrical Engineering, Princeton University, Princeton, New Jersey 08544, USA

DOI 10.34077/Semicond2019-223

Объектами исследования в настоящей работе являются многослойные структуры n-GaAlAs/GaAs/GaAlAs с широкой (75 нм) квантовой ямой (КЯ) GaAs и подвижностью электронов  $\mu$ =2.2×10<sup>7</sup> см<sup>2</sup>/Вс и концентрацией n=1.4×10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup> (при T=0.3 К). Измерения проводились бесконтактными акустическими методами в области частот поверхностных акустических волн (ПАВ) 30-307 МГц, температур 20-500 мК и магнитных полей *B* до 18 Тл.

В структурах с широкой КЯ электроны под влиянием электростатического отталкивания прижимаются к границам ямы, образуя двухслойную структуру. Наличие 2-х взаимодействующих слоев приводит к электронному спектру, состоящему из 2-х подзон с симметричной (S) и антисимметричной (AS) волновыми функциями. Энергетическая щель между этими подзонами  $\Delta_{SAS}$  определяется взаимодействием между слоями: чем меньше взаимодействие, тем меньше  $\Delta_{SAS}$ . Наличие 2-х подзон приводит к возникновению резонансного рассеяния в малых магнитных полях, связанного с межподзонными переходами, которые возникают при выполнении условия  $\Delta_{SAS}/\hbar\omega_c=k$ , где *k*-целое число. Этот эффект проявляется в возникновению осцилляций проводимости, эквидистантных по 1/*B*. Эти осцилляции и наблюдались в нашем эксперименте в полях  $B_{\perp}<0.3$  Тл, причем анализ положения их минимумов от 1/*B* дал возможность определить  $\Delta_{SAS}=0.42$  мэВ [1].

В структурах с одной зоной при изменении магнитного поля наблюдаются обычно 2 серии осцилляций Шубникова-де Гааза (Ш-дГ), связанных с орбитальным и спиновым расщеплением уровней Ландау. Однако, в исследуемой структуре в области магнитных полей  $0.5T_{\Lambda} < B_{\perp} < 1.5T_{\Lambda}$  наблюдается 4 серии осцилляций Ш-дГ. Этот факт можно объяснить двухподзонной энергетической схемой, характерной для электронов в широкой КЯ в области активационной проводимости: 1-ая серия осцилляций связана с переходами электронов с уровней Ландау AS подзоны на уровни S подзоны с разными номерами, 2–ая с переходами с уровней S подзоны на уровни AS подзоны с одинаковыми номерами, а 3 и 4 серия – со спиновым расщеплением S и AS подзон. Для проверки были исследованы зависимости амплитуд осцилляций проводимости от угла наклона магнитного поля относительно нормали к поверхности структуры  $\Theta$  при T=310 мК. Оказалось, что при некоторых  $\Theta$  минимумы в проводимости для некоторых серий осцилляций сменяются максимумами. Обычно этот эффект возникает при пересечении уровней Ландау на уровне Ферми.

Была развита теория, которая показала, что пересечения уровней Ландау из разных подзон могут быть связаны не только с изменением щели  $\Delta_{SAS}$  [2] от  $B_{\parallel}$ , которая очень мало меняется в изучаемой структуре, но и с различной зависимостью циклотронных энергий в S и AS подзонах от  $B_{\parallel}$  в области  $B_{\parallel} = 0...2$  Tл, причем циклотронная энергия в S подзоне уменьшается, а в AS подзоне увеличивается с ростом  $B_{\parallel}$ . Была определена величина g-фактора, которая являлась подгоночным параметром при сопоставлении теории и эксперимента. Работа подтверждает влияние двухподзонной энергетической схемы на картину осцилляций Ш-дГ даже при малой энергии  $\Delta_{SAS}=0.42$  мэВ.

[1] I.L. Drichko et al., Phys Rev. B, **97**, 075427(2018). [2] A.A. Bykov et al., Phys Rev. B, **93**, 115309 (2016).

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, FL 32310, USA

### Плазменные колебания в 2D электронной системе с затвором в виде полосы

**Заболотных А.А.**<sup>1,2</sup>, Волков В.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7 <sup>2</sup> Московский физико-технический институт, 141700, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., 9

#### DOI 10.34077/Semicond2019-224

Плазменные колебания (или плазмоны) в двумерных (2D) электронных системах (ЭС) изучаются уже 50 лет. В отличие от плазмонов в 3D системах спектр 2D плазмонов является бесщелевым, а частота плазмонов сильно зависит от 2D волнового вектора *q*. Если неограниченная 2D ЭС окружена диэлектриком с проницаемостью к, то зависимость частоты от волнового вектора корневая [1]. Если вблизи 2D ЭС находится неограниченный металлический затвор, то закон дисперсии смягчается и становится линейным [2], а сами плазмоны называют экранированными, т.к. затвор «экранирует» кулоновское взаимодействие между электронами в 2D ЭС.

Расчет спектра плазмонов в ограниченных 2D ЭС, как правило, весьма сложен из-за нелокальности кулоновского взаимодействия 2D электронов. Даже в простейших геометриях (полуплоскость, полоса) задача сводится к решению интегрального уравнения, которое обычно решается либо численно, либо с помощью плохо контролируемых приближений (без малых параметров).

В данной работе найден спектр плазмонов в бесконечной 2D ЭС, вблизи которой находится металлический затвор в виде полосы конечной ширины  $L_x$  [3]. Считалось, что напряжение на затворе отсутствует, т.е. 2D ЭС является однородной. Оказалось, что задача допускает аналитическое решение, если использовать два предположения: 1) частота искомых плазмонных мод мала по сравнению с частотой «объёмных» плазмонов в 2D ЭС вдали от затвора для того же q; 2) расстояние d между 2D ЭС и затвором мало по сравнению с 1/q и шириной затвора  $L_x$ .

Получено, что в такой системе существуют плазменные моды, локализованные около затвора и распространяющиеся вдоль него. Частота мод определяется волновым вектором вдоль затвора  $q_y$ , а также номером моды N=0,1,2,..., который соответствует числу нулей плотности заряда поперек затвора. Существование возбуждённых мод N=1,2,... было известно из численных расчётов, однако основная мода N=0 получена впервые. Эта мода, в отличие от возбужденных мод, является бесщелевой и в длинноволновом пределе ( $qL_x \ll 1$ ) обладает необычным (для плазмонов в 2D ЭС с затвором) корневым законом дисперсии:

$$\omega_{N=0}(q) = \sqrt{\frac{8\pi e^2 nd}{m\kappa}} \frac{|q_y|}{L_x},\tag{1}$$

где *е*, *m*, *n* -- заряд, эффективная масса и концентрация электронов в 2D ЭС.

В конце отметим, что недавно было доложено [4] о возможном экспериментальном обнаружении предсказанной теоретически моды N=0.

Работа поддержана грантом РФФИ № 17-02-01226.

[1] F. Stern, Phys. Rev. Lett. 18, 546 (1967).

[2] А.В. Чаплик, ЖЭТФ, 62, 746 (1972).

[3] A.A. Zabolotnykh and V.A. Volkov, arXiv:1812.10693 (2018).

[4] И.В.Андреев, В.М. Муравьев, П.А. Гусихин, И.В. Кукушкин, Труды XXIII Международного симпозиума Нанофизикаи наноэлектроника, т.2, с.589 (2019).

## Исследование кулоновских корреляций в ДЭС на основе ZnO Кайсин Б.Д., Ваньков А.Б., Кукушкин И.В.

ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, М.О., ул. Ак. Осипьяна, 2

#### DOI 10.34077/Semicond2019-225

В последние 10 лет широкое внимание привлекли к себе высококачественные гетероструктуры на основе ZnO. Данные структуры обладают большой эффективной массой двумерных электронов, большим g фактором и низкой диэлектрической проницаемостью в сравнении с традиционными кремнием и арсенидом галлия. Эти особенности обуславливают высокий масштаб кулоновских корреляций, что дает подходящую систему для исследования многочастичных эффектов.

Среди новых многочастичных эффектов в гетероструктурах ZnO/MgZnO обнаружен ферромагнитный переход на четных факторах заполнения уровней Ландау. Этот эффект наблюдался магнитотранспортных в серии пересечение экспериментов как смежных спиновых подуровней последовательных уровней Ландау, откуда извлекается параметр увеличенной В спиновой восприимчивости [1,2,3]. магнитооптических экспериментах удается извлечь еще больше информации об энергетическом спектре системы. В частности, параметров удалось наблюдать диапазоны ферромагнитному отвечающие и системы, парамагнитному упорядочению в окрестности четных факторов заполнения [4]. В предшествующих работах был выдвинут феноменологический подход к объяснению данного перехода, который рассматривался как



*Puc.1*. Сопоставление экспериментальных значений энергии CSFM[Sz=-1] с результатами расчетов в приближении Хартри-Фока (штриховые линии) и точной диагонализации (сплошная кривая). Наблюдается точка неустойчивости FMT как результат смягчения возбуждения с лавинообразным образованием CSFM.

пересечение одночастичных спиновых подуровней Ландау.

В настоящей работе была предпринята попытка дать объяснения данного перехода как следствие неустойчивости парамагнитной фазы в условиях значительного смягчения нижайшего по энергии коллективного возбуждения. Для этого, методом неупругого рассеяния свата, были проведены исследования кулоновских корреляций на нижайших по энергии коллективных возбуждениях – циклотронные спин-флип магнитоэкситоны (CSFM), при парамагнитном факторе заполнения 2. Данные возбуждения представляют собой переход между двумя уровнями Ландау с переворотом спина. Энергии CSFM была измерена как функция концентрации на серии образцов ZnO/MgZnO (Рис. 1). Показано что в диапазоне концентраций, соответствующих параметру взаимодействия  $r_s = 5 - 7$ , совместный вклад кулоновской и зеемановской энергий приводит к "смягчению" CSFM, которое вызывает спонтанное переключение спиновой конфигурации на факторе заполнения 2 с парамагнитной на ферромагнитную [5]. Также были проведены теоретические оценки корреляционного вклада в энергию CSFM, которые находятся в согласии с экспериментом и проясняют механизм фазового перехода (Рис. 1).

- [1] A. Tsukazaki, M. Kawasaki et.al, Phys.Rev. B 78, 233308 (2008).
- [2] Y. Kozuka, M. Kawasaki et.al, Phys. Rev. B 85, 075302 (2012).
- [3] D. Maryenko, J. Falson, et al., Phys. Rev. B 90, 245303 (2014).
- [4] A.B.Vankov, B.D.Kaysin, I.V.Kukushkin, Phys.Rev.B 96, 235401 (2017)
- [5] A.B.Vankov, B.D.Kaysin, I.V.Kukushkin, Phys.Rev.B 98, 121412(R) (2018)

## Лазерная генерация на плазмонных модах в квантовых ямах на основе теллурида ртути

Капралов К.Н., Алымов Г.В., Свинцов Д.А.

Лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов, Московский физико-технический институт, Долгопрудный

#### DOI 10.34077/Semicond2019-226

Частота излучения полупроводниковых лазеров ограничена шириной запрещенной зоны, в связи с чем получение излучения дальнего инфракрасного диапазона затруднительно в полупроводниковых соединениях А<sub>III</sub>В<sub>V</sub>. Данная проблема может быть потенциально разрешена с помощью бесщелевых полупроводников и квантовых ям (КЯ) на их основе, например, теллурида кадмия-ртути (CdHgTe). Перспективность данных КЯ обусловлена квази-релятивистским законом дисперсии электронов и дырок, который способствует подавлению безызлучательной оже-рекомбинации [1]. Недавние эксперименты подтвердили возможность лазерной генерации в КЯ CdHgTe на фотонных модах с длиной волны до 20 мкм при оптической накачке [2]. По сравнению с генерацией на фотонных модах, генерация на плазмонных модах (surface plasmon lasing) позволит создавать сверхкомпактные лазеры с субволновым размером. Однако достижение плазмонной генерации затруднено из-за внутризонного поглощения плазмонов (затухания Ландау).

В работе теоретически исследуется возможность усиления поверхностных плазмонов в КЯ CdHgTe с межзонной инверсной населенностью. Показано, что отношение величины затухания Ландау к межзонному усилению для плазмонов мало по параметру  $\exp[-m^*(\omega/k)^2/2T]$ , где  $\omega$  и k – частота и волновой вектор

плазмона, Т - электронная температура,  $m^*$  - эффективная масса носителей.



Рис. 1. Температурная зависимость пороговой концентрации неравновесных электронов и дырок, необходимой для лазерной генерации на плазмонных модах в КЯ Cd<sub>0.7</sub>Hg<sub>0.3</sub>Te/HgTe/ Cd<sub>0.7</sub>Hg<sub>0.3</sub>Te различной толщины.

Необходимым условием усиления поверхностных плазмонов является отрицательность действительной части проводимости квантовой ямы,  $\operatorname{Re}\sigma(\omega,k) < 0$ . Расчет проводимости был выполнен по правилу Ферми с учетом реалистичной зонной структуры КЯ. Последняя была вычислена путем квантования шестизонной модели Кейна [3]. Граничные частота и волновой вектор, при которых ограничены возможны межзонные переходы, законами сохранения энергии и импульса. При этом конечный волновой вектор плазмона сужает диапазон частот, в котором достижимо усиление.

Удается вычислить пороговую концентрацию *n* неравновесных электронов и дырок, при которой начинается межзонное усиление поверхностных плазмонов. При низких температурах данная концентрация определяется касанием закона дисперсии плазмонов и области отрицательной

межзонной проводимости (горизонтальные участки на рис. 1). При повышении температуры пороговая концентрация определяется условием обнуления действительной части проводимости на частоте плазмона (наклонные участки на рис. 1). В реалистичных квантовых ямах  $Cd_{0.7}Hg_{0.3}$ Te/HgTe/  $Cd_{0.7}Hg_{0.3}$ Te, выращенных в направлении [013], пороговая концентрация имеет порядок  $10^{11}$  см<sup>-2</sup>, что является достижимой величиной при межзонной накачке.

[1] Alymov G. et al. Auger recombination in Dirac materials: A tangle of many-body effects //Physical Review B. – 2018. – T. 97. –  $N_2$ . 20. – C. 205411.

[2] Morozov S. V. et al. Stimulated emission from HgCdTe quantum well heterostructures at wavelengths up to 19.5  $\mu$  m //Applied Physics Letters. – 2017. – T. 111. – No. 19. – C. 192101.

[3] Zholudev M. et al. Magnetospectroscopy of two-dimensional HgTe-based topological insulators around the critical thickness //Physical Review B. -2012. -T. 86.  $-N_{\odot}$ . 20. -C. 205420.

## Исследование энергетического спектра узкозонных наногетероструктур InSb/InAs методом фотомодуляционной фурьеспектроскопии отражения

**Комков О.С.**<sup>1,2</sup>, Фирсов Д.Д.<sup>1</sup>, Чернов М.Ю.<sup>2</sup>, Соловьёв В.А.<sup>2</sup>, Андреев А.Д.<sup>3</sup>, Иванов С.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», 197376, Санкт-Петербург, ул. Проф. Попова, 5

<sup>2</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26 <sup>3</sup>University of Surrey, Guildford GU2 7XH, U.K.

#### DOI 10.34077/Semicond2019-227

Полупроводниковые структуры, излучающие в актуальном спектральном диапазоне 3-5 мкм, находят широкое применение в экологическом мониторинге окружающей среды, реализации скрытых оптических каналов связи, неинвазивной диагностике заболеваний и др. В [1] нами подробно описан оригинальный подход к созданию таких структур, в котором осуществлён переход от эпитаксиального роста на дорогостоящих подложках InAs и GaSb к использованию метаморфного буферного слоя AlInAs на подложках GaAs. Данная работа посвящена изучению энергетического спектра ультратонких вставок InSb, выращенных методом МПЭ как в объёмном InAs, так и в KЯ InAs/InGaAs.

Предложенный нами в [2] метод фотомодуляционной фурье-спектроскопии отражения позволил осуществить неразрушающую диагностику при комнатной температуре. В первой серии структур наблюдался красный сдвиг оптических переходов между тяжёлыми дырками, локализованными на уровне размерного квантования в InSb, и электронами окружающего объёмного InAs при увеличении толщины вставки InSb от 1 до 1,6 монослоя [3]. Измеренные в этих же структурах осцилляции Франца – Келдыша позволили определить напряжённость встроенных электрических полей в InAs.

При исследовании более сложных структур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs/GaAs наблюдались оптические переходы в субмонослойной вставке InSb, в 8 нм КЯ InAs, и в барьерах In<sub>0,63</sub>Ga<sub>0,37</sub>As. Сдвиг энергии этих переходов дал информацию об изменении внутренних механических напряжений в различных областях структуры, а также о влиянии на них тонкого (5 нм) слоя GaAs или InAs, дополнительно помещаемого в метаморфный буферный слой InAlAs с целью борьбы с прорастающими дислокациями [4]. И, наконец, совместное использование фотомодуляционной фурье-спектроскопии и теоретических расчётов в рамках 8-ми зонной модели Кейна дало возможность проследить перестройку энергетического спектра при использовании нескольких субмонослойных вставок InSb в КЯ InAs/InGaAs, а также влияние технологических параметров роста на энергии и вероятности оптических переходов.

Таким образом, развиваемый в данной работе метод фотомодуляционной фурье-спектроскопии проявил себя как эффективный инструмент при определении параметров излучающих низкоразмерных гетероструктур среднего ИК диапазона в условиях сложного профиля упругих напряжений,что открывает широкие возможности для оптимизации активной области метаморфных полупроводниковых лазеров диапазона 3-5 мкм на подложках GaAs.

Работа в СПбГЭТУ «ЛЭТИ» поддержана грантом РНФ (№18-79-10161), а в ФТИ им. А.Ф. Иоффе – грантом РФФИ (№18-02-00950).

- [1] S.V. Ivanov et al., Progr. in Cr. Gr. and Characterization of Materials 65, 20 (2019).
- [2] Д.Д. Фирсов, О.С. Комков, Письма в ЖТФ **39**, 87 (2013).
- [3] D.D. Firsov et al., J. of the Optical Society of America B 36, 910 (2019).
- [4] В.А. Соловьёв и др. Письма в ЖЭТФ **109**, 381 (2019).

#### Секция 4. Двумерные системы

### Управляемая искусственная двумерная среда на основе макроскопического массива островков

Шуплецов А.В<sup>1</sup>., **Кунцевич А.Ю.**<sup>1</sup>, Нунупаров М.С.<sup>2</sup>, Приходько К.С.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ФИАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53

<sup>2</sup> ИОФ РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

<sup>3</sup> НИЦ Курчатовский институт, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

Метаматериалы, то есть модулированные срелы. обладают повышенной функциональностью по сравнению с однородными материалами. В настоящей работе мы реализуем среду В эффективную Si-МДП структуре. Система представляет собой 2D газ с массивом островков (период 5 мкм). Концентрация электронов в основном двумерном газе и независимыми островках управляется двумя затворами.

Отличия такой среды от однородной проявляются в лизкотемпературном транспорте. Размеры островков значительно превышают длину свободного пробега (~50 nm), что позволяет считать систему классической.

Эффект Холла такого массива, казалось бы, должен представлять что-то среднее между эффектом Холла в основном газе и островках, но он демонстрирует сильно нелинейную зависимость от магнитного поля, а в малых полях - и от температуры. Ещё более удивительным является то, что эффект Холла может демонстрировать немонотонную зависимость от напряжения на затворе: казалось бы, чем больше электронов, тем меньше должно быть холловское сопротивление. Эти особенности холловского сопротивления могут быть объяснены качественной моделью, учитывающей перераспределение транспортного тока в зависимости от проводимостей в островках и основной площади двумерного газа. Например, когда проводимость островков выше проводимости основного газа, транспортный ток течет преимущественно в островках, они же и дают вклад в эффект Холла. Температурная зависимость эффекта Холла происходит, по-видимому, из-за различного поведения подвижностей в газе и островках, обусловленного слабой локализацией.

один известный низкотемпературный эффект, Eщë проявляющийся в Si-МДП структурах, - это переход металлизотятор (ПМИ). Когда концентрация В островках устанавливается малой, транспортный ток течет только по двумерному газу и ПМИ наблюдается. По мере наполнения "металлическая" островков электронами температурная зависимость сопротивления подавляется. Этот эффект, повидимому, связан с тем, что островки окружены переходными областями, концентрация электронов в которых мала, и температурная зависимость проводимости диэлектрическая. С ростом концентрации в островках, транспортный ток начинает затекать в них, попутно проходя через "диэлектрические" области. Таким образом, нами было показано (см. также



Рис. 2. Зависимость холловской концентрации массива от n<sub>2D</sub> газа при разных значениях n<sub>Isl</sub>

препринт [1]), что в макроскопически неоднородной управляемой 2D системе реализуется ряд новых явлений, которые качественно можно объяснить различными режимами протекания тока. Переход между ними управляется напряжениями на независимых затворах.

[1] A. Shupletsov, et al, arXiv:1807.03421



проявляются в *Рис. 1. ТЕМ- изображение сечения* ры островков *структуры и схема подключения* затворов.

демика Курчатова, 1 DOI 10.34077/Semicond2019-228

### Термоэлектрические и термомагнитные явления в многодолинном двумерном полуметалле с учетом межэлектронного и электронфононного увлечения

**Магарилл Л.И.**<sup>1,2</sup>, Энтин М.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-229

Известно, что в системе с одним типом электронов межэлектронное взаимодействие обычно исключается из кинетических коэффициентов. Это происходит потому, что передача импульса от одной частицы к другой не меняет их общий импульс. В результате, такое взаимодействие не приводит к изменению кинетических коэффициентов. Однако, если в системе присутствуют разные сорта носителей, их скорость в присутствии внешних сил оказывается различной [1,2]. Взаимное трение приводит к подтормаживанию одной компоненты и ускорению другой, результатом чего является изменение общего тока, вызванного внешним полем.

Наличие нескольких типов носителей приводит к специфическому вкладу их взаимного трения в кинетические явления. Благодаря тому, что такое взаимодействие в вырожденном электронном газе существенно зависит от температуры, оно приводит к температурной зависимости кинетических коэффициентов. Другим важным процессом, играющим роль в кинетике при низкой температуре, является увлечение электронов фононами.

Эксперименты, проведенные на двумерном полуметаллическом слое HgTe [3], показали важную роль как такого взаимного трения, так и электрон-фононного увлечения. Цель настоящей работы состоит в теоретическом исследовании термоэлектрических и термомагнитных явлений в 2D полуметаллической системе на примере двумерного слоя HgTe.

Рассматривается 2D полуметалл с перекрывающимися по энергии электронными и дырочными долинами. Переходы между долинами запрещены из-за большоого расстояния между центрами долин в импулльсном пространстве.

Рассмотрение основано на кинетическом уравнении. В гидродинамическом приближении все частицы в данной долине заменяются одной, движущейся с некоторой скоростью. Между ними действует сила трения, обусловленная взаимным рассеянием носителей из разных групп. Помимо этого, на носители действуют обобщенные силы, связаннаые с градиентом температуры электронной и фононной подсистем. Влияние магнитного поля учитывается также в рамках классического кинетического уравнения.

Получены формулы, описывающие эффекты Зеебека и Нернста-Эттинсгаузена. Найдена температурная зависимость этих эффектов. Результаты применены для сравнения с экспериментами.

Работа поддержана грантом РФФИ № 17-02-00837.

[1] В.Ф.Гантмахер, И.Б.Левинсон, ЖЭТФ. 74, 261 (1978); В.Ф.Гантмахер, И.Б.Левинсон, Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, Наука, Москва, (1984).

[2] M. V. Entin, L. I. Magarill, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, ЖЭТФ, 144, 1068 (2013).

[3] Г. М. Гусев, Е. Б. Ольшанецкий, З. Д. Квон, Л. И. Магарилл, М. В. Энтин, А. Левин, Н. Н. Михайлов, Письма в ЖЭТФ, **107**, 814 (2018).

## Молекулярные состояния и локализация композитных фермионов в нулевом внешнем магнитном поле

#### Минтаиров А. М.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-230

Методы топологических квантовых вычислений (ТКВ) предполагают использование специфических квазичастиц - не Абелевых энонов (НАЭ), представляющих из себя вихри в сверхпроводнике р-типа, имеющих не Абелевую квантовую статистику. Физическая реализация ТКВ подразумевает использование твердотельных систем, имеющих набор локализованных НАЭ в сочетании с «пинцетом» для выполнения их перестановки и склеивания и фазовым детектором. Система ТКВ, наиболее интенсивно исследуемая на сегодняшний день, представляет собой полупроводниковую структуру с двумерным электронным газовом в сильном перпендикулярном внешнем магнитном поле, в которой НАЭ формируются в состоянии 5/2 дробного квантового Холла (ДКХ) и представлены парой квантованных вихрей (композитными фермионами - КФ) во втором уровне Ландау. В этой системе, которая использует краевые токи КФ и фазовую интерферометрию Аронова-Бома, внутреннее разупорядочение размазывает локализацию не Абелевых КФ в области до половины микрона, что препятствует точной перестановке и склеиванию. В настоящей работе мы представляем новую полупроводниковую систему для ТКВ, основанную на самоорганизующихся квантовых точках In(Ga)P/GaInP, имеющих несколько электронов, т.е. электронных лужах, которые имеют размер ~ 150 нм и радиус Вигнера-Зейтца до 5. Кроме того, из-за спонтанного упорядочения атомов Ga-In, в этих лужах создается встроенное пьезо-электрическое поле, которые вызывает спиновое расщепление Рашбы и генерирует встроенное магнитное поле, создавая лужи квантового внешнего магнитного поля. Мы использовали криомагнитную Холла (ЛКХ) в отсутсвии сканирующую фотолюминесценцию ближнего поля с высоким пространственным разрешением для демонстрации состояний ДКХ и образования молекул КФ в этих ЛКХ. Наши результаты демонстрируют локализацию КФ в области ~ 50 нм при нулевом внешнем магнитном поле и открывают пути для создания топологических квантовых затворов без магнитного поля.

## Реальный спектр односпиновых поверхностных состояний в широких квантовых ямах HgTe

**Миньков Г.М.**<sup>1,2</sup>, Рут О.Э.<sup>1</sup>, Шерстобитов А.А.<sup>1,2</sup>, Алёшкин В.Я.<sup>3</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>4,5</sup>, Дворецкий С.А.<sup>4,5</sup>

<sup>1</sup> Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

<sup>2</sup> ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18

<sup>3</sup> Институт Физики микроструктур РАН, 603087, Нижний Новгород, ул. Академическая, 7

<sup>4</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>5</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-231

Теоретические расчеты спектра предсказывают, что квантовые ямы HgTe толщиной d=70-80 нм являются «трехмерными» топологическими изоляторами. Это означает, что в симметричных ямах d>70 nm имеются 3 типа носителей: восьми –(четырех- с учетом асимметрии интерфейсов) кратно вырожденные дырки, волновая функция которых находится в центре квантовой ямы и однократно вырожденные электроны, локализованные вблизи каждой из гетерограниц.

Экспериментальные исследования осцилляций Шубникова де Газа [1, 2] и емкости [2] между полевым электродом и квантовой ямой более или менее согласуются с теоретическими расчетами, однако соотношение скоростей изменения концентраций электронов dnt/dVg и dnb/dVg (nt, nb концентрации электронов у верхней и нижней гетерограниц) оказалось близким к 2, что в 3-5 раз меньше, чем теоретические предсказания. Неясно связанно такое различие с грубостью теоретических расчетов, или с неправильной интерпретацией осцилляций Шубникова де Газа.

Подробные измерения зависимостей осцилляций Шубникова де Газа и емкости от напряжений top gates и back gates позволили однозначно разделить осцилляции от состояний на верхней и нижней гетерограницах. Показано, что (dnt/dVg)/(dnb/dVg) = (7 2), что согласуется со здравым смыслом и теоретическими расчетами.

Анализ температурных зависимостей амплитуды осцилляций позволил определить эффективные массы электронов поверхностных состоянии и дырок. Проведено сопоставление этих результатов с теоретическими расчетами.

Работа выполнена при поддерке 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).

[1] C. Bruene et al, PRL 106, 126803 (2011)

[2] D. A. Kozlov et al, PRL 112, 196801 (2014), PRL 116, 166802 (2016)

## Спин-резонансный магнитотранспорт в двумерной полуметаллической системе

**Моисеев К.Д.**, Березовец В.А., Голеницкий К.Ю., Аверкиев Н.С. *ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Россия* 

#### DOI 10.34077/Semicond2019-232

В одиночном разъединенном гетеропереходе II типа на интерфейсе формируется 2Dполуметаллический канал для электронов и дырок, локализованных в самосогласованных квантовых ямах по разные стороны границы раздела. Поскольку энергии локализованных электронов и дырок совпадают, то проникновение волновых функций носителей заряда через гетерограницу приводит к гибридизации состояний вблизи интерфейса и невозможности разделить электронную и дырочную подзоны [1]. В результате перекрытия подзон возникает гибридизационная щель [2]. В квантующих магнитных полях при условии одновременного заполнения первых уровней Ландау для 2Dэлектронов и пограничных дырочных состояний наблюдается переход из режима проводимости 2Dметалла в диэлектрическое состояние в условиях антипересечения дисперсионных кривых для данных состояний. При переходе в диэлектрического состояние проводимость возможна только через "краевые элетронно-дырочные состояния" на гетерогранице [3]. Нами был продемонстрирован один из возможных способов визуализации энергетической диаграммы уровней Ландау с учетом их спинового расщепления и взаимных пересечений [4]. В представляемой модели учитывалось, что квантовые ямы имеют треугольную форму, и принималось во внимание квантование тяжёлых дырок в магнитном поле.

В развитие предложенной модели были проведены исследования вертикального (поперечного) и планарного (продольного) матнитотранспорта в сильных магнитных полях (до 35 Т). Из измерений планарного магнитотранспорта видно, что в сильных магнитных полях (B>13 T) двумерная полуметаллическая система приходит в диэлектрическое состояние, выход из которого приводит к доминированию подсистемы с носителями заряда одного типа проводимости. Тогда, зависимости проводимости для вертикального магнитотраспорта могут отражать в первом приближении структуру веерной диаграммы уровней Ландау полуметаллического канала на интерфейсе. Было показано, что амплитуда спин-резонансного туннельного тока через интерфейс II типа определяется плотностью 2D-состояний электронно-дырочной системы, промодулированной уровнями Ландау. Мы полагаем, что если пороговый выход из диэлектрического состояния связан с делокализацией внешним электрическим полем электронных состояний уровня Ландау, ближайшего к уровню Ферми системы, в условиях квантового эффекта Холла в сильных магнитных полях (B>17 T), то резонансное прохождение носителей заряда через гетерограницу осуществляется при участии наиболее верхнего из расщепленных уровней Ландау. Выход последнего уровня Ландау для электронов из-под уровня Ферми приводит к прыжковой проводимости через локализованные состояния, которые вызваны гибрилизацией интерфейсных электронно-дырочных состояний В **VСЛОВИЯХ** модуляции поверхностного потенциала.

[1] P.A. Cypuc, ΦΤΠ, 20, 2008 (1986).

[2] D.J. Barnes et al, Phys. Rev. B, 49, 10474 (1994).

[3] Н.А. Аверкиев и др., ФТТ, 46, 2083 (2004).

[4] К.Д. Моисеев, и др., ФНТ, 45, 179 (2019).

232

## Нанофокусировка терагерцовых плазменных волн в конической структуре на основе графена

Морозов М.Ю., Попов В.В.

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 410019, Саратов, ул. Зеленая, 38 DOI 10.34077/Semicond2019-233

Замедление плазмон-поляритонов в конических структурах, приводящее к концентрации энергии электромагнитного поля вблизи вершины конической структуры, называемой нанофокусировкой волны, является актуальной задачей и было исследовано в ряде работ [1-2].

Плазменные волны (плазмоны) в графене (двумерном материале с нулевой шириной запрещенной зоны [3]) являются сильно локализованными вблизи графена, вследствие чего востребованы для создания на их основе усилителей терагерцовых (ТГц) плазмонов [4, 5]. Экранировка графена металлом, как было показано [6], дополнительно повышает локализацию поля плазмона вблизи графена.

Настоящая работа посвящена теоретическому изучению нанофокусировки ТГц плазмонов в конической структуре на основе легированного (или смещенного) графена, схематически представленной на рис. 1. Угол раскрыва конуса предполагался малым ( $\alpha \leq 5^{\circ}$ ).

Показано, что вблизи вершины конической структуры метал - диэлектрик - легированный (смещенный) графен резкое возрастание энергии наблюдается поля плазмона, нанофокусировкой поля плазмона. На рис. 2 называемое представлена плотность энергии плазмона в зависимости от расстояния до вершины конуса. Первоначально плотность энергии плазмона убывает вследствие рассеяния энергии по механизму Друде. Вблизи вершины конической структуры происходит резкое возрастание плотности энергии плазмона. Показано, что нанофокусировка происходит по причине более быстрого замедления плазменной волны по сравнению с уменьшением мощности плазмона в результате Друде потерь.



Так, при фиксированных значениях параметров скорость распространения энергии плазмона  $v_E$  уменьшается на длине структуры в несколько раз, в то время как мощность плазмона S в результате Друде рассеяния спадает только на десятки процентов. Как следствие, наблюдается возрастание плотности энергии плазмона, определяемой как [7]  $W = S/v_E$ , вблизи вершины конической структуры.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 18-72-00009).

- [1] K. L. Tsakmakidis, A. D. Boardman, O. Hess, Nature, 450, 397 (2007).
- [2] M. I. Stockman, Phys. Rev. Lett., 93, 137404 (2004).
- [3] K. S. Novoselov, et al., Nature, 490, 192 (2012).
- [4] A. A. Dubinov et al., J. Phys.: Condens. Matter, 23, 145302 (2011).
- [5] V. V. Popov, et al., Phys. Rev. B, 86, 195437 (2012).
- [6] M. Yu. Morozov, et al., Technical Physics Letters, 42, 40 (2016).
- [7] V. V. Shevchenko, Phys. Usp., 50, 287 (2007).

### Эффективная масса и спектр уровней Ландау валентной зоны для квантовой ямы HgTe в модели «петли экстремумов»: эффекты кубической симметрии

Гудина С.В.<sup>1</sup>, Боголюбский А.С.<sup>1</sup>, **Неверов В.Н.**<sup>1</sup>, Шелушинина Н.Г.<sup>1</sup>, Якунин М.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18 <sup>2</sup> ИЕН УрФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

DOI 10.34077/Semicond2019-234

В широких QW HgTe/Cd(Hg)Te с инвертированной зонной структурой (dQW  $\geq$  18нм) возникает новая двумерная электронная система: фаза двумерного полуметалла (2D SM) [1, 2]. Существование 2D SM в этой системе связано с перекрытием на несколько мэВ минимума зоны проводимости в центре зоны Бриллюэна с боковыми максимумами валентной зоны Расчет структуры энергетических зон [2] показывает, что основной причиной перекрытия в широких QW является деформация, обусловленная несоответствием постоянных решетки HgTe и CdTe.

В области SM, когда уровень Ферми пересекает как валентную зону, так и зону проводимости, в HgTe QW наблюдается ряд интересных транспортных свойств, обусловленных сосуществованием 2D электронов и дырок [3-7]. Численные расчеты эффективной массы дырок валентной зоны (подзоны H2) для сильной анизотропии спектра (учет гофрировки; асимметрии границ квантовой ямы и различия их размытия) в квазиклассическом приближении выполнены в [8].

В данной работе мы представляем результаты квазиклассических расчетов эффективной массы, а также спектра уровней Ландау валентной зоны QW HgTe с инвертированной зонной структурой в модели «петли экстремумов» с учетом эффектов гофрировки.

Учет анизотропии  $\varepsilon_v(k_{\parallel})$  приводит к более сложному виду изоэнергетических контуров вблизи потолка валентной зоны H2. Картина линий постоянной энергии валентной зоны с учетом гофрировки такова: при малых энергиях основными состояниями дырок становятся четыре максимума, смещенные из центра зоны Бриллюэна в направлениях  $(\pm 1; \pm 1)$ , а в направлениях  $(0; \pm 1)$  и  $(\pm 1; 0)$  находятся четыре седловые точки.

При энергиях ниже седловых точек изоэнергетические контуры приобретают вид деформированных («гофрированных») колец, и мы имеем «петлю экстремумов», когда максимумы энергии дырок достигаются на гладкой замкнутой кривой в пространстве импульсов. В целом эффект гофрировки приводит к аномальной зависимости  $m_c(\varepsilon)$  с логарифмической расходимостью в седловых точках и, как следствие, к сложному виду картины уровней Ландау. В полуметаллической фазе веер уровней Ландау валентной зоны стартует при B = 0 с энергии, соответствующей энергии боковых максимумов этой зоны, и перекрывается с веером уровней Ландау зоны проводимости.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № АААА-А18-118020190098-5, при частичной поддержке РФФИ (проект № 18-02-00172).

- [1] Z. Kvon, E. Olshanetsky, D. Kozlov, et al., JETP Lett. 87, 502 (2008).
- [2] Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, E. G. Novik, et al., Phys. Rev. B 83, 193304 (2011).
- [3] G.M.Gusev, E.B.Olshanetsky, Z.D.Kvon, et al., Phys. Rev. Lett, 104, 166401 (2010).
- [4] M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita, et al., Phys. Rev. B 86, 205420 (2012).
- [5] M. Zholudev, A. V. Ikonnikov, F. Teppe, et al., Nanoscale Research Letters, 7, 534 (2012).
- [6] G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut, et al., Phys. Rev. B 88, 155306 (2013)
- [7] M. V. Yakunin, A. V. Suslov, M. R. Popov, et al., Phys. Rev. B 93, 085308 (2016)
- [8] G. M. Minkov, V. Ya. Aleshkin, O. E. Rut et al., Phys. Rev. B 96, 035310 (2017).

## Эффективная масса и g –фактор электронов в широких квантовых ямах HgTe: Осцилляции Шубникова – де Гааза

Гудина С.В.<sup>1</sup>, Боголюбский А.С.<sup>1</sup>, **Неверов В.Н.**<sup>1</sup>, Шелушинина Н.Г.<sup>1</sup>, Подгорных С.М.<sup>1</sup>, Туруткин К.В.<sup>1</sup>, Якунин М.В.<sup>1,2</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>3</sup>, Дворецкий С.А.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18

<sup>3</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

#### DOI 10.34077/Semicond2019-235

Уникальной особенностью квантовой ямы HgTe является то, что при достаточно большой ширине ее край зоны проводимости образован состояниями р-типа (полоса Г8), а не состояниями s-типа (полоса Г6), как в обычных гетеросистемах. [1]. Проведены исследования осцилляций Шубникова - де Гааза (SdH) при температурах (2-10) К в магнитных полях до 2,5 Тл в квантовой яме HgTe шириной 20,3 нм с перевернутой зонной структурой, выращенной на подложке GaAs с ориентацией (013). Структура симметрично легирована In на расстоянии 10 нм от квантовой ямы. Концентрация и подвижность электронов исследованных систем составили  $1.5 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$  и 22 м<sup>2</sup>/B с, соответсвенно.

Анализ температурной зависимости амплитуды ШдГ в слабых полях, В <0.8T, дает значения  $m_c/m_0 = (0.022 \pm 0.002)$  в соответствии с результатами других авторов [2, 3], но противоречит теоретическими оценками [4, 5] и экспериментальным результатам анализа активационной проводимости в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) ( $m_c/m_0 = (0.037 \pm 0.005)$  и  $g = (75 \pm 5)$ ) [6].

В исследуемой структуре проводимость осуществляется электронами первой размерноквантованной подзоны H1 с чрезвычайно малой эффективной массой  $m_c/m_0$  и большим значением g-фактора [2, 3], так что зеемановское расщепление превышает орбитальное. Это означает, что зеемановское расщепление, появиться в осцилляциях ШдГ в меньших магнитных полях, чем циклотронное. Поэтому мы считаем, что для исследуемой КЯ HgTe «правильная» эффективная масса может быть получена только в достаточно сильных магнитных полях, когда вырождение (перекрытие) уровней Ландау полностью снято.

Действительно, в этой области магнитных полей, при В > 1,4 Тл, анализ осцилляций ШдГ дает величину  $m_c/m_0 = (0.034 \pm 0.002)$ , которая согласуются с активационным анализом КЭХ [6], измерениями циклотронного резонанса [7] и теоретическим оценкам [4, 5]. Для оценки g-фактора на уровне Ферми мы используем соотношение Wimbauer et al. [5] для подзоны H1:  $g - 6\kappa = 2[m_0/m_c - (\gamma_1 + \gamma)]$  (здесь  $\gamma_1$ ,  $\gamma$  и  $\kappa$  есть постоянные Латтинжера), который учитывает смешивание легких и тяжелых состояний носителей при  $k_{\parallel} = 0$ . Для  $m_c/m_0 = (0.034 \pm 0.002)$  мы получаем  $g = (76.7 \pm 3.5)$ , значения которого находятся в хорошем согласии с [6].

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Электрон», № АААА-А18-118020190098-5) при частичной поддержке РФФИ (проект № 18-02-00172)

- [2] E.B. Olshanetsky et al. // Pis'ma v JETF V. 84, 661 (2006).
- [3] M.V. Yakunin, S.M. Podgornykh et al. // Physica E, V. 42, 948 (2010).
- [4] Y. Guldner, C. Rigaux, M. Grynberg, A. Mycielski // Phys. Rev. B, V. 8, 3875 (1973).
- [5] T. Wimbauer, K. Oettinger, A.L. Efros et al. // Phys. Rev. B, V. 50, 8889 (1994).
- [6] S.V. Gudina, V.N. Neverov, E.G. Novik et al. // Low Temperature Physics, V. 43, 605 (2017).
- [7] K. E. Spirin, A. V. Ikonnikov, A. A. Lastovkin et al. // JETP Letters V. 92, 63 (2010).

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>ИЕН УрФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

<sup>[1]</sup> M. Konig, H. Buhmann, L. Molenkamp et al. // J. Phys. Soc. Japan, V. 77, 031007 (2008).

## Возбуждение низкочастотной моды межкраевого магнитоплазмона протекающим постоянным током

Петров А.С., Свинцов Д.А.

МФТИ (НИУ), 141701, Долгопрудный, Институтский пер., 9

#### DOI 10.34077/Semicond2019-236

Первое наблюдение краевых плазменных мод в двумерных электронных системах (ДЭС) относится к 1985 году [1]. Их теоретическое описание опирается на самосогласованное решение уравнений электростатики и гидродинамики электронной жидкости. Точное решение этой задачи было получено Волковым и Михайловым с помощью весьма громоздкого метода Винера-Хопфа [2,3], который ещё более усложняется в случае систем с координатно-зависимой недиагональной проводимостью (систем с дрейфом или вязкостью) [4].

Вследствие этого, исследования влияния дрейфа на спектр (меж)краевых мод производились ранее лишь в моделях с упрощённой электростатикой [5,6]. Эти модели предсказывали, что краевые моды существуют только при ненулевой скорости электронного дрейфа, а их спектр носит характер белого шума. Поэтому считалось, что краевые моды подавляют резонансное возбуждение 'нормальных' (некраевых) мод в плазмонных источниках терагерцового (ТГц) излучения и уширяют спектр излучения [7].

В настоящей работе мы определяем влияние дрейфа на спектр межкраевых плазменных мод, исходя из точных моделей [2,3]. Для решения задачи мы используем разработанный нами пертурбативный подход [8,9], основанный на применении методов квантово-механической теории возмущений к уравнениям электронной гидродинамики, записанным в операторной форме. Этот подход впервые позволяет в рамках единого подхода описать влияние электронного дрейфа, магнитного поля, вязкости, затухания, кривизны Берри и возмущений граничных условий на спектр колебаний плазмонов (в т.ч. краевых) в ДЭС с произвольным окружением контактов.

В качестве наглядного объекта для исследований мы выбрали низкочастотную моду межкраевого магнитоплазмона [3] (LIEMP, Lower mode of Inter-Edge MagnetoPlasmon). В пределе слабых магнитных полей её спектр пропорционален циклотронной частоте, а амплитуда экспоненциально спадает внутрь каждой из соприкасающихся ДЭС, что делает расчёт матричных элементов оператора дрейфа по теории возмущений предельно простым. Мы обнаружили, что линейная по дрейфу поправка к спектру LIEMP является чисто мнимой (что соответствует нарастанию/затуханию волн) и пропорциональной волновому вектору и разности концентраций носителей в соседних ДЭС.

Таким образом, мы показываем, что дрейф носителей может приводить к самовозбуждению (меж)краевых плазменных мод в ДЭС с чётко определённым спектром. Это делает возможным создание резонансных источников ТГц излучения на краевых модах, причём в случае LIEMP спектр излучения может плавно регулироваться внешним магнитным полем, не превышающим 1 Т.

Исследование поддержано грантами РФФИ 18-37-00206 и фонда развития теоретической физики и математики "БАЗИС" 18-1-5-66-1.

- [1] D. Mast, A. Dahm and A. Fetter, Phys. Rev. Lett., 54, 1706 (1985).
- [2] V. Volkov and S. Mikhailov, Sov. Phys. JETP, 67, 1639 (1988).
- [3] S. Mikhailov and V. Volkov, J. Phys.: Cond. Mat., 4, 6523 (1992).
- [4] R. Cohen and M. Goldstein, Phys. Rev. B, 98, 235103 (2018).
- [5] A. S. Petrov et. al., Int. J. High Sp. El. Sys. 25, 1640015 (2016).
- [6] M. Dyakonov, Semicond., 42, 984 (2008).
- [7] A. El Fatimy et. al., J. Appl. Phys., 107, 024504 (2010).
- [8] A. S. Petrov, D. Svintsov, J. Phys.: Conf. Ser., 1092, 012115 (2018).
- [9] A. S. Petrov, D. Svintsov, arXiv:1903.04001 (2019).

### Управление радиационными потерями терагерцовых резонансных плазмонов в двухслойной периодической структуре на основе графена в режиме антикроссинга плазмонных мод

**Полищук О.В.**<sup>1</sup>, Фатеев Д.В.<sup>1,2</sup>, Попов В.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 410019, Саратов, ул. Зеленая, 38

<sup>2</sup>Саратовский государственный университет, 410012, Саратов, ул. Астраханская, 83

DOI 10.34077/Semicond2019-237

Графен является природным материалом с нулевой запрещенной зоной и чрезвычайно высокой подвижностью носителей, а возможность электрически управлять плотностью носителей заряда в графене делает его идеально подходящим для ТГц и оптоэлектронных применений. Графен может служить усиливающей средой для ТГц лазеров [1], которые могут работать при комнатной температуре. Графен способен поддерживать поверхностные плазмонные моды в ТГц диапазоне [2].

В данной работе мы рассматриваем усиление ТГц волны за счет вынужденного излучения резонансных плазмонов в двухслойном структурированном активном графене, представляющем собой два одинаковых планарных периодических массива графеновых микрополосок, разделенных

тонким диэлектрическим барьерным слоем. Внешняя ТГц волна падает нормально на плоскость структуры. Оптическая задача взаимодействия ТГц волны с исследуемой структурой решалась с помощью самосогласованного электромагнитного подхода. Отклик инвертированного графена (обусловленный накачкой) описывается комплексной его оптической поверхностной проводимостью. [3] динамической Электромагнитные поля плазмонов, распространяющихся в каждом из двух графеновых слоев, взаимодействуют друг с другом, что приводит к образованию единой плазмонной моды в двухслойной графеновой структуре [4]. Рассматриваемая система поддерживает оптические (симметричные) И (несимметричные) акустические плазмонные моды. Резонансные частоты оптической и акустической мод меняются противоположным образом при изменении толщины



разделяющего диэлектрического слоя d, что делает возможным режим их антикроссинга.

Максимальное усиление достигается в окрестности режима антикроссинга за счет взаимодействия фундаментальной оптической и первой высшей акустической плазмонных мод. В режиме антикроссинга оптическая плазмонная мода гибридизируется с акустической, в результате чего происходит резкое уменьшение радиационной ширины плазмонного резонанса и увеличение добротности резонанса для каждой из двух взаимодействующих мод. (рис. 1) даже при малых значениях энергии квазиуровня Ферми 20 мэВ при комнатной температуре.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 18-37-20004.

[1] V. Ryzhii, et al., J. Appl. Phys., 101, 083114 (2007).
[2] A. N. Grigorenko, et al., Nature Photon., 6, 749 (2012).
[3]A. A. Dubinov, et al., J. Phys.: Condens. Matter., 23, 145302 (2011).
[4] C. H. Gan, et al., Phys. Rev. B, 85, 125431 (2012).

## Релаксация двумерного электронного газа по энергии и импульсу в гетероструктурах AlGaAs/InGaAs/GaAs с донорно-акцепторным легированием при взаимодействии с акустическими фононами

**Протасов Д.Ю.**<sup>1,2</sup>, Бакаров А.К.<sup>1</sup>, Торопов А.И.<sup>1</sup>, Журавлев К.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13 <sup>2</sup> Новосибирский государствонии и техницаский учиварситет 630073. Новосиби

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск, пр- т Карла Маркса, 20

#### DOI 10.34077/Semicond2019-238

Донорно-акцепторное легирование гетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs позволяет получать двумерный электронный газ (ДЭГ) высокой плотности (до  $(4\div5)\times10^{12}$  см<sup>-2</sup>) без появления паразитной параллельной проводимости по области дельта-слоев [1]. В таких гетероструктурах заполнены первые да уровня размерного квантования, что приводит к появлению особенностей релаксации электронов по энергии и импульсу при взаимодействии с акустическими фононами [2]. В данной работе исследуется взаимодействие ДЭГ с акустическими фононами в гетероструктурах AlGaAs/InGaAs/GaAs с донорно акцепторным легированием, концентрация электронов на верхнем и нижнем уровнях отличается менее, чем в два раза, и энергетический зазор между уровнями достаточно велик и составляет 30÷40 мэВ. Для увеличения роли рассеяния на акустических фононах влияние рассеяния на ионизированных донорах было уменьшено разделением каждого из дельтаслоёв на два и использованием сверхрешетки AlAs/GaAs в качестве спейсера. Для разделения вкладов рассеяний на деформационной моде акустических фононов и на неоднородностях сплава была выращена серия гетероструктур AlGaAs/InGaAs/AlGaAs с разным содержанием индия v<sub>in</sub> в КЯ (от 18% до 0%) и одинаковым уровнем легирования. Вклад рассеяния на деформационной моде акустических фононов определялся из анализа температурных зависимостей подвижности ДЭГ, измеренных в диапазоне 4.2 К – 77 К.

Увеличение  $y_{in}$  привело к возрастанию концентрации ДЭГ от  $2.2 \times 10^{12}$  см<sup>-2</sup> до  $3.9 \times 10^{12}$  см<sup>-2</sup> и к уменьшению подвижности от 7900 см<sup>2</sup>B<sup>-1</sup>c<sup>-1</sup> до 7500 см<sup>2</sup>B<sup>-1</sup>c<sup>-1</sup> при комнатной температуре. Анализ температурной зависимости подвижности показал, что рассеяние на деформационном потенциале усиливается при увеличении  $y_{in}$ . Константа деформационного потенциала при этом приблизительно в два раза меньше используемого в литературе значения и её величина возрастает при увеличении  $y_{in}$ .

Для исследования процессов энергетической релаксации величины электронной температуры определялись методом осцилляций Шубникова-де Газа (ШдГ). Осцилляции ШдГ измерялась с помощью сверхпроводящего соленоида, погруженного в жидкий гелий. Электронная температура  $T_e$  ДЭГ регулировалась силой постоянного тока, пропускаемого через холловские структуры.

Осцилляции ШдГ в исследуемых гетероструктурах содержат несколько частот: частоты  $f_1$  и  $f_2$  связаны с первой и второй подзонами; комбинационные частоты  $f_1\pm f_2$ , обусловлены переходами между уровнями Ландау соседних подзон; также наблюдаются частоты, кратные  $f_1$ . Нагрев электрическим током приводит к быстрому подавлению частоты  $f_1+f_2$  и кратных частот. Частоты  $f_1$  и  $f_2$  затухают более медленно, а частота  $f_1-f_2$  уменьшается весьма незначительно при увеличении  $T_e$ . Из анализа зависимости амплитуды Фурье-преобразования осцилляций ШдГ с частотами  $f_1$  и  $f_2$  было найдено, что при приложении электрического поля с напряженностью от ~ 0.1 В/см до ~ 3 В/см, электронная температура возрастает от 4.2 К до 20÷30 К.

[1] D.Yu. Protasov and K.S. Zhuravlev, Solid State Electronics, **129**, 66 (2017). [2] E. Tiras et al, Phys. Rev. B, **64**, P. 085301 (2001).

#### Секция 4. Двумерные системы

### Дираковские фермионы в CdHgTe квантовых ямах

Савченко М.Л.<sup>1,2</sup>, Козлов Д.А.<sup>1,2</sup>, **Рыжков М.С.**<sup>1,2</sup>, Будкин Г.В.<sup>3</sup>, Квон З.Д.<sup>1,2</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>1</sup>, Дворецкий С.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup>ФТИ им А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

DOI 10.34077/Semicond2019-239

Система однодолинных двумерных дираковских фермионов реализуется в HgTe квантовых ямах критической толщины (~6.5 нм). Изучению этой системы посвящено большое количество работ. Существует экспериментальное наблюдение, что качество HgTe квантовых ям монотонно падает при уменьшении толщины менее 20 нм, что, по-видимому, связано с увеличением роли флуктуаций толщины ямы. С другой стороны, теория предсказывает, что критическая толщина растет при замене небольшой доли атомов Hg в квантовой яме на Cd. Можно предположить, что ямы CdHgTe критической толщины будут обладать более высоким качеством, что HgTe ямы. Данная работа посвящена проверке этой гипотезы. Более подробно, были исследованы ямы вида  $Cd_{0.02}Hg_{0.98}Te$  и  $Cd_{0.06}Hg_{0.94}Te$  с толщинами 7.4 и 11.5 нм, что соответствует критическим толщинам при заданных долях атомов Cd. Проведены магнетотранспортные и емкостные исследования, характеризующие основные свойства структур. Обнаружено, что квантовая яма первого типа обладает бесщелевой зонной структурой и меньшим на 10% беспорядком, чем в традиционных HgTe квантовых ямах критической толщины.

Однако, в квантовой яме толщиной 11.5 нм был обнаружен более впечатляющий результат в виде роста подвижности в 2-2.5 раза. Анализ температурной зависимости величины сопротивления В дираковской точке показал, что структура имеет энергетическую щель величиной менее 10 мэВ между валентной зоной и зоной проводимости. Наличие щели означает, что толщина ямы отличается от критической для данной доли атомов Cd, причем отличие может быть как в меньшую, так и в большую сторону. В обоих случаях в яме должны



наблюдаться массивные дираковские фермионы, однако лишь в случае превышения критической толщины в ямах также должна наблюдаться и инверсия спектра. В этому случае в ней должно наблюдаться формирование топологически защищенных краевых каналов, системы такого типа являются двумерными топологическими изоляторами. С целью проверки, какой случай был реализован, были проведены исследования нелокального транспорта. Обнаружено, что нелокальное сопротивление имеет слишком большую величину для описания обычной моделью Друде, и поэтому возникает благодаря краевым каналам. Таким образом, квантовая яма толщиной 11.5нм с долей Cd 6% оказалась высококачественным двумерным топологическим изолятором, с подвижностью в 2-2.5 раза выше традиционных структур, и поэтому перспективным для дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-52-16007.

## Одиночный и двойной переворот спина электрона в коллоидных нанопластинках CdSe

**Сапега В.Ф.**<sup>1</sup>, Kudlacik D. <sup>2</sup>, Калитухо И.В.<sup>1</sup>, Шорникова Е.В. <sup>2</sup>, Яковлев Д.Р.<sup>1,2</sup>, Родина А.В.<sup>1</sup>, Ивченко Е.Л.<sup>1</sup>, Nasilowski M.<sup>3</sup>, Dubertret B.<sup>3</sup>, Bayer M.<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup> Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, 44227 Dortmund, Germany

<sup>3</sup> Laboratoire de Physique et d'Etude des Matériaux, ESPCI, CNRS, 75231 Paris, France

DOI 10.34077/Semicond2019-240

Методом неупругого рассеяния света с переворотом спина (РСПС) исследованы спиновые взаимодействия в двумерных нанопластинках CdSe толщиной 3, 4 и 5 монослоев. Этот метод позволил нам измерить g-фактор электрона и изучить механизмы, ответственные за переворот его спина. Эксперименты по РСПС проводились при низких температурах до 1.7 К и в сильных магнитных полях до 10 Тл в геометрии Фарадея и наклонной геометрии. Результаты РСПС сравниваются с экспериментами по поляризованной фотолюминесценции и фарадеевского вращения в эксперименте с накачкой-зондированием [1,2].

В спектрах фотолюминесценции (ФЛ) всех исследованных образцов (3, 4 и 5 моносля) присутствуют полосы фотолюминесценции, обусловленные рекомбинацией экситонов и трионов [1,2]. Спектры РСПС измерялись при резонансном возбуждении в полосу экситонной ФЛ. Линия РСПС электрона наблюдалась как в стоксовой, так и антистоксовой областях спектра. Из зависимости рамановского сдвига линии РСПС электрона от магнитного поля была определена величина его g-фактора. Из экспериментальных данных получена зависимость g-фактора от числа монослоев: g=1.82 для 3 монослоев, g=1.78 для 4 монослоев и g=1.62 для 5 монослоев. Кроме того, анизотропия электронного g-фактора и правила отбора для РСПС позволили нам определять ориентацию нанопластинок на подложке.

В спектре РСПС, кроме линии с энергетическим сдвигом  $\Delta^1$ =gµВ наблюдалась линия с вдвое большим энергетическим сдвигом  $\Delta^2$ =2gµВ. Эту линию РСПС с удвоенным энергетическим сдвигом мы приписываем двойному перевороту спина электрона. Рассеяние с двойным переворотом спина можно понять, если предположить наличие в нанопластинке двух резидентных электронов, которые переворачивают свои спины благодаря обменному взаимодействию с фотовозбужденным экситоном. Это предположение подтверждается сравнением спектров РСПС, измеренных без, и с дополнительной нерезонансной лазерной подсветкой. В последнем случае чрезвычайно слабая дополнительная подсветка значительно увеличивает сигнал РСПС. Сравнение спектров РСПС, измеренных при резонансном и нерезонансном возбуждении экситонов показало, что при резонансном возбуждении происходит нарушение правил отбора для оптических переходов с переворотом спина. Правила отбора для РСПС и механизм одиночного и двойного переворота спина электрона объяснены в теоретической модели, разработанной для РСПС в нанопластинках.

Благодарности: В.Ф. Сапега, И.В. Калитухо, А.В. Родина и Е.Л. Ивченко благодарят Российский фонда фундаментальных исследований, грант № 19-52-12064 ННИО-а за финансовую поддержку.

[1] E.V. Shornikova, L. Biadala, D.R. Yakovlev, et al., Addressing the exciton fine structure in colloidal nanocrystals: the case of CdSe nanoplatelets, Nanoscale, 10, 646-656 (2018).

[2] E.V. Shornikova, L. Biadala, D.R. Yakovlev, et al., Electron and hole g-factors and spin dynamics of negatively charged excitons in CdSe/CdS colloidal nanoplatelets with thick shells, Nano Lett. 18, 373 (2018).

## Конкуренция механизмов низкотемпературной люминесценции в квантовых ямах GaAs/AlGaAs

**Скориков М.Л.**<sup>1</sup>, Лясота А.А.<sup>1,2</sup>, Сибельдин Н.Н.<sup>1</sup>, Капон Э.<sup>2</sup>, Рудра А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup> Лозаннский Федеральный политехнический институт, Лозанна, Швейцария

DOI 10.34077/Semicond2019-241

Обнаружено ранее не наблюдавшееся поведение низкотемпературных (T = 2-50 K) спектров фотолюминесценции высококачественных номинально нелегированных гетероструктур GaAs/AlGaAs с одиночными квантовыми ямами, измеренных в широком диапазоне интенсивностей возбуждения ( $I_{exc} = 3 \cdot 10^{-7} - 3 \text{ W/cm}^2$ ) и энергий квантов возбуждения (соответствующих как подбарьерной, так и надбарьерной накачке). При достаточно низких температурах и не слишком низких уровнях возбуждения спектры, как и обычно, состоят из узких линий нейтральных экситонов (ширина экситонной линии при T = 2 K составляет 0.4 мэВ, что свидетельствует о высоком качестве структур) и заряженных экситонов (трионов). Однако такой вид спектра наблюдается только выше определенного "порогового" уровня возбуждения, который увеличивается приблизительно экспоненциально с температурой. При низких же уровнях возбуждения в спектре присутствует единственная линия, сдвинутая на несколько десятых мэВ в сторону меньших энергий от трионного пика. При самых низких температурах (T = 2 - 10 K) эта линия имеет малую ширину (около 1 мэВ), но уже при очень умеренном повышении температуры (T = 10-30 K) быстро уширяется и начинает

напоминать рекомбинации линию некоррелированных электроннодырочных пар. При T = 30 К эта широкая (до 4 мэВ) линия доминирует при всех использованных уровнях возбуждения. При промежуточных температурах и уровнях возбуждения наблюдаются все три линии, однако изменение спектра от одного вида к другому при изменении I<sub>ехс</sub> или T происходит сравнительно быстро (например, при фиксированном Іехс трансформация спектра происходит в интервале температур шириной не более 10 К), так что может быть построена своего рода "квази-фазовая диаграмма" на плоскости *T-I*<sub>exc</sub> (см. рис. 1).



Рис.1. Зависимость "температуры перехода" от уровня возбуждения структуры (надбарьерная накачка, ћ $\omega_{exc}$  = 1.959 эВ). Спектр люминесценции имеет экситонный вид в области параметров правее и ниже "граничной" линии.

Предположительно, ключевым фактором ответственным за такое поведение является влияние случайного электростатического потенциала в плоскости квантовой ямы, возникающего из-за флуктуаций концентрации заряженных примесей в барьерных слоях структуры. Наиболее полное (хотя и не единственно возможное) объяснение наблюдаемым эффектам может быть дано в предположении, что "дополнительная" низкоэнергетичная линия обусловлена туннельной рекомбинацией электронов и дырок, латерально разделенных полем случайного потенциала и населяющих хвосты плотностей состояний в зоне проводимости и валентной зоне квантовой ямы.

Работа поддержана Российским научным фондом, проект № 18-72-10073.

#### Особенности релаксации экситонов в коллоидных нанопластинках CdSe/CdS

**Смирнов А.М.**<sup>1,2</sup>, Голинская А.Д.<sup>1</sup>, Жаркова Е.В.<sup>1</sup>, Козлова М.В.<sup>1</sup>, Саиджонов Б.М.<sup>1</sup>, Васильев Р.Б.<sup>1</sup>, Днепровский В.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1-2

<sup>2</sup> ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, Моховая 11-7

DOI 10.34077/Semicond2019-242

Работа посвящена изучению особенностей взаимодействия и релаксации экситонов в коллоидных нанопластинах CdSe с одним, двумя и тремя монослоями оболочки CdS (CdSe/1CdS, CdSe/2CdS и CdSe/3CdS, соответственно) при однофотонном возбуждении экситонов лазерными импульсами [1]. В зависимости от количества монослоев оболочки CdS было реализовано нестационарное ( $\lambda$ =532 нм,  $\tau$ =35 пс) резонансное возбуждение экситонов, связанных с тяжелыми дырками (1hh-1e), в нанопластинках CdSe/1CdS, экситонов, связанных с легкими дырками (1lh-1e), в нанопластинках CdSe/1CdS, экситонов в нанопластинках CdSe/3CdS. Кроме этого, было исследовано нелинейное изменение экситонного поглощения при стационарном лазерном возбуждении ( $\lambda$ =540 нм,  $\tau$ =10 нс).

Наименьшее значение интенсивности насыщения (~35 MBt/cm<sup>2</sup>) обнаружено для коллоидного раствора нанопластинок CdSe/1CdS. Насыщение поглощения объяснено эффектом заполнения фазового пространства экситонов, связанных с тяжелыми дырками. Для данного образца при интенсивности возбуждения более 150 MBT/см<sup>2</sup> обнаружено увеличение поглощения, которое может быть объяснено существенным вкладом экситон-экситонного взаимодействия [2], а также процессом передачи энергии от экситонов, связанных с тяжелыми дырками, экситонам, связанным с легкими дырками [3]. Для образца CdSe/2CdS обнаружено большее по сравнению с образцом CdSe/1CdS значение интенсивности насыщения (≈50 MBт/см<sup>2</sup>) и сравнимое нелинейное уменьшение различие объяснено необходимостью заполнения поглощения. Данное как состояний. соответствующих легким экситонам, так и состояний, соответствующих тяжелым экситонам. Для образца CdSe/3CdS, возбуждение которого осуществляется в коротковолновый край 1lh-1e экситонного перехода, обнаружена наибольшая из трех интенсивность насыщения (≈100 MBт/см<sup>2</sup>), что обусловлено существенно меньшей силой осциллятора, по сравнению со случаем резонансного возбуждения экситонных переходов.

Спектры дифференциального пропускания, измеренные при стационарном лазерном возбуждении экситонов подтверждают предположение о влиянии экситон-экситонного взаимодействия [1,2], экситон-фононного взаимодействия [4], а также процесса передачи энергии между лёгкими и тяжелыми экситонами [3] на релаксацию экситонов.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ №18-32-00536 мол-а.

- [1] А.М. Смирнов и др., Письма в ЖЭТФ, 109, 466 (2019).
- [2] G.A. Boiko et al., phys. status solidi b, 85, 111 (1978).
- [3] A.M. Smirnov et al., Semiconductors, 52, 1798 (2018).
- [4] А.М. Смирнов и др., Письма в ЖЭТФ, 109, 375 (2019).

## Баллистический транспорт двумерного электронного газа в градиенте магнитного поля под действием СВЧ-излучения

**Султанов Д.Б.**, Воробьёв А.Б., Булдыгин А.Ф., Торопов А.И. *ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13* 

СВЧ-отклик двумерного электронного газа активно исследуется на протяжении последних лет [1]. Большинство исследований, посвящённых СВЧ-излучения влиянию на двумерный электронный газ, были проведены в условиях однородного магнитного поля. В неоднородном же магнитном поле ситуация сильно меняется – изменяется энергетический спектр ДЭГ и возникают новые траектории движения электронов[2, 3]. Наша работа исследованию влияния СВЧпосвящена излучения на магнетотранспорт ДЭГ в градиенте магнитного поля в баллистическом режиме.

СВЧ-излучение может вносить изменения в траектории движения электронов, что, в свою



очередь, приводит к отклику в магнетосопротивлении ДЭГ. Мы предполагаем, что влияние СВЧизлучения на траектории движения электронов в баллистическом режиме транспорта будет более заметно, чем в диффузионном. Поэтому в нашей работе использовались образцы с холловскими мостиками шириной заведомо меньшей, чем длина свободного пробега (~8 мкм) в исследуемой структуре. Градиент магнитного поля формировался за счёт использования цилиндрических оболочек с ДЭГ, т.к. двумерные электроны чувствительны только к нормальной компоненте магнитного поля. Измерения нелокального сопротивления подтвердили наличие баллистического режима транспорта.

Результаты эксперимента на свёрнутой оболочке с шириной холловского мостика 4 мкм представлены на рис.1. В отсутствие микроволнового излучения в зависимости R<sub>XX</sub>(В) наблюдаются осцилляции Шубникова-де Гааза. При подаче СВЧ-излучения происходит уменьшение магнетосопротивления в магнитных полях больше 1.5 Тл и сильное затухание амплитуды одного из пиков в магнитном поле около 3 Тл. Ранее, при исследовании магнетосопротивления ДЭГ в цилиндрических оболочках в диффузионном и квази-баллистическом режимах транспорта подобный эффект не наблюдался. Примечательно, что в нашем эксперименте микроволновый отклик наблюдался в сравнительно сильном магнитном поле, в то время как обычно связанные с микроволнами эффекты наблюдались в малых полях. Возможно, это обусловлено уменьшением нормальной компоненты магнитного поля вследствие изгиба оболочках в баллистическом режиме транспорта от СВЧ-отклика В диффузионном режиме.

Работа поддержана грантом РФФИ №17-02-01218.

- [1] I.A. Dmitriev et al., Rev. Mod. Phys., 84, 1709 (2012).
- [2] L.I. Magarill et al., JETP, 86, 771 (1998).
- [3] J.E. Müller, Phys. Rev. Lett., 68, 385 (1992).

DOI 10.34077/Semicond2019-243

#### Плазмонно-резонансное поглощение ТГц излучения в графене

Титова Е.И., Былинкин А.Н., Кащенко М.А., Михеев В.В., Жукова Е.С., Свинцов Д.А.

Московский физико-технический институт (ГУ), 141701, Долгопрудный, Институтский пер., 9. DOI 10.34077/Semicond2019-244

Возбуждение поверхностного плазмонного резонанса (ППР) позволяет концентрировать электромагнитное поле в веществе, что значительно увеличивает поглощение излучения различными материалами. Этот эффект позволяет создавать эффективные и сверхбыстрые фотодетекторы на основе графена, который в обычном состоянии слабо поглощает внешнее излучение. Фотодетектирование с помощью возбуждения ППР уже наблюдалось в высококачественном графене на SiC [1], а также в инкапсулированном графене, полученном методом отщепления [2]. В данной работе показано возбуждения ППР в более доступном и масштабируемом графене, полученном методом химического осаждения из газовой фазы (ХОГФ) в диапазоне 5-10 ТГц.

Были изготовлены транзисторные структуры с монослоем графена в качестве канала, золотыми контактами в качестве стока/истока, и р-легированной Si/SiO<sub>2</sub> подложкой в качестве нижнего затвора. Также на стеке графен/диэлектрик была сделана субмикронная решетка из титана для возбуждения ППР, как показано на рис. 1(а). Металлическая решетка с минимальними размерами 130нм была изготовлена с помощью электронно-лучевой литографии.

Спектры пропускания данной структуры были измерены с помощью Фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v в диапазоне от 50 до 450 см<sup>-1</sup>. Во время спектрометрических измерений образцы также контролировались электрически. Пренебрегая отражением и рассеянием излучения, поглощение образца равно  $A = 1 - \frac{T(V_G)}{T_{CNP}}$ , где  $T_{CNP}$  - пропускание графена в точке

электронейтральности. Измерения проводились при двух различных поляризациях излучения:

параллельно и перпендикулярно титановой решетке. При этом в первом случае наблюдалось только Друдепоглощения в графене, тогда как во втором случае возбуждался ППР.

Исследовав зависимость частоты ППР от напряжения на затворе (рис 1(б)) мы обнаружили, что ранние теории [3] плохо описывают данный эффект, т.к. не учитывают сильное отражение плазмонов на краях металлических полос при близком расположении решетки и графена. В отличие ОТ предыдущих теорий, резонансная частота плазмонов в таком определяется ллинной случае



Рис. 1 (а) Схематическое изображение структуры на основе графена. (b) Карта интенсивности усиления спектров поглощения, соответствующих плазмонному вкладу, как функция частоты и напряжения на затворе. Пунктирные соответствуют линии теоретическому расчету закона дисперсии гейтированных плазмонов. На вставке показано разрезов карты интенсивности несколько при определенных напряжениях на затворе.

отдельных металлических полос, а не периодом решетки. Мы сформулировали простую теорию для резонансных частот в нашем эксперименте, которая описывает экспериментальные данные без какихлибо подгоночных параметров [4].

[1] X. Cai, A.B. Sushkov et al., Nano Lett., 15 (7), 4295–4302, (2015).
[2] D.A. Bandurin, D. Svintsov et al., Nature Communications, 9, 5392, (2018).
[3] S. A. Mikhailov. Phys. Rev. B 58, 1517 (1998).
[4] A. Bylinkin, E. Titova et al., arXiv:1812.04028 (accepted to Phys. Rev. Applied)

# Влияние самоорганизации поверхностных зарядов на квантовый микроконтакт в двумерных затворно-индуцированных системах

**Ткаченко О.А.**<sup>1</sup>, Бакшеев Д.Г.<sup>2</sup>, Ткаченко В.А.<sup>1,2</sup>, Сушков О.П.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup> School of Physics, University of New South Wales, Sydney, 2052, Australia

DOI 10.34077/Semicond2019-245

В настоящее время исследуются микроконтакты, создаваемые в конфигурациях металлдиэлектрик-расщепленный затвор Шоттки-нелегированная гетероструктура GaAs/AlGaAs [1]. Для изучения роли поверхностных зарядов интересен случай близкого расположения затворноиндуцированного двумерного газа электронов, либо дырок к поверхности полупроводника и к верхнему затвору (~40;70 нм). Была выбрана структура с достаточно высокой по оценкам концентрацией отрицательных зарядов n≈7·10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup> локализованных на границе полупроводника с диэлектриком Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и нейтрализованных зарядами изображения в верхнем затворе. В моделируемых образцах длина расщепленного затвора Шоттки менялась от 100 до 600 нм, а дистанция между его половинами равна 400 нм. Методом Метрополиса вычислялись равновесные состояния системы поверхностных зарядов для разных температур на прямоугольнике длины 3 мкм и ширины 2.6 мкм. В расчете предполагались периодические гранусловия на плоскости, отсутствие поверхностных зарядов на поверхности GaAs под затвором Шоттки (полное экранирование), сохранение числа взаимодействующих частиц (~10000) и континуальность возможных перемещений точечных зарядов на плоскости при поиске минимума внутренней энергии системы. Считалось, что найденное распределение поверхностных зарядов замораживается при погружении образца в криостат при нулевых затворных напряжениях. С этим распределением решались задачи 3D электростатики и 2D квантового транспорта для микроконтакта при затворных напряжениях, отвечающих формированию двумерного газа носителей нужной плотности и микроконтакта с заданным числом мод. Особенности в расположении поверхностных зарядов порождают на глубине двумерного газа максимумы или минимумы потенциала характерного размера 150 нм. Эти флуктуации передаются одномерным подзонам. В длинных микроконтактах (L=400÷600 нм) на вершине подзоны могут возникать потенциальные ямки, которые на кривых кондактаса дают резонансы (пики или провалы). При совершенно случайном распределении поверхностных зарядов лестница кондактанса оказывается практически разрушена резонансами. Но в коротких каналах сохраняется только одно узкое место, и ступени кондактанса получаются гладкими. Самоорганизация поверхностных зарядов существенно подавляет флуктуации потенциала на глубине двумерного газа даже при большой эффективной температуре замораживания беспорядка (500 К), при этом резонансные особенности на ступенях квантования кондактанса становятся менее выраженными или исчезают.

Значения эффективной температуры беспорядка 1000÷500К мы нашли сравнением теоретических и экспериментальных значений транспортного и квантового времен рассеяния в разных структурах с двумерным электронным и дырочным газом. Мы считаем, что в реальных образцах имеется примерно такой же беспорядок, как в расчете, но фактическая температура замораживания беспорядка заведомо ниже, чем эффективная. В нашей упрощенной модели самоорганизации принято во внимание лишь кулоновское взаимодействие зарядов, их положения не ограничены реальной сеткой поверхностных дефектов, и не учитывался разброс энергий связи зарядов с дефектами. Эти неучтенные факторы могут только понижать реальную температуру замораживания по сравнению с эффективной.

[1] J.C.H. Chen, D.Q. Wang, O. Klochan et al., Appl. Phys. Lett. 106, 052101 (2015).

## Роль «нерадиационных» мод при возбуждении бегущих плазмонов в периодической структуре с графеном

**Фатеев** Д.В.<sup>1,2</sup>, Машинский К.В.<sup>1</sup>, Мельникова В.С.<sup>1</sup>, Попов В.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> СФ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 410019, Саратов, ул. Зелёная, 38

<sup>2</sup> Саратовкий государственный университет, 410012, Саратов, ул. Астраханская, 83

DOI 10.34077/Semicond2019-246

В последнее время интенсивно исследуются плазмонные свойства графена в терагерцовом (ТГц) частотном диапазоне [1]. В настоящее время современные технологии позволяют создавать графеновые структуры временем релаксации импульса носителей порядка 1 пс при комнатных температурах, что позволяет возбуждать плазменные резонансы в ТГц диапазоне частот.

В качестве источника ТГц бегущего плазмона в графеновых наноструктурах используются одиночные острие ближнепольного микроскопа [2], рассеиватели: одиночный металлический затвор над графеном [3], щель в металлическом экране над графеном [4]. Предлагаются способы возбуждения бегущего плазмона в графене с эффекта нарушенного полного внутреннего помощью с использование призм Bo отражения [5]. всех вышеуказанных способах эффективность преобразования мощности падающей волны в бегущий плазмон не высока.

В этой работе исследуется преобразование нормально падающей ТГц волны на периодическую графеновую структуру (Рис. 1) в бегущую плазменную волну в графене.



Рис.1. — Спектр коэффициента преобразования мощности падающей ТГц волны в бегущий плазмон в зависимости от ширины затворного электрода.

Рассматриваемая структура состоит из графена, над которым расположен двойной решеточный металлический затвор с асимметричной элементарной ячейкой. Структура расположена на подложке, под которой находится однородный металлический экран. ТГц волна падает нормально на решеточный затвор и возбуждает плазменные колебания в графене. За счет создания геометрической асимметрии элементарной ячейки графеновой структуры возможно возбуждение плазменной волны с неравными пространственными встречными Фурье-гармониками порядков +р и –р, что приводит к возбуждению бегущей плазменной волны. Однородный металлический экран служит для отражения ТГц волны, а толщина подложки подобрана таким образом, чтобы на частоте плазменного резонанса подавить отраженную от структуры ТГц волну.

В данной работе вычислены поток мощности плазменной волны, энергетическая скорость плазменной волны и коэффициенты преобразования мощности падающей волны в бегущую плазменную волну Тр. Выяснено, что в периодической графеновой структуре с асимметричной элементарной ячейкой возможно возбуждение однонаправлено-бегущих плазмонов, при условии возбуждения «нерадиационных» плазмонных мод, т.е. таких мод, которые не возбуждаются в пространственно симметричных структурах. Периодическая графеновая структура может рассматриваться как преобразователь падающей ТГц волны в однонаправлено-распространяющийся плазмон в пассивных системах и как однонаправленный источник плазмонов в активных системах.

Работа поддержана Российским научным фондом (проект 18-79-10041).

- [1] A.N. Grigorenko. et. al., Nature Photonics, 6, 749 (2012).
- [2] P. Alonso-González et. al., Nat. Nanotech., 12, 31 (2017).
- [3] N. Kumada et. al., Nat. Commun., 4, 1363, (2013).
- [4] L. Du, D. Tang, Journal of the Optical Society of America A, 31, 691 (2014).
- [5] Yu. V. Bludov et. al., J. of Appl. Phys., 112, 084320 (2012).

## Экспериментальное исследование магнитоплазменных возбуждений в непрямозонных AlAs/AlGaAs квантовых ямах посредством оптической методики детектирования

**Хисамеева А.Р.**<sup>1,2</sup>, Муравьев В.М.<sup>1</sup>, Губарев С.И.<sup>1</sup>, Кукушкин И.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Академика Осипьянах, 2 <sup>2</sup> МФТИ (НИУ), 141701, МО, Долгопрудный, Институтский пер., 9

DOI 10.34077/Semicond2019-247

В последние годы все больший интерес привлекают к себе исследования плазменных резонансов в двумерных электронных системах (ДЭС) вследствие возможного применения полученных результатов в прикладных областях [1]. Благодаря возможности контролируемого заполнения долин и сильной анизотропии эффективных масс электронов гетероструктуры на основе квантовых ям AlAs являются уникальным объектом для изучения новых плазмонных явлений.

Методом оптического детектирования микроволнового резонансного поглощения (ОДМП)

были проведены измерения на образце выполненного в виде одиночного диска [2]. Впервые данная методика была применена для непрямозонного по полупроводника. Вследствие того, что в ДЭС на основе AlAs отсутствует люминесценция, обусловленная рекомбинационным излучением двумерных электронов с фотовозбужденными носителями, то в эксперименте исследовалась в качестве пробной линия примесного центра в барьере AlGaAs с энергией 1.93 эВ. Интенсивность данной линии была восприимчива к температурным изменениям ДЭС, возникающим из-за поглощения СВЧ излучения в условиях магнитоплазменного резонанса. Также в эксперименте было обнаружено сильное расхождение с теорией для циклотронной магнитоплазменной моды. Возможное объяснение данного явления может быть связано с более сильным проявлением эффектов запаздывания в ДЭС с анизотропным энергетическим спектром.

Данный результат открывает широкую перспективу использования данного метода для исследования других непрямозонных полупроводников. Основным преимуществом контактов или метода является отсутствие затворов, вносящих возмущения в электромагнитное поле плазменной волны [3].



возбуждений. – (b) Резонансные кривые микроволнового поглощения.

Работа выполнена в рамках госзадания ИФТТ РАН при частичном финансировании РФФИ (грант № 17-02-01140).

[1] J. Lusakowski, Semicond. Sci. and Technol. **32**, 013004 (2016). [2] A. R. Khisameeva et al., JETP Letters, 106:1, 26–29 (2017). [3]A. R. Khisameeva et al., Phys. Rev. B, **97**, 115308 (2018).

### Экспериментальное обнаружение Г—Х перехода в заполнении долин в узких ямах AlAs

**Хисамеева А.Р.**<sup>1,2</sup>, Щепетильников А.В.<sup>1</sup>, Муравьев В.М.<sup>1</sup>, Губарев С.И.<sup>1</sup>, Кукушкин И.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Академика Осипьянах, 2

<sup>2</sup>МФТИ (НИУ), 141701, МО, Долгопрудный, Институтский пер., 9

DOI 10.34077/Semicond2019-248

Изучение плазменных возбуждений играет все более важную роль в современных исследованиях электродинамики двумерных электронных систем (ДЭС). В отличие от хорошо изученных плазменных возбуждений в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с однодолинной изотропной ДЭС, квантовые ямы (КЯ) AlAs представляют собой уникальную систему, сочетающую сильную анизотропию эффективных масс электрона с возможностью контролированного заполнения долин [1]. Несмотря на эти свойства, плазмонные явления в таких ДЭС остаются в значительной степени неизученными.

В работе исследовались гетероструктуры AlAs/AlGaAs с ширинами КЯ W = 4.0 - 7.0 нм и 15 нм [2]. Образцы представляли собой стандартные Холловские мостики с ширинами L = 100 мкм вдоль направления [110] и 20 мкм вдоль [100] и [010]. Магнетоплазменные возбуждения исследовались посредством стандартной схемы двойного синхронного детектирования. В эксперименте измерялась добавка к продольному сопротивлению образца  $\delta R$ , обусловленная поглощением микроволнового излучения. Измерения показали, что, несмотря на близкие значения концентраций, происходит резкое изменение положения резонансного магнитного поля, соответствующего возбуждению плазмона в системе, что указывает на качественные изменения при переходе от КЯ с W=5.5 до 6.5 нм. Так как циклотронная масса m<sub>c</sub> сильно зависит от заполнения долин в ДЭС, из анализа данных экспериментов  $m_c (W = 5.5 \text{ HM}) = (0.27 \pm 0.01) m_0$ были получены следующие значения масс: И  $m_c (W = 6.5 \text{ нм}) = (0.51 \pm 0.01) m_0$ . Для КЯ с W = 6.5 нм, масса практически равна значению 0.47  $m_0$ , что соответствует случаю заполнения внутриплоскостных анизотропных Х<sub>х</sub> — Х<sub>у</sub> долины. В свою очередь, для КЯ W = 5,5 нм, значение близко к значению m<sub>tr</sub> = 0,2 m<sub>0</sub>, что указывает на заполнение внеплоскостной изотропной  $X_{z}$  долины. Полученный результат наглядно демонстрирует  $\Gamma - X$  переход в заполнении от анизотропных X<sub>x</sub> — X<sub>y</sub> долин к изотропной в плоскости КЯ X<sub>z</sub> долине. Также в эксперименте наблюдалась уникальная ситуация - суперпозицию двух резонансов для КЯ с W = 6.0 нм - один соответствует электронам из долин X<sub>x</sub> — X<sub>y</sub>, а второй - долине X<sub>z</sub>.

Другой интересной особенностью являлось значительное увеличение циклотронной массы  $m_c = 0,27 m_0$  при заполнении изотропной  $X_z$  долины по сравнению с известным в литературе значением зонной массы  $m_{tr} = 0,2 m_0$ . Для исследования этого вопроса был проведен ряд дополнительных измерений. Была подробно измерена экспериментальная зависимость эффективной массы двумерных электронов от ширины квантовой ямы W. Данные показали, что значение массы не зависит от ширины W, что исключает влияние AlGaAs барьера и электрон-электронного взаимодействия. Также было получено, что масса практически не зависит от электронной плотности в системе, что исключает влияние непараболичности спектра и эффекта запаздывания. Далее, чтобы доказать, что электроны в узких KЯ AlAs шириной W < 6 нм заполняют только одну  $X_z$  долину и не происходит подмешивания с сильно анизотропными внутриплоскостными  $X_x - X_y$  долинами, была исследована изотропность Ферми контура. Для этого были измерены значения эффективных масс для Холловских мостиков, ориентированных вдоль основных кристаллографических направлений [100], [010] и [110]. В результате экспериментально была проверена изотропность Ферми контура  $X_z$  долины в плоскости KЯ.

Работа выполнена в рамках госзадания ИФТТ РАН при частичном финансировании РФФИ (грант № 17-02-01140).

[1] M. Shayegan et al., Phys. Status Solidi B 243, 3629 (2006). [2]A. R. Khisameeva et al., Phys. Rev. B, 97, 115308 (2018).

### Анизотропия проводимости в полуметаллической системе на основе квантовой ямы HgTe (013)

**Худайбердиев** Д.А.<sup>1,2</sup>, Савченко М.Л.<sup>2</sup>, Козлов Д.А.<sup>1,2</sup>, Квон З.Д.<sup>1,2</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>2</sup>, Дворецкий С.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>2</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

DOI 10.34077/Semicond2019-249

Квантовые ямы на основе теллурида ртути интенсивно изучаются уже более 10 лет и демонстрируют разнообразие получаемых на их основе систем: Дираковсие фермионы, двумерный и трехмерный топологические изоляторы, полуметаллическое состояние. Полуметалл реализуется при толщине слоя HgTe 14 – 22 нм [1]. В нем возможно изучение как чисто электронного состояния, так и состояния, когда меньшие по числу высокоподвижные электроны двигаются на фоне медленных дырок, концентрация которых на три порядка больше электронной [2]. По технологическим причинам рост пленок HgTe осуществляется преимущественно в направлении (013) [3], что приводит к высокому качеству таких систем с подвижностью более  $0.5 \times 10^6$  см<sup>2</sup>/Bc [4] и возможности изучения тонких физических эффектов. Однако отклонение направления роста от симметричного может приводить к анизотропии закона дисперсии и рассеяния носителей в плоскости квантовой ямы. Такая анизотропия транспортных свойств полуметалла на основе HgTe до сих пор не была изучена, чему посвящена данная работа.

В работе изучается проводимость квантовых ям HgTe шириной 14 – 22 нм в направлениях [100] и [03-1]. Для этого используется специально ориентированная L-образная меза, снабженная металлическим затвором. Обнаружено, что в нулевом магнитном поле вблизи точки зарядовой нейтральности (когда число электронов равняется числу дырок) анизотропия практически отсутствует ( $\rho_{[03-1]}/\rho_{[100]} \approx 1$ ). При движении уровня Ферми вглубь валентной зоны отношение сопротивлений постепенно растет, достигая значения  $\rho_{[03-1]}/\rho_{[100]} \approx 1.5$  при концентрации дырок  $p \approx 5 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Этот результат отражает известную анизотропию закона дисперсии дырочной стороны спектра полуметалла на основе HgTe [5]. Однако зона проводимости также демонстрирует анизотропию сопротивления. Ввиду отсутствия значимой анизотропии закона дисперсии электронной части спектра, зависимость проводимости от кристаллографического направления может быть связана со смещением центра волновой функции носителей к границам квантовой ямы и усилением рассеяния на шероховатостях [4], которые сильнее развиты в менее симметричном направлении [03-1].

- [1] Квон З.Д. и др., ФНТ 37, 258 (2011).
- [2] Савченко М.Л. и др., Письма в ЖЭТФ 108, 253 (2018).
- [3] Квон З.Д. и др., ФНТ 35, 10 (2009).
- [4] Добрецова А.А. и др., Письма в ЖЭТФ 101, 330 (2015).
- [5] Kvon Z. D. et al., Phys. Rev. B 83, 193304 (2011).

### Анизотропия эффекта Холла в области квантового фазового перехода Чарикова Т.Б.<sup>1,2</sup>, Шелушинина Н.Г.<sup>1</sup>, Клепикова А.С.<sup>1</sup>, Попов М.Р.<sup>1</sup>, Иванов А.А.<sup>3</sup>

Чарикова 1.д., шелушинина п.г., кленикова А.С., попов юг.г., иванов А.А.

<sup>1</sup> ФГБУН ИФМ имени М.Н. Михеева УрО РАН, 620137, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18 <sup>2</sup> ФГАОУ ВПО УрФУ им. Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

<sup>3</sup> НИЯУ "МИФИ<sup>"</sup>, 115409, Москва, Каширское ш., 31

DOI 10.34077/Semicond2019-250

Экспериментально исследовано поведение температурных и магнитополевых зависимостей эффекта Холла электронно-легированного сверхпроводника  $Nd_{2-r}Ce_rCuO_{4+\delta}$  на границе квантового фазового перехода антиферромагнетик (АФМ) – сверхпроводник (СП) (0.135≤x≤0.15) в проводящих плоскостях  $CuO_2$  и в направлении, перпендикулярном плоскостям  $CuO_2$ , на изготовленных в нашей группе монокристаллических пленках  $Nd_{2-r}Ce_rCuO_{4+\delta}/SrTiO_3$  с различной ориентацией оси с относительно плоскости подложки. Комбинация металлического поведения зависимости  $\rho_{ab}(T)$  и неметаллического характера зависимости  $\rho_c(T)$  для стехиометрических недолегированных и оптимально легированных образцов соединения  $Nd_{2-r}Ce_{r}CuO_{4+\delta}$  является показателем того, что исследуемая система квазидвумерна. Установлено, что металлическая проводимость осуществляется по делокализованным состояниям в плоскостях СиО2, а некогерентное туннелирование - через блокирующие слои *Nd(Ce)O* вдоль направления *с* в области сосуществующего АФМ и СП упорядочения при  $x = (0.135 \div 0.145)$ . Таким образом флуктуации, обусловленные конкуренцией между двумя различными типами упорядочения АФМ и СП, а также разброс уровней энергии электронов в квантовых ямах СиО2, индуцированный примесным легированием, способствуют некогерентности переноса в направлении С-оси в исследуемых структурах [1]. В нормальном состоянии при исследовании температурной зависимости эффекта Холла для всех составов получено, что значение анизотропии сопротивления Холла  $\rho_{w}^{c}(T)/\rho_{w}^{ab}(T)$ достигает 6·10<sup>3</sup>: «сопротивление Холла» между плоскостями СиО<sub>2</sub> на три порядка больше сопротивления Холла в СиО2 -плоскостях. В смешанном состоянии при низкой температуре «сопротивление Холла» между плоскостями СиО, имеет активационное поведение вихревой решетки через барьер – блокирующие слои Nd(Ce)O. Изменение поведения температурных зависимостей  $\rho_{rv}^{c}(T)$  с увеличением магнитного поля позволяет обнаружить уменьшение температурного диапазона активационной зависимости вихревой решетки и уменьшение величины энергии активации. В магнитном поле также наблюдается сильная анизотропия эффекта Холла: «сопротивление Холла» между плоскостями СиО2 в нормальном состоянии не зависит от магнитного поля и, практически, равно нулю, в то время как холловское сопротивление в плоскости *CuO*<sub>2</sub> имеет стандартную фермижидкостную зависимость от магнитного поля. В смешанном состоянии наблюдается степенная зависимость «сопротивления Холла» между плоскостями СиО<sub>2</sub>  $\rho_{xy}^{c}(T) \sim B^{\beta}$ , что может быть связано с переходом Костерлица-Таулеса в 2D-сверхпроводниках в смектическом вихревом состоянии [2].

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № АААА-А18-118020190098-5 и проекту №18-10-2-6 Программы УрО РАН при поддержке РФФИ (грант № 18-02-00192).

[1] A. S. Klepikova, et. al., Low temperature physics, 45, 217 (2019).

[2] G.Gorlova, Yu.I.Latishev, JETP Letters, 51, 224 (1990).

# Рассеяние на латеральных границах в подвешенных микроструктурах с двумерным электронным газом

Шевырин А.А.<sup>1</sup>, Погосов А.Г.<sup>1,2</sup>, Бакаров А.К.<sup>1,2</sup>, Шкляев А.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-251

Незеркальное рассеяние на шероховатостях латеральных границ [1] становится существенным в наноструктурах, сформированных путем глубокого плазмохимического травления, таких как электронные биллиарды, решетки антиточек и квантовые точечные контакты, осложняя наблюдение явлений баллистического электронного транспорта. Настоящая работа посвящена исследованию таких эффектов в подвешенных микроструктурах с двумерным электронным газом, формирование которых требует глубокого травления до жертвенного слоя.



Puc.1. Зависимости продольного сопротивления от перпендикулярного магнитного поля в неподвешенном (a) и подвешенном (b) холловских мостиках шириной 3 мкм

Для выявления особенностей электронного транспорта в узких подвешенных мембранах проведено экспериментальное измерение и сравнение магнетотранспортных характеристик подвешенных и неподвешенных холловских мостиков различной длины (30-110 мкм) и ширины (3-50 мкм). Толщина подвешенных мостиков составляла 166 нм. Измерения проводились в поперечных магнитных полях величиной до 0,6 Т при температурах 1,6-4,2 К. Обнаружено, что продольное магнетосопротивление узких (3 мкм) неподвешенных холловских мостиков демонстрирует пики в магнитных полях, соответствующих циклотронному радиусу порядка ширины мостиков. Появление таких пиков может объясняться влиянием рассеяния на шероховатостях латеральной границы, формируемой с помощью реактивно-ионного травления. Магнетосопротивление широких (50 мкм) холловских мостиков подобных пиков не демонстрирует. Обнаружено, что подвешивание узких холловских мостиков может уменьшать влияние рассеяния на шероховатой границе, что приводит к подавлению соизмеримых пиков, объяснимому увеличением ширины областей краевого обеднения. Альтернативное объяснение исчезновения соизмеримых пиков при подвешивании может базироваться на том факте, что подвижность носителей заряда уменьшается с 350000 до 220000 см<sup>2</sup>B<sup>-1</sup>с<sup>-1</sup>; при этом длина свободного пробега уменьшается с 4,1 до 2,2 мкм и становится меньшей ширины мостика, что может делать соизмеримые пики, имеющие баллистическую природу, ненаблюдаемыми.

Работа поддержана грантами РФФИ №19-02-00800 и РНФ №18-72-10058.

[1] T. J. Thornton et al., Phys. Rev. Lett., 63, 2128 (1989).

## Влияние напряжения на затворе на замороженную проводимость в квантовых ямах на основе теллурида ртути

Шерстобитов А.А.<sup>1,2</sup>, Миньков Г.М.<sup>1,2</sup>, Рут О.Э.<sup>1</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>3,4</sup>, Дворецкий С.А.<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup> Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

<sup>2</sup> ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18

<sup>3</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>4</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-252

Работа посвящена исследованию замороженной фотопроводимости в двумерных структурах с квантовой ямой из теллурида ртути с полевым электродом. Засветка проводилась при различном напряжении на полевом электроде. Было обнаружено что после засветки при не нулевом напряжении на полевом электроде концентрация носителей при нулевом напряжении заметно меняется.

В данной работе приведены данные для двух образцов, с толщиной ямы 8 и 5.1 нанометра. Аналогичные зависимости наблюдаются на всех образцах с толщиной ямы от 4.5 до 80. Образцы имели следующую структуру: На подложке из арсениде галлия с ориентацией (013) выращивается 5-6 микрон теллурида кадмия, затем 30-40 нанометров смешанного раствора теллурида кадмия и теллурида ртути с содержанием теллурида кадмия 0.5-0.6, квантовая яма из теллурида ртути, заданной толщины, 30-40 нанометров покровного слоя и смешанного раствора с тем-же составом. Образцы вытравились в виде холловских мостиков. Поверх мостиков, газофазной эпитаксией наносился парилен, который служил подзатворным диэлектриком. Поверх парилена напылялся затвор из алюминия. Толщина парилена обычно составляла 150 нм, что даёт наклон зависимости концентрации от напряжения на затворе порядка 1\*10<sup>11</sup>см<sup>-2</sup>/В.

В исследованных структурах после первой подсветки, при нулевом напряжении на затворе, слабо увеличивалась концентрация электронов, на величину порядка  $10^{11}$  см<sup>-2</sup>. При этом подвижность практически не менялась. Обозначим полученную величину концентрации n<sub>0</sub>. Было обнаружено, что после подсветки при не нулевом напряжении на затворе концентрация электронов при этом напряжении становится равной n<sub>0</sub>. После такой подсветки, концентрация при нулевом напряжении на затворе может как уменьшаться так и увеличиваться, в зависимости от того при каком напряжении проводилась подсветка. В исследованных образцах это изменение составляло величину порядка  $10^{12}$  см<sup>-2</sup>. Этот эффект может быть легко объяснён с точки зрения простых электростатических соображений.

Обнаруженный эффект позволяет, при ограниченном напряжении на затворе, проводить исследования в большем диапазоне концентраций. Например, в исследованных образцах затвор пробивается при напряжении немного больше 5В. Максимальная концентрация электронов, которую можно получить обычным способом, порядка  $8*10^{11}$  см<sup>-2</sup>. После подсветки при отрицательном напряжении на затворе можно получить концентрацию электронов порядка  $1.5*10^{12}$  см<sup>-2</sup>.

Работа выполнена при поддерке 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).
## Пороговые эффекты в спектре квазидвумерного электронного газа обогащённого слоя

Шульман А.Я., Посвянский Д.В.

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

DOI 10.34077/Semicond2019-253

В [1] отмечено, что энергия связи первого дискретного уровня в потенциальной яме квадратично зависит от глубины ямы вблизи порога рождения связанного состояния. Утверждение сделано на частном примере решаемой задачи о прямоугольной потенциальной яме. Более общего характера аналогичная формула получена в [2] в приближении, когда потенциал ямы рассматривается как возмущение. В докладе, с использованием аппарата обобщённого гильбертова пространства [3], формула пороговой зависимости энергии связи от величины расстройки получена в общем виде без ограничения на глубину ямы, в которой уже могут существовать связанные состояния. Этот результат позволяет качественно объяснить замедление скорости заполнения электронами вновь образованной размерно-квантованной подзоны в потенциальной яме обогащённого слоя при увеличении напряжения на затворе [4-6]. Количественное сопоставление с полученной формулой может быть тестом предложенного объяснения.

Рассмотрено также проявление порогового эффекта в случае уравнения эффективной массы для квазидвумерных электронов с непараболическим законом дисперсии при конечной ширине запрещённой зоны. Показано, что обнаружение при расчётах двумерного спектра подзоны, начинающейся при не равном нулю значении квазиимпульса, параллельного поверхности [7], может быть артефактом, который обусловлен сложностью определения очень малых энергий локализации электронов около поверхности при конечной длине расчётного интервала и пороговой зависимостью этой энергии от квазиимпульса. Последний входит как параметр в выражение для квазипотенциала, который появляется в правильном уравнении эффективной массы вследствие непараболичности зонного спектра [8] вместо зависящей от энергии эффективной массы при модельном учёте непараболичности [9].

Полученные результаты ставят под сомнение гипотезу о возможности существования размерно-квантованных подзон, спектр которых начинается при ненулевом значении квазиимпульса, в квантовых ямах, в которых из-за непараболичности электронного спектра эффективная масса зависит от энергии [10].

[1] А.И. Базь, Я.Б. Зельдович, А.М. Переломов, Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике, 2-е изд., Наука-ФМ, М. (1971), Гл. I, § 2.

[2] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц,. Квантовая механика, 4-е изд., Наука-ФМ, М. (1989),§ 45, зад. 1.

[3] A. Ya. Shul'man, XXV IUPAP Conference on Computational Physics – CCP2013, Moscow, (2013), Book of Abstracts, p. 136, http://ccp2013.ac.ru/files/book5x.pdf.

[4] H. Reisinger, H. Schaber, and R. E. Doezema, Phys. Rev. B, 24, 5960 (1981), Fig. 9 and 10.

[5] В.Ф. Раданцев, Т.И. Дерябина, Л.П. Зверев и др., ЖЭТФ, 91, 1016 (1986), Рис. 3 и 9.

[6] Г.М. Миньков, О.Э. Рут, А.В. Германенко, ЖЭТФ, 112, 537 (1997), Рис. 12.

[7] A. Zhang, J. Slinkman, and R. E. Doezema, Phys. Rev. B, 44, 10752 (1991).

[8] А.Я. Шульман, Тезисы ХІРКФП, с. 269, Санкт-Петербург (2013)

[9] M. Kubisa and W. Zawadzki, Semiconductor Science and Technology, 8, S246 (1993).

[10] R. E. Doezema and H. D. Drew, Phys. Rev. Lett., 57, 762 (1986).

## Электронный спиновый резонанс в GaN/AlGaN гетеропереходе

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

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

#### DOI 10.34077/Semicond2019-254

Объёмный нитрид галлия и основанные на данном материале гетероструктуры обладают целым рядом уникальных свойств, а именно: большая величина запрещённой зоны, выдающиеся диэлектрические свойства, повышенная стабильность температурных характеристик, нетоксичность и т.д. Именно эти свойства делают такие материальные системы особенно интересными с практической точки зрения.

Основной целью данной работы было применить одну из наиболее эффективных экспериментальных методик – методику электронного спинового резонанса – для изучения физических свойств GaN/AlGaN гетеропереходов, содержащих высококачественную двумерную электронную систему. Отметим, что ранее был предпринят ряд попыток пронаблюдать спиновый резонанс в таких структурах, однако резонанс так и не был обнаружен, по всей вероятности, из-за ограничений применявшегося экспериментального подхода, например, низкой частоты возбуждающего микроволнового излучения. В рамках данной работы диапазон применявшихся частот был увеличен более чем на два порядка вплоть до 400 GHz.

Спиновый резонанс двумерных электронов, заключенных в GaN/AlGaN гетеропереход, детектировался по резонансному изменению продольного магнитосопротивления образца в режиме квантового эффекта Холла. Резонанс наблюдался в широком диапазоне магнитных полей и частот микроволнового излучения. Несмотря на то, что спин-орбитальное взаимодействие в таких структурах велико, ширина резонансной линии была относительно мала – вплоть до 6.5 мT, а значит, характерное время спиновой релаксации не меньше 2 нс. Величина g-фактора электрона, вычисленная по магнитополевому положению спинового резонанса при фиксированной частоте микроволнового излучения, была близка к значению g в объёмном материале. Была изучена зависимость g-фактора электрона от магнитного поля.

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).

## Проблема резервуара дырок в нетрадиционной картине квантового эффекта Холла в двойной квантовой яме p-HgTe/CdHgTe

**Якунин М.В.**<sup>1</sup>, Криштопенко С.С.<sup>2</sup>, Подгорных С.М.<sup>1</sup>, Попов М.Р.<sup>1</sup>, Неверов В.Н.<sup>1</sup>, Терре F.<sup>3</sup>, Jouault B.<sup>3</sup>, Desrat W.<sup>3</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>4</sup>, Дворецкий С.А.<sup>4</sup>

<sup>1</sup> ИФМ УрО РАН, 620219, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

<sup>2</sup> ИФМ РАН, 607680, Нижний Новгород, ул. Академическая, 7

<sup>3</sup> Laboratoire Charles Coulomb (L2C), Universite Montpellier, 34095 Montpellier, France

<sup>4</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

DOI 10.34077/Semicond2019-255

В связи с обнаружением аномально широкого плато квантового эффекта Холла (КЭХ) в системах с дираковскими фермионами — в эпитаксиальном графене [1,2] и слое HgTe критической толщины [3] — и актуальностью этого явления для метрологии в последнее время возродился интерес к старой идее резервуара носителей тока как механизма формирования структуры КЭХ [4]. Предполагается, что с ростом магнитного поля некий резервуар непрерывно поставляет мобильные носители тока в двумерный слой, в результате первое (со стороны сильных полей) состояние КЭХ может продолжаться до гигантских полей [2]. Рассматриваются разные варианты такого резервуара: локализованные состояния на гетерогранице графена и подложки SiC, некие карманы с высокой плотностью носителей внутри слоя графина. А в слое p-HgTe в качестве такого резервуара может выступать боковой максимум валентной подзоны, то есть особенность собственного энергетического

спектра без привлечения каких-либо неоднородностей в структуре.

Ранее мы обнаружили необычную структуру КЭХ в двойной квантовой яме (ДКЯ) р-типа проводимости, состоящей из двух слоев HgTe критической толщины 6.5 нм, разделенных барьером CdHgTe в 3 нм [5]. Одним из специфических элементов этой структуры является аномально широкое состояние с номером i = 2 (плато холловского сопротивления  $\rho xy = h/ie^2$ ), переходящее в сильных полях в состояние i = 1. Тогда как в перечисленных выше примерах речь шла только об аномально широком первом состоянии КЭХ. На основе рассчитанного зонного спектра и картины уровней Ландау мы показали, что наличие перехода 2–1 связано со спецификой энергетического спектра ДКЯ, аномально широкое плато i = 2 не может существовать в монослое HgTe. Положение перехода 2–1 соответствует



i = 1.5 и дает информацию о концентрации дырок в сильном поле. В нашей ДКЯ она существенно больше, чем это следует из картины КЭХ в слабых полях — в 4 раза больше в исходном состоянии образца и может изменяться с помощью потенциала затвора V<sub>g</sub> и ИК-подсветки. Таким образом, мы количественно показали, что концентрация мобильных дырок действительно увеличивается с полем.

Авторы благодарят Г.М. Минькова за изготовление затвора на исследуемых структурах. Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» №АААА-А18-118020190098-5 и проекта № 18-10-2-6 программы УрО РАН при поддержке РФФИ (грант № 18-02-00172).

- [1] T.J.B.M. Janssen et al., Phys. Rev. B, 83, 233402 (2011).
- [2] M. Yang et al., Phys. Rev. Lett., 117, 237702 (2016).
- [3] I. Yahniuk et al., arXiv: 1810.07449 [cond-mat.mes-hall].
- [4] W. Zawadzki et al., Phys. Stat. Sol. B, 251, 247 (2014).
- [5] M.V. Yakunin et al., arXiv: 1811.06791 [cond-mat.mes-hall]

Секция 5. Нульмерные системы (квантовые точки, нанокристаллы)

### Локальный спектральный анализ полупроводниковых наноструктур

**Милёхин А.Г.**<sup>1,2</sup>, Rahaman M.<sup>3</sup>, Дуда Т.А.<sup>1</sup>, Милёхин И.А.<sup>1</sup>, Аникин К.В.<sup>1</sup>, Родякина Е.Е.<sup>1,2</sup>, Васильев Р.Б.<sup>4</sup>, Dzhagan V.M.<sup>5</sup>, Zahn D.R.T.<sup>3</sup>, Латышев А.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Пирогова, 1

<sup>3</sup>Semiconductor Physics, Chemnitz University of Technology, D-09107 Chemnitz

<sup>4</sup>Московский государственный университет им.М.В. Ломоносова, 119991, Москва

<sup>5</sup>V.Ye. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, Ukr. Nat. Acad. Sci., 03028, Kyiv

DOI 10.34077/Semicond2019-258

Предложен новый метод локального спектрального анализа полупроводниковых наноструктур, основанный на обнаруженном гигантском комбинационное рассеяние света (КРС) полупроводниковыми наноструктурами, расположенными на поверхности массива нанокластеров Au, вблизи металлизированной иглы атомно-силового микроскопа (ACM) (рис.1а).

В зазоре между металлическими нанокластерами и иглой ACM микроскопа, где расположена полупроводниковая наноструктура, возникает сильное увеличение локального поля («горячая точка») и, как следствие, резкое усиление сигнала КРС (Рис.1б).

Достигнуто беспрецедентное усиление сигнала КРС двумерными (свыше $\cdot 10^8$  для MoS<sub>2</sub>) и нульмерными ( $10^6$  для нанокристаллов CdSe) полупроводниковыми наноструктурами. Картирование сигнала КРС на частоте оптических фононов MoS<sub>2</sub> и CdSe позволило изучить эффекты локальных механических напряжений и легирования в MoS<sub>2</sub> с пространственным разрешением 2 нм [1], определить фононный спектр одного нанокристалла CdSe размером 6 нм [2], что находится далеко за дифракционным пределом (Puc.1в).

Результат принципиально важен для спектральной диагностики наноматериалов с нанометровым пространственным разрешением.



Рис.1. – а) Схема эксперимента, демонстрирующая взаимное расположение массива нанокластеров Au с нанесенными нанокристаллами CdSe, металлизированной иглы атомносилового микроскопа и направления падающего лазерного излучения. б) Карта интенсивности сигнала КРС нанокристаллов CdSe на частоте LO фонона CdSe при 210 см<sup>-1</sup>, совмещенная с ACM изображением той же области с одним нанокластером Au. в) Изображение одного нанокристалла CdSe, полученное с помощью данного метода.

Работа проводилась при финансовой поддержке РФФИ, грант № 19-52-12041.

[1] A.G. Milekhin, M.Rahaman, E.E. Rodyakina, A.V. Latyshev, V.M. Dzhagan and D.R.T. Zahn, Nanoscale 10, 2755 (2018).

[2] V.M. Dzhagan, Yu.M. Azhniuk, A.G. Milekhin, D.R.T. Zahn, Journal of Physics D: Applied Physics, 51 503001-1-50 (2018).

## Замедление излучательных переходов и Оже-рекомбинации в кремниевых кристаллитах за счет галогеновой пассивации их поверхности

#### Дербенёва Н.В., Конаков А.А., Швецов А.Е., Бурдов В.А.

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 630950, Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23

#### DOI 10.34077/Semicond2019-259

На протяжении последних трех десятилетий предпринимались многочисленные попытки инкорпорировать кремниевые наноструктуры, в частности, нанокристаллы, в элементную базу фотоники и оптоэлектроники. Принципиальным препятствием на ЭТОМ пути является непрямозонность объемного кремния, проявления которой сохраняются и в кремниевых нанокристаллах, что не позволяет получать высокие скорости излучательной рекомбинации. Вместе с тем, процесс «вторичной» генерации экситонов в кремниевых нанокристаллах, идущий не за счет поглощения фотонов, а за счет безызлучательной релаксации высоковозбужденных носителей, может протекать довольно эффективно – с высокими скоростями порядка 10<sup>11</sup> – 10<sup>16</sup> с<sup>-1</sup> [1]. Этот процесс играет ключевую роль в фотовольтаике - он позволяет сделать число экситонов (т.е., фактически, носителей, участвующих в токе) больше числа поглощенных фотонов. Излучательная межзонная рекомбинация и Оже-рекомбинация являются конкурирующими, и обратными, процессами по отношению к экситонной генерации – оба эти процесса уменьшают число носителей, и потому нежелательны.

Как показывают проведенные теоретические исследования [2,3], снижение эффективности этих процессов может быть обеспечено за счет «поверхностной химии» – в частности, галогеновой пассивации поверхности нанокристаллов. На основе теории функционала плотности нами были выполнены расчеты электронной структуры и скоростей излучательных и Оже переходов, а также экситонной генерации в малых (диаметром от 1 до 2.5 нм) кремниевых нанокристаллах с полностью хлорированной или бромированной поверхностью. Было показано, что пассивация поверхности атомами галогенов ведет к выпрямлению зонной структуры в импульсном пространстве, однако сопровождается сильным пространственным разделением плотностей электронных и дырочных состояний, что порождает существенное снижение (на один – три порядка) скоростей межзонной излучательной и Оже-рекомбинации в нанокристаллах по сравнению со случаем водородной пассивации. В то же время оказывается, что галогенирование поверхности практически не влияет на скорости вторичной экситонной генерации, характерные значения которых остаются на прежнем уровне. Это позволяет говорить о существенном повышении внутренней квантовой эффективноти процесса генерации экситонов, подтверждаемом расчетами. Как следствие, кремниевые нанокристаллы с галогенированной поверхностью оказываются привлекательными объектами для фотовольтаики.

Следует также заметить, что насыщение поверхностных оборванных связей хлором или, особенно, бромом существенно понижает величину одноэлектронной щели нанокристаллов кремния по сравнению со случаем водородного покрытия, как показывают расчеты. Соответственно, для первичного возбуждения электронно-дырочной пары в таких нанокристаллах необходимы фотоны с меньшими энергиями, т.е. пороговая энергия для возбуждения экситона, равная удвоенной величине энергетической щели, становится меньше вследствие галогенирования. Это также расширяет возможности использования кремниевых нанокристаллов, пассивированных галогенами, в фотовольтаике.

[1] M. Govoni, I. Marri, S. Ossicini, Nat. Photonics 6, 672 (2012).
[2] Н.В. Дербенёва, А.А. Конаков, А.Е. Швецов, В.А. Бурдов, Письма в ЖЭТФ 106, 227 (2017).
[3] Н.В. Дербенёва, А.А. Конаков, В.А. Бурдов, ЖЭТФ 156, вып.1 (2019).

## Оптические свойства Si и SiGe нанокристаллов – моделирование и эксперимент

**Герт А.В.**<sup>1</sup>, Авдеев И.Д.<sup>1</sup>, Белолипецкий А.В.<sup>1</sup>, Нестоклон М.О.<sup>1</sup>, Яссиевич И.Н.<sup>1</sup>, Nguyen Huy Viet<sup>2</sup>, Tran Van Quang<sup>3</sup>, Ngo Ngoc Ha<sup>4</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, С.-Петербург

<sup>2</sup> Institute of Physics, Vietnam Academy of Science and Technology, Hanoi, Vietnam

<sup>3</sup> University of Transport and Telecommunications, Hanoi, Vietnam

<sup>4</sup> Hanoi University of Science and Technology, Hanoi, Vietnam

DOI 10.34077/Semicond2019-260

Большинство устройств современной микроэлектроники построены на базе кремниевой технологии. Среди массы достоинств у этого материала есть недостаток, который затрудняет его использование в устройствах оптоэлектроники, а именно, непрямозонность. Нанокристаллы на основе кремния и германия достаточно исследованы и, хотя их использование позволяет существенно улучшить оптические свойства, потенциал их применения ограничен. В то же время, недавно начались исследования более перспективных нанокристаллов на основе твёрдых растворов SiGe, которые обладают рядом преимуществ по сравнению с чисто кремниевыми наноструктурами.

В работе представлен новый метод получения многослойных периодических структур, в которых слои кремний-германиевого сплава отделены друг от друга слоями аморфного диоксида кремния. Были получены серии образцов многослойных периодических структур SiGe/SiO<sub>2</sub> с разной толщиной сплава SiGe и концентрацией германия в нём. Во всех образцах толщина слоев SiO<sub>2</sub> составляла 3 нм. Толщина слоя сплава кремний-германий для разных структур была 3 и 5 нм. Число бислоев SiGe/SiO<sub>2</sub> менялось от одного до 15.

Теоретическое моделирование состояний электронов и дырок, локализованных в кремниевых и кремний-германиевых нанокристаллах проводилось на основе эмпирического метода сильной связи. Для учёта возможности туннелирования электронов и лырок аморфная рассматривалась матрица SiO<sub>2</sub> как виртуальный кристалл с зонной структурой, подобной зонной структуре В-кристобалита. В результате расчёта была получена зависимость ширины запрещённой зоны и энергий нижних уровней размерного квантования электронов от состава раствора  $Si_{l-x}Ge_x$ для



нанокристаллов с диаметрами от 2 до 6.5 нм, см. Рис.1. Область, выделенная цветом, соответствует тем нанокристаллам, в которых нижний уровень зоны проводимости лежит в окрестности точки L зоны Бриллюэна. Развитый метод позволяет наглядно увидеть на какое расстояние волновые функции электронов и дырок проникают в матрицу за границы нанокристаллов за счёт туннелирования. Расчёт позволил выделить интервалы энергий, где возможны прямые оптические переходы между электронными и дырочными состояниями. Также для нанокристаллов кремния и германия-кремния были выполнены вычисления сечения оптического поглощения. Результаты вычислений согласуются с экспериментальными данными [PRB 93, 161413 (2016)].

[1] А.В. Герт, М.О. Нестоклон, А.А. Прокофьев, И.Н. Яссиевич, ФТП, 51, 1325 (2017).

[2] A.V. Belolipetskiy, M.O. Nestoklon, I.N. Yassievich, N. H. Viet, T. V. Quang, N. N. Ha, XXIII

International Symposium "Nanophysics and Nanoelectronics" (N. Novgorod, 11-14 March 2019).

[3] A. V. Belolipetsky, M. O. Nestoklon, I. N. Yassievich, <u>https://arxiv.org/abs/1901.04271</u> (2019).

### Природа фотовозбуждения кремниевых нанокристаллов пассивированных бутилом

**Николаев В.В.**<sup>1</sup>, Калитеевский М.А.<sup>1,2,3</sup>, Аверкиев Н.С.<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> СПбАУ РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, дом 8/3

<sup>3</sup> Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49

DOI 10.34077/Semicond2019-261

В отличие от объемного кристаллического кремния нанокристаллы (НК) кремния способны сравнительно эффективно излучать свет даже при комнатной температуре. Прогресс в методах изготовления коллоидных НК кремния и их пассивации различными лигандами открывает возможности для применение данного материала в оптоэлектронике и, благодаря нетоксичности, в медицине.

Многочисленные исследования последних лет показывают, что характеристики излучения ΗК кремниевых находятся в качественной зависимости не только среднего геометрического от ИХ размера, но И от химического окружения кристаллических ядер. Это дает почву для активной дискуссии о соотношении вкладов эффекта размерного квантования и влияния



поверхности на радиационные переходы в кремниевых НК.

Цель данной работы пролить свет на процесс оптического возбуждения неоднородных массивов коллоидных нанокристаллов кремния пассивированных н-бутилом и природу квантовых состояний, порождающих излучение. Разработана феноменологическая теория учитывающая размерную неоднородность массива НК [1] (см. Рис. 1(а)) и селективное воздействие оптического источника данный массив; получены аналитические выражения на для формы пика Разработанный фотолюминесценции (ФЛ). метод был применен для моделирования экспериментальных спектров ФЛ из работы [2] полученных на массиве бутил-пассивированных кремниевых НК при различных энергиях фотона накачки; удалось добиться отличного согласия с экспериментом, Рис. 1(б), и извлечь приближения к зависимости энергии основного и возбужденных оптических переходов от размера. Визуализировано последовательное заполнение неоднородного массива НК фотовозбужденными экситонами, Рис. 1(а).

Проведенный анализ объясняет экспериментально наблюдаемые сдвиг люминесценции от красной до ультрафиолетовой части спектра и двукратное уширение пика при уменьшении длины волны фотовозбуждения. Качественная причина данных эффектов заключается в селективном заполнении размерно-неоднородного массива с уменьшением среднего диаметра излучающих НК.

Рассмотренный механизм основан на гипотезе о том, что положение излучающих и поглощающих оптических переходов определяется квантово-размерным эффектом. Наши результаты являются весомым аргументом в пользу того, что фотолюминесценция бутил-пассивированных кремниевых нанокристаллов рождается вследствие рекомбинации экситонов кристаллического ядра, тогда как поверхностные состояния и дефекты играют второстепенную роль.

[1] V.V. Nikolaev, N.S. Averkiev and M. Fujii, Appl. Phys. Lett., 108, 153107 (2016). [2] K. Dohnalova et al., Light: Science & Applications, 2, e47 (2013).

## Эффект магнитного поля в релаксации фотопроводимости массива квантовых точек Ge/Si

**Степина Н.П.**<sup>1</sup>, Ненашев А.В.<sup>1,2</sup>, Шумилин А.В.<sup>3</sup>, Попов Я.Е.<sup>2</sup>, Зиновьева А.Ф.<sup>1,2</sup>, Двуреченский А.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup> ФТИ им Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

DOI 10.34077/Semicond2019-262

Двумерный массив туннельно-связанных квантовых точек (КТ) Ge в Si характеризуется медленной неэкспоненциальной релаксацией фотопроводимости [1], знак и величина которой зависит от исходного заполнения КТ дырками. Для объяснения данного процесса ранее нами была предложена [1] барьерная модель релаксации, основанная на пространственном разделении электронов и дырок в гетеросистеме Ge/Si II типа и на зависимости скорости релаксации дырок от их

концентрации в КТ. Воздействие магнитного поля на процесс возвращения системы к равновесию может быть обусловлено как механизмами, характерными для неупорядоченных систем (сжатие волновых функций носителей заряда в магнитном поле, подавление прыжковых переходов из-за снятия вырождения по спину), так и особенностями, связанными с размерным ограничением КΤ наличием и дискретного многоуровневого спектра КТ. Как правило, известные эффекты магнитного поля должны приводить к замедлению процесса релаксации.

В данной работе показано, что в системе с массивом КТ под действием магнитного поля

наблюдается как замедление, так и ускорение релаксации фотопроводимости. Так, в образцах с фактором заполнения v близким, но большим 2, наблюдается эффект замедления релаксации в магнитном поле, тогда как для структур с v<2 магнитное поле ускоряет релаксационный процесс (рис.1). Ээксперименты с включением света на разных этапах релаксации показали, что данные эффекты не могут быть объяснены в рамках модели существования экспоненциально широкого разброса скоростей переходов, типичной для электронных стекол. Напротив, при каждом значении у существует однозначно заданная скорость релаксации, которая сильно меняется даже при небольшом отклонении системы от равновесия. В предположении барьерной модели, когда процесс возвращения дырок в КТ зависит от величины барьера, определяемого уровнем заполнения квантовых точек дырками, рассмотрены возможные механизмы влияния магнитного поля на релаксационный процесс, включая и ускорение релаксации. Для проверки данных моделей проведены вычислительные эксперименты, моделирующие процесс релаксации фотопроводимости в магнитном поле и без него. Показано, что при некоторых значениях заполнения в структуре с v<2наблюдается переход от замедления релаксации в магнитном поле к ее ускорению. На основе сравнения расчета с экспериментом сделан вывод об определяющем механизме влияния магнитного поля на процесс возвращения системы к равновесию.

Работа выполнена в рамках госзадания 0306-2019-2019.

[1] Н. П. Степина и др., ЖЭТФ, 130, 309 (2006).



#### Секция 5. Нульмерные системы (квантовые точки, нанокристаллы)

### Обратимая фотозарядка в коллоидных наноплателетах CdSe

Шорникова Е.В.<sup>1,2</sup>, Яковлев Д.Р.<sup>1,3</sup>, Головатенко А.А.<sup>3</sup>, Родина А.В.<sup>3</sup>, Biadala L.<sup>4</sup>, Kuntzmann A.<sup>5</sup>, Nasilowski M.<sup>5</sup>, Dubertret B.<sup>5</sup>, Bayer M.<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> TU Dortmund University, 44221, Dortmund, Germany

<sup>3</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

<sup>5</sup> Laboratoire de Physique et d'Etude des Materiaux, ESPCI, CNRS, 75231 Paris, France

DOI 10.34077/Semicond2019-263

Коллоидные наноплателеты CdSe – это новый класс коллоидных нанокристаллов, выделяющихся своими узкими спектрами фотолюминесценции (ФЛ). В частности, при гелиевых температурах, ширина линий составляет порядка 10 мэВ, т.е. меньше энергии связи трионов, что позволяет спектрально разрешить экситонное и трионное излучение.

В данной работе исследовались CdSe наноплателеты толщиной 1.5 нм (5 монослоев). Измерения проводились при температурах 4 – 200 К и магнитных полях до 15 Тл в геометрии Фарадея. ФЛ возбуждалась 405-нм лазером в импульсном режиме (длина импульса 40 пс) с частотой 5 МГц и средней плотностью возбуждения 14 мкВт.

В спектрах низкотемпературной ФЛ наблюдались два пика. Ранее нами было показано, что пик с большей энергией излучения относится к рекомбинации экситонов [1]. В данной работе мы доказываем, что пик, смещенный от экситонного примерно на 20 мэВ связан с рекомбинацией трионов. При освещении светом образца, до этого не подвергавшегося облучению, интенсивность ФЛ экситонного пика снижается, а трионного – растет (см. Рис. 1). Этот процесс связан с постепенным накоплением зарядов в ансамбле наноплателетов, его характерное время составляет 200 с. В темноте, после прекращения освещения, заряд наноплателетов сохраняется на протяжении по крайней мере 10 часов. Нагревание образца до температуры порядка 200 К приводит к «стиранию» зарядов наноплателетов, возвращая образец к исходному, незасвеченному состоянию.

Знак заряда триона был определен по знаку циркулярной поляризации в магнитном поле (см. вставку Рис. 1). Обнаружено, что, как и в наноплателетах ядро/оболочка CdSe/CdS [2], трион заряжен отрицательно. g -фактор дырки был оценен из зависимости степени циркулярной поляризации напряженности магнитного поля. Его ΦЛ ОТ значение находится в пределах от -0.03 до -0.2, в зависимости от предполагаемого углового распределения наноплателетов.

РаботаподдержанаDeutscheForschungsgemeinschaftthroughtheInternationalCollaborative ResearchCentre TRR160 (Project B1).

[1] E.V. Shornikova, L. Biadala, D.R. Yakovlev et al., Nanoscale, 10, 646 (2018).

[2] E.V. Shornikova, L. Biadala, D.R. Yakovlev et al., Nano Lett., 18, 373 (2018).



Рис.1. – Спектры ФЛ СdSе наноплателетов при температуре 4 К, измеренные в течение 1000 с. Вставка: степень циркулярной поляризации ФЛ триона в приложенном магнитном поле.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> IEMN, CNRS, 59652 Villeneuve-d'Ascq, France

## Оптическая ориентация и выстраивание нейтральных экситонов в структурах с квантовыми точками (In,Al)As/AlAs

Шамирзаев Т.С.<sup>1</sup>, Rautert J.<sup>2</sup>, Некрасов С.В.<sup>3</sup>, Кусраев Ю.Г.<sup>3</sup>, Яковлев Д.Р.<sup>2,3</sup>, Bayer M.<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Институт Физики Полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Experimental Physics 2, TU Dortmund University, Dortmund, 44221, Germany

<sup>3</sup> ФТИ им. А.Ф.Иоффе, ул. Политехническая 26, С.-Петербург, 194021, Россия

DOI 10.34077/Semicond2019-264

Оптическая ориентация – передача углового момента циркулярно поляризованного фотона при его поглощении электрон дырочной паре, является удобным методом для создания неравновесной спиновой заселенности при изучении спиновой динамики электронных возбуждений в прямозонных полупроводниковых гетероструктурах. Однако в непрямозонных квантовых точках (КТ) слабое экситон-фотонное взаимодействие создает проблемы для использования этой методики. Недавно мы показали, что в ансамблях (In,Al)As/AlAs квантовых точек с дисперсией размеров КТ с нижним электронным состоянием, принадлежащим Г и X минимуму зоны проводимости сосуществуют. В КТ большого размера нижний электронный уровень принадлежит Г минимуму зоны проводимости. С уменьшением размера КТ состояние электрона в Г минимуме зоны проводимости смещается значительно сильнее, чем состояние электрона в X минимуме. Это приводит к тому, что при некотором размере КТ, значение которого зависит от состава (In,Al)As, уровни электронов, принадлежащие Г и X минимума зоны проводимости, пересекаются, и состояние X минимума становится нижним, а состояние Г возбужденным электронным состоянием в КТ [1].

В данной работе мы демонстрируем возможность использования оптической ориентации для создания неравновесной спиновой заселенности экситонов в непрямозонных (In,Al)As/AlAs KT при селективном возбуждении в прямозонное возбужденное состояние.

Спектр низкотемпературной (5 К) ФЛ структуры с КТ, измеренный при нерезонансном возбуждении содержит полосы WL, связанные с рекомбинаций экситонов в смачивающем слое широкую полосу, обусловленную рекомбинацией экситонов в ансамбле, содержащем прямозонные и непрямозонные КТ. При селективном возбуждении КТ в спектрах ФЛ появляется серия полос с шириной много меньшей, чем ширина полосы при нерезонансном возбуждении, обусловленные резонансным возбуждением прямозонных КТ и квазирезонансным возбуждением непрямозонных КТ. Каждая полоса соответствует рекомбинации экситонов в подансамбле КТ с близкой энергетической структурой. При резонансном возбуждении прямозонных КТ циркулярно поляризованным светом, ФЛ не поляризована. Однако при возбуждении этих КТ линейно поляризованным наблюдается линейная поляризация излучения (оптическое выстраивание), обусловленная хорошо известным эффектом смешивания экситонных состояний анизиторопным вкладом в обменное взаимодействие между электроном и дыркой в КТ, форма которых отклоняется от сферической. В непрямозонных КТ (отличающихся от прямозонных только размером, но не формой!), напротив, при линейно поляризованном возбуждении оптическое выстраивание отсутствует, а при возбуждении циркулярно поляризованным светом, излучение циркулярно поляризовано. Оптическая ориентация в непрямозоных КТ связана с подавлением обменного взаимодействие между электроном и дыркой локализованных в разных точках зоны Бриллюэна. Работа поддержана РФФИ (проекты №19-02-00098, 19-52-12001)

[1] T.S. Shamirzaev, et al // Physical Review B 78, 085323 (2008).

#### Секция 5. Нульмерные системы (квантовые точки, нанокристаллы)

### Оптические свойства квантовых точек из PbS

**Авдеев И.Д.**<sup>1</sup>, Нестоклон М.О.<sup>1</sup>, Гупалов С.В.<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>Department of Physics, Jackson State University, Jackson Mississippi, 39217, USA

DOI 10.34077/Semicond2019-265

Квантовые точки из сульфида свинца перспективны для применений в фотовольтаике [1], а также в устройствах оптоэлектроники ИК диапазона [2]. Узкая ширина запрещенной зоны и легкие массы носителей позволяет эффективно управлять их оптическими свойствами за счет размерного квантования. Несмотря на то, что в настоящее время возможно экспериментальное исследование одиночных квантовых точек из PbS, влияние многодолинной зонной структуры на их оптические свойства до сих пор изучено не до конца.

Сульфид свинца — прямозонный полупроводник, обладающей сложной зонной структурой. Экстремумы зон (валентной и проводимости) расположены в четырех неэквивалентных L долинах [3]. В результате, с учетом спина, основное состояние экситона должно быть 64-х кратно вырождено. В реальных наноструктурах столь высокой кратности вырождения быть не может. Основными факторами, приводящими к расщеплению экситонных состояний в квантовых точках из PbS, являются междолинное рассеяние на поверхности точек и обменное кулоновское взаимодействие электрона и дырки.

В данной работе мы исследуем влияние тонкой структуры экситонных уровней на оптические свойства ограненных нанокристаллов из PbS. Для расчетов мы используем эмпирический метод сильной связи [4], который позволяет точно учесть эффекты долинного смешивания. Обменный вклад расчитывается в рамках конфигурационного взаимодействия [5] на одночастичных собственных состояниях электронов и дырок в квантовой точке.



На Рис. 1 показана ограненная квантовая точка из PbS диметром около 4нм (слева) и сечение поглощения (справа) рассчитанное для такой точки с учетом тонкой структуры экситонных уровней. Сплошной линией показан спектр без учета обменного взаимодействия, штрихованой линией показан показан режим, в котором обменное расщепление доминирует. Дополнительно для этого случая красными вертикальными линиями показаны энергии всех 64-х основных экситонных уровней. Расчет показывает, что долинное смешивание приводит к оптической активности исходно темных величины долинного расщепления И экситонных состояний. Абсолютные константы дальнодействующего обмена зависят от радиуса квантовой точки R как 1/R<sup>2</sup> и 1/R соответственно, что согласуется с расчетом в рамках к-р теории возмущений.

[1] M. Wu, et al., Nat. Photonics 10, 31 (2015),

[2] X. Gong, et al., Nat. Photonics 10, 253 (2016),

[3] I. Kang, F.W. Wise, J. Opt. Soc. Am. B 14, 1632 (1997),

- [4] A. N. Poddubny et. al., Phys. Rev. B 86, 035324 (2012),
- [5] J. B. Foresman, et. al., The Journal of Physical Chemistry 96, 135 (1992).

### Насышение поглощения экситонных переходов в коллоидных нанокристаллах CdSe в форме тетраподов

**Голинская А.Д.**<sup>1,2</sup>, Смирнов А.М.<sup>1,2</sup>, Жаркова Е.В.<sup>2</sup>, Козлова М.В.<sup>2</sup>, Котин П.А.<sup>2</sup>, Дорофеев С.Г.<sup>2</sup>, Днепровский В.С.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, Моховая 11-7

<sup>2</sup> МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1-2

DOI 10.34077/Semicond2019-266

Работа посвящена изучению особенностей поглощения несферических нанокристаллов при однофотонном резонансном возбуждении основного экситонного перехода лазерными импульсами. В качестве объекта исследования был подобран коллоидный раствор квантовых точек (КТ) селенида кадмия (CdSe) в форме тетраподов. Исследуемые КТ были синтезированы по аналогичной методике, приведенной в работе [1].

Нелинейно-оптические свойства КТ CdSe были изучены методом накачки и зондирования. Возбуждение образца осуществлялось импульсами второй гармоники  $Nd^{3+}$ : YAIO<sub>3</sub>-лазера ( $\lambda = 540$  нм.  $\tau = 11$  нс), зондирование - широкополосным излучением фотолюминесценции красителей кумарин-7 и кумарин-120, возбуждаемых третьей гармоникой лазера ( $\lambda = 360$ нм,  $\tau = 9$  нс). Энергия фотонов второй гармоники лазерного излучения совпадала с энергией основного экситонного перехода в исследуемых КТ CdSe, длительность лазерных импульсов сравнима с характерными временами излучательной рекомбинации (~10 нс [2]) в КТ CdSe. Таким образом, было реализовано квазистационарное резонансное однофотонное возбуждение экситонов в исследуемом образце. Все измерения проводились при комнатной температуре.

В спектре линейного поглощения коллоидного раствора КТ CdSe были обнаружены две полосы поглощения, которые соответствуют экситонным переходам 1S<sub>3/2</sub>(h)-1S(e) и 2S<sub>3/2</sub>(h)-1S(e) [3]. В спектре нелинейного поглощения коллоидного раствора КТ CdSe обнаружено нелинейное уменьшение поглощения на длине волны возбуждающего излучения, которое объяснено эффектом заполнения состояний [4]. Также обнаружено уменьшение поглощения в высокоэнергетичной, по сравнению с энергией второй гармоники лазера (2,3 эВ), области спектра поглощения, соответствующей просветлению экситонного перехода 2S<sub>3/2</sub>(h)-1S(e). Выявленная особенность нелинейного изменения поглощения объяснена заполнением дырочного уровня  $2S_{3/2}(h)$  за счет последовательных процессов поглощения на возбужденных носителях с заполненного уровня  $1S_{3/2}(e)$ (подобно внутризонным переходам в объемных полупроводниках, так называемое, поглощение Друде) и последующей быстрой пикосекундной термализацией [5], [6] через глубокие квазинепрерывные дырочные состояния. Кроме этого, насыщение экситонного перехода  $2S_{3/2}(h)$  -1S(e) может быть объяснено обменом энергии между дырочными состояниями 1S<sub>3/2</sub>(h) и 2S<sub>3/2</sub>(h).

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 18-72-00075.

[1] P. A. Kotin, S. S. Bubenov, N. E. Mordvinova, S. G. Dorofeev, Beilstein J. Nanotechnol., 8, 1156 (2017).

[2] Califano M., Franceschetti A. and Zunger A., Nano letters, 5, 2360 (2005).

[3] A. I. Ekimov, F. Hache, M. C. Schanne-Klein, D. Ricard, C. Flytzanis, I. A. Kudryavtsev, T. V. Yazeva, A. V. Rodina, Al. L. Efros, JOSA B, 10, 100 (1993).

[4] S. Hunsche, T. Dekorsv, V. Klimov et al., Appl. Phys. B, 62, 3 (1996).

[5] Klimov V.I. and McBranch D.W., Phys. Rev. Lett., 80, 4028 (1998).

[6] Klimov V.I., McBranch D.W., Leatherdale C. A. and Bawendi M.G., Phys. Rev. B., 60, 13740 (1999).

## Усиление фотолюминесценции в комбинированных структурах с Ge/Si квантовыми точками

**Зиновьев В.А.**<sup>1</sup>, Зиновьева А.Ф.<sup>1</sup>, Ненашев А. В.<sup>1</sup>, Двуреченский А.В.<sup>1</sup>, Бородавченко О.М.<sup>2</sup>, Живулько В.Д.<sup>2</sup>, Мудрый В.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, 220072 Минск, Беларусь

DOI 10.34077/Semicond2019-267

В настоящее время многие исследовательские группы в мире занимаются поиском возможных путей создания светоизлучательных приборов на основе кремния. Одним из возможных решений является использование структур с квантовыми точками (КТ) Ge в Si, где из-за пространственного квантования снимается запрет на прямые оптические переходы в k-пространстве. Однако, данный

тип КТ относится к гетероструктурам II типа, где электрон и дырка локализуются по разные стороны от гетерограницы, что приводит к малой вероятности излучательной рекомбинации. Недавно были получены результаты [1] по многократному интенсивности фотолюмиусилению несценции (ФЛ) на двойных КТ за счет локализации электронов В  $\Delta$ -долинах, ориентированных в k-пространстве перпендикулярно направлению роста [001] ( $\Delta_{xy}$ -долинах). Однако, эффект был получен при температуре жидкого гелия, что применение затрудняет практическое результата. В данной работе данного разработаны комбинированные структуры с КТ, позволяющие поднять температуру



Рис.1. — Спектры фотолюминесценции, полученные при 78 К для структур с 4-мя слоями групп GeSi KT с различными толщинами Si спейсера: d=3нм (R907) и d=3, 5, 3 нм (R937).

наблюдения ФЛ до комнатной. Структуры представляют собой комбинацию из одного слоя больших (~200 нм) дискообразных КТ (нанодисков) и 4-х слоев групп КТ меньшего размера (~30 нм), выращенных на расстоянии 35 нм от слоя нанодисков. Данные структуры позволяют реализовать локализацию электронов в  $\Delta_{xy}$ -долинах и получить многократное усиление сигнала ФЛ за счет увеличения интеграла перекрытия между волновыми функциями электронов в разных  $\Delta$ -долинах и получить многократное в разных  $\Delta$ -долинах и получено, что в структурах с преимущественной локализацией электронов в разных  $\Delta$ -долинах и получено, что в структурах с преимущественной локализацией в  $\Delta_{xy}$ -долинах (образец R907 на рис. 1) интегральная интенсивность ФЛ в несколько раз превышает отклик от структур с одновременной локализацией электронов в разных  $\Delta$ -долинах (образец R937 на рис. 1). Для подтверждения увеличения интеграла перекрытия в структуре R907, были проведены исследования методом ЭПР. На структуре R907 в экспериментах с подсветкой получено увеличение ширины ЭПР-линии с  $\Delta H=1.2$  Гс (темновое значение) до  $\Delta H=1.5$  Гс. На структуре R937 увеличения  $\Delta H$  не наблюдалось. Полученный результат свидетельствует о большей вероятности проникновения электронов в Ge области, в структуре с преимущественной локализацией электронов в  $\Delta_{xy}$ -долинах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 16-29-14031 и № 18-52-00014) и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф18Р-038).

[1] А. Ф. Зиновьева и др., Письма в ЖЭТФ 104, 845 (2016).

## Зарождение и рост массивов нанокристаллов Si и твердого раствора SiGe на неориентирующей диэлектрической подложке

**Камаев Г.Н.**<sup>1,2</sup>, Кацюба А.В.<sup>1</sup>, Кучинская П.А.<sup>1</sup>, Володин В.А.<sup>1,2</sup>, Двуреченский А.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-268

Интерес к нанокристаллам кремния, германия и их твёрдым растворам в диэлектрических плёнках вызван возможностями их применения при создании многофункциональных наноструктурированных материалов для твердотельных приборов, работа которых основана на использовании квантово-размерных эффектов. Поэтому получение структур с массивом нанокластеров Si на неориентирующих подложках и в диэлектрическом окружении, которые могут

выступить в качестве зародышей для формирования нанокристаллов Si, твёрдого раствора SiGe, разбавленных магнитных полупроводников (например, Si с примесью Mn), остается на сегодняшний день актуальной задачей.

В настоящей работе рассматривается возможность формирования зародышей кремния в SiO<sub>2</sub> методом осаждения на окисленную подложку кремния с частичным прокислением на заданную глубину в плазме кислорода плёнки a-Si:H. Пленка α-Si:H осаждалась на установке плазмохимического осаждения с индуктивным возбуждением и окислялась с поверхности методом прямого окисления в плазме кислорода таким образом, чтобы сплошной слой α-Si:Н распадался на кластеры [1]. Далее была проведена термообработка в ростовой камере МЛЭ в стандартном режиме предэпитаксиальной очистки поверхности с подпылением кремния. Таким способом было проведено травление окисла и «вскрытие» до слоя с кремниевыми нанокластерами, которые выступали в качестве зародышей для получения методом МЛЭ нанокристаллов твёрдого раствора SiGe различного состава.

Свойства получаемых структур на разных стадиях формирования контролировались с помощью методов



Рис.1. – АСМ-изображения структур после осаждения Ge с «толстым» (сверху) и «тонким» (снизу) слоем исходной плёнки a-Si:H.

атомно-силовой микроскопии (ACM) и спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС). На рис.1 представлены ACM-изображения структур после осаждения Ge с «толстым» (сверху) и «тонким» (снизу) слоем исходной плёнки a-Si:H. На изображениях видно, что диаметр нанокристаллов задается размером зародышей. Определение условий, при которых германий встраивается в растущий нанокристалл, и состав формируемого твердого раствора SiGe проведено из анализа данных КРС.

Работа поддержана грантом РФФИ №18-07-01278.

[1] И. Г. Неизвестный, В. А. Володин, Г. Н. Камаев, С. Г. Черкова, С. В. Усенков, Н. Л. Шварц, Автометрия, 52, 84, (2016).

## Неравновесные процессы релаксации в композитных структурах на основе ZnO с внедренными нанокристаллами CsPbBr<sub>3</sub>

**Крылов И.В.**<sup>1</sup>, Дроздов К.А.<sup>1</sup>, Чижов А.С.<sup>2</sup>, Румянцева М.Н.<sup>2</sup>, Рябова Л.И.<sup>2</sup>, Хохлов Д.Р.<sup>1</sup> <sup>1</sup> Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет 119991 Москва, Россия

<sup>2</sup> Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Химический факультет 119991 Москва, Россия

#### DOI 10.34077/Semicond2019-269

Композитные структуры с галогенидными перовскитами являются перспективными материалами для различных оптоэлектронных устройств, в том числе для создания светоизлучающих диодов, фотоприемников и лазеров, солнечных элементов. Неорганические галогенидные перовскиты характеризуются высоким квантовым выходом фотолюминесценции, отличной стабильностью и низкой пороговой генерацией. В ряде работ рассматривается возможность существенной модификации спектральных характеристик нанокристаллов CsPbBr<sub>3</sub> за счет эффекта размерного квантования [1], что позволяет получить узкий пик поглощения или фотолюминесценции в спектральном диапазоне  $\lambda = 410-530$  нм.

Для практических приложений ключевым элементом для диодов и солнечных элементов является композит на основе широкозонной пористой матрицы оксида металла с внедренными в нее нанокристаллами CsPbBr<sub>3</sub>. Однако в трехкомпонентном наокристалле CsPbBr<sub>3</sub> неизбежно возникают дефекты. Дефекты могут влиять не только на свойства самого нанокристалла, но и на процессы зарядового обмена между частями композита.

В работе исследовались процессы генерации и рекомбинации фотовозбужденных носителей заряда в композите на основе ZnO с внедренными нанокристаллами CsPbBr<sub>3</sub> при засветке в видимом спектральном диапазоне. Коллоидные нанокристаллов CsPbBr<sub>3</sub> были синтезированны на кафедре неорганической химии химического факультета МГУ высокотемпературным инжекционным способом [3].

Матрица ZnO и композиты на ее основе имели электронную проводимость. Кинетика и спектры фотопроводимости исследованы при комнатной температуре. В качестве подсветки использовался монохроматический источник на основе монохроматора МДР-206 и лампы белого света с известным спектром. Засветка образцов осуществлялась на длинах волн, отвечающих собственному оптическому поглощению широкозонной матрицы ZnO ( $\lambda = 390$  нм) и нанокристаллов CsPbBr<sub>3</sub> ( $\lambda = 480$  и 515 нм).

Внедрение в пористую матрицу ZnO нанокристаллов CsPbBr<sub>3</sub> приводит к сенсибилизации композита в видимом спектральном диапазоне. Измерения спектральных зависимостей поглощения, фотолюминесценции фотопроводимости показали, что форма положение И И пика фотолюминесценции связаны с дефектами в CsPbBr<sub>3</sub>. Анализ релаксации кинетики фотопроводимости показывает возможность ускорения процесса более чем на порядок. Обсуждаются механизмы, ответственные за эффект.

[1] Xiafang Du, Guan Wu et al., RSCAdv., 7, 10391(2017).
[2] L. Su et al., ACS Nano. 9, 11310 (2015).
[3] L. Protesescu et al. Nano Lett., 15(6), 3692 (2015).

## Образование нанокристаллов GaN на графеноподобных g-AlN и g-Si<sub>3</sub>N<sub>3</sub> методом аммиачной МЛЭ

**Милахин Д.С.**<sup>1</sup>, Малин Т.В.<sup>1</sup>, Мансуров В.Г.<sup>1</sup>, Галицын Ю.Г.<sup>1</sup>, Журавлев К.С.<sup>1,2</sup>, Лебедок Е.В.<sup>3</sup>, Разумец Е.А.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup> Государственное научно-производственное объединение «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника», 220072, Беларусь, Минск, пр. Независимости, 68

DOI 10.34077/Semicond2019-270

После успеха в синтезировании графена, бинарные соединения AlN и GaN привлекли большой исследовательский интерес благодаря возможности формирования в виде сверхтонких слоёв с графеноподобной гексагональной структурой, имеющей sp2-гибридизованные электронные

состояния [1]. Графеноподобные слои АЗ-нитридов представляют собой неполярный материал, имеющий ненулевую ширину запрещенной зоны. Графеноподобный AlN (g-AlN) может быть использован в качестве подзатворного диэлектрика для изоляции двумерных проводников типа графена или силицена с нулевой запрещенной зоной. Синтез g-AlN/g-GaN слоёв и формирование квантовых точек (КТ) разного размера и плотности на графеноподобных слоях АЗ-нитридов открывает возможности для создания различных светоизлучающих приборов. В связи с этим важно изучить эпитаксиальный рост GaN на таких поверхностях.





Рис.1. – Формирование поликристаллов GaN на g-Si<sub>3</sub>N<sub>3</sub>.



Рост GaN на g-Si<sub>3</sub>N<sub>3</sub> в диапазоне температур 600°C-850°C с использованием потока аммиака 275 ст. см<sup>3</sup>/мин. приводил к формированию поликристаллического GaN (рис. 1). При эпитаксиальном росте GaN на g-AlN/Si(111) были использованы стандартные ростовые условия двумерного роста w-GaN на w-AlN. Наблюдался эпитаксиальный рост хорошо ориентированных 3D-островков GaN (рис. 2). Важно отметить, что характерной особенностью, наблюдаемой ДК, являлось наличие на ДК рефлексов реконструкции (8х8) от g-Si<sub>3</sub>N<sub>3</sub> и (4х4) от g-AlN, что указывает на неполное покрытие подложки вновь синтезируемым GaN. Измеренное, с использованием параметра решётки кремния, значение параметра решётки трёхмерных островков GaN составило 3,19Å, что соответствует параметру решетки w-GaN.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (17-02-00947, 18-52-00008) и БРФФИ в рамках совместного проекта Ф18Р-234.

[1] Vladimir G. Mansurov, Yurij G. Galitsyn, Timur V. Malin, Sergey A. Teys, Konstantin S. Zhuravlev, Ildiko Cora and Bela Pecz (November 12th 2018). Van der Waals and Graphene-Like Layers of Silicon Nitride and Aluminum Nitride [Online First], IntechOpen, DOI: 10.5772/intechopen.81775.

## Особенности температурной зависимости времени жизни в нанокристаллах CdS, сформированных с помощью метода Ленгмюра-Блоджетт

Зарубанов А.А.<sup>1</sup>, **Свит К.А.**<sup>1</sup>, Журавлев К.С.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

DOI 10.34077/Semicond2019-271

Исследование полупроводниковых нанокристаллов (НК) представляет большой интерес из-за возможности создания на их основе новых оптических и электронных приборов. Одним из перспективных направлений в этой области является использование НК на основе широкозонных материалов типа A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup> для создания светоизлучающих приборов на синюю область спектра [1].

НК CdS получают методом молекулярно-лучевой эпитаксии с использованием эффектов самоорганизации, а также методами коллоидной химии и Ленгмюра–Блоджетт (ЛБ). Достоинством двух последних методов является простота их реализации и невысокая стоимость процессов получения НК.

#### В данной работе исследовалась кинетика фотолюминесценции (ФЛ) ΗК CdS сформированных в матрице пленки ЛБ в температур 5-300 диапазоне К. Было обнаружено, что кинетика затухания ΦЛ биэкспоненциальная при всех исследуемых температурах и содержит два участка: быстрый и медленный.

Зависимость интенсивности ΦЛ ОТ времени описывается суммой двух экспонент, с характерными временами жизни (при 5 К) 40 и 150 нсек. Быстрое время затухания интенсивности ФЛ связано с обусловлено рекомбинацией отрицательных трионов [2]. Обсуждается температурная зависимость излучательного времени жизни отрицательного



Рис.1. – Температурная зависимость времен затухания ФЛ CdS KT. Квадраты – медленное время жизни, круги – быстрое время жизни, сплошная линия – аппроксимация ур. Больцмана.

триона, которая наиболее вероятно связана с его диссоциацией, когда kT превышает энергию связи триона [3]. Медленный участок кинетики ФЛ обусловлен рекомбинацией темного экситона [4]. С учетом тонкой структуры темного экситона температурную зависимость медленного времени жизни можно описать простой 3-х уровневой моделью с разными скоростями рекомбинации [4]. Из аппроксимации экспериментальной зависимости времени жизни темного экситона от температуры (рис.1) получены энергетические зазоры между уровнями экситонов: 7 мэВ и 86 мэВ.

[1] J. Kwak, W.K. Bae, D. Lee, I. Park, J. Lim, M. Park, H. Cho, H. Woo, Do Y. Yoon, K. Char, S. Lee, C. Lee. Nano Lett., **12**, 2362 (2012).

[2] А. А. Зарубанов, К. С. Журавлев, ФТП, 49 (3), 392 (2015).

[3] C. Javaux, B. Mahler, B. Dubertret, A. Shabaev, A. V. Rodina, Al. L. Efros, D. R. Yakovlev, F. Liu,

M. Bayer, G. Camps, L. Biadala, S. Buil, X. Quelin, J-P. Hermier. Nature Nanotechnology, 8, 206 (2013). [4] S. A. Crooker, T. Barrick, J. A. Hollingsworth, and V. I. Klimov, Appl. Phys. Lett. 82, 2793 (2003).

# Влияние поверхности на диффузию и взаимодействие In и As в SiO<sub>2</sub> в условиях ионного синтеза нанокристаллов InAs

**Тысченко И.Е.**<sup>1</sup>, Voelskow M.<sup>2</sup>, Михайлов А.Н.<sup>3</sup>, Тетельбаум Д.И.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Institute of Ion-Beam Physics and Materials Research, Helmholtz-Center Dresden–Rossendorf, D-01314 Dresden

<sup>3</sup> Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород

#### DOI 10.34077/Semicond2019-272

Кремниевая технология, базирующаяся на классической интеграции комплементарных транзисторов металл-диэлектрик-полупроводник, исчерпала возможности дальнейшего увеличения плотности элементов интегральных схем. Возможный путь для решения проблемы увеличения быстродействия интегральных схем и снижения выделений тепла видится в создании гибридных интегральных схем, объединяющих элементы с различными функциональными свойствами

(электронными, фотонными, спиновыми и др.). Реализация таких схем требует создания новых многофункциональных материалов. В качестве таких материалов могут быть использованы нанокристаллы соединений  $A_{3}B_{5}$ , интегрированные в единую кремниевую платформу. Соединения на основе индия, такие как InSb и InAs, обладают низкими значениями эффективной массы электронов и высокими значениями диэлектрической проницаемости, что делает возможным проявление в них квантово-размерного эффекта в широком диапазоне размеров. Это открывает перспективы их использования для создания оптической связи



Рис.1. – Электронно-микроскопическое изображение поперечного среза пленок  $SiO_2$  на кремниевой подложке, имплантированных ионами  $In^+$  и  $As^+$  после отжига при температуре 900 (а) и 1100 °C (b) и соответствующие изображения отдельных нанокристаллов.

на кремнии. Ионный синтез соединений InAs в оксиде кремния имеет особенности, обусловленные в первую очередь различием их коэффициентов диффузии и сегрегацией In на границу раздела Si/SiO<sub>2</sub>. Поэтому в данной работе были изучены диффузионные свойства In и As в SiO<sub>2</sub> и установлены условия предпочтительного их взаимодействия в зависимости от состояния поверхности оксида кремния.

Атомы In и As были имплантированы в термически выращенные пленки SiO<sub>2</sub> толщиной ~280 нм. Ионы As+ с энергией 135 кэВ дозой  $1 \times 10^{16}$  см<sup>-2</sup> и In+ с энергией 50 кэВ дозой  $4 \times 10^{15}$  см<sup>-2</sup> создавали профили в форме распределения Гаусса с концентрацией на глубине средних проецированных пробегов ~1.5 ат.%, а средний проецированный пробег ионов As+ был в 2 раза больше, чем пробег In+. Методы резерфордовского обратного рассеяния, электронной микроскопии и энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии были использованы лля анализа пространственного распределения имплантированных атомов и структурных свойств пленок до и после отжига при температуре 800-1100 °C, 30 минут в потоке паров азота. Установлено, что после отжига при T=800-900 °C происходит сегрегация атомов As на глубине средних пробегов и формирование нанокристаллов As, которые являются стоками для атомов In. Увеличение температуры отжига до 1100 °С приводит к диффузии и сегрегации атомов In на поверхности SiO<sub>2</sub> и одновременной ускоренной диффузии атомов мышьяка с коэффициентом  $D_{As} = 3.2 \times 10^{-14} \text{ см}^2/\text{c}.$ Особенности диффузионных свойств атомов индия и мышьяка рассматриваются с точки зрения их положения в матрице и на поверхности SiO<sub>2</sub>.