

XIII Российская конференция по физике полупроводников



Госсийская Российская конференция по физике полупроводников

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

XIII Российская конференция по физике полупроводников

2 – 6 октября 2017г., Екатеринбург

Екатеринбург 2017

УДК 53 ББК 22.3

Тезисы докладов XIII Российской конференции по физике полупроводников. – Екатеринбург, Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, 2017. – с.480

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

ISBN 978-5-9500855-0-5

Программный комитет

Е.Л. Ивченко, председатель	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
М.М. Глазов, ученый секретарь	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
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.В. Германенко	УрФУ, Екатеринбург
A.A. Гиппиус	ФИАН, Москва
А.А. Горбацевич	ФИАН, Москва
А.В. Двуреченский	ИФП СО РАН, Новосибирск
В.С. Днепровский	МГУ, Москва
А.Г. Забродский	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
С.В. Зайцев-Зотов	ИРЭ РАН, Москва
А.А. Каплянский	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
В.В. Кведер	ИФТТ РАН, Черноголовка
П.С. Копьев	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
3.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, Санкт-Петербург
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, Москва
P.A. Cypuc	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
А.С. Терехов	ИФП СО РАН, Новосибирск
В.Б. Тимофеев	ИФТТ РАН, Черноголовка
В.В. Устинов	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
В.М. Устинов	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
Д.Р. Хохлов	МГУ, Москва
А.В. Чаплик	ИФП СО РАН, Новосибирск
В.И. Шашкин	ИФМ РАН, Нижний Новгород
М.В. Якунин	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

Организационный комитет

М.В. Якунин, председатель	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
В.И. Окулов, заместитель председателя	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
А.В. Германенко, заместитель председателя	УрФУ, Екатеринбург
С.В. Гудина, ученый секретарь	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Ю.Г. Арапов	ИФМ УрО РАН, Екатеринбура
Б.А. Аронзон	НИЦ «КИ» и ФИАН, Москва
С.Б. Бобин	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
В.А. Волков	ИРЭ РАН, Москва
В.И. Гавриленко	ИФМ РАН, Н. Новгород
Т.Е. Говоркова	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
А.В. Двуреченский	ИФП СО РАН, Новосибирск
В.В. Дерюшкин	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
И.В. Жевстовских	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
В.А. Заяц	ОФН РАН, Москва
Е.В. Ильченко	ИФМ УрО РАН, Екатеринбура
А.С. Клепикова	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
П.С. Копьев	ФТИ РАН, Санкт-Петербург
И.В. Коробейников	ИФМ УрО РАН, Екатеринбура
А.Т. Лончаков	ИФМ УрО РАН, Екатеринбура
А.М. Луговых	ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
В.Н. Неверов	ИФМ УрО РАН, Екатеринбур
С.Г. Новокшонов	ИФМ УрО РАН, Екатеринбура
Ю.А. Перевозчикова	ИФМ УрО РАН, Екатеринбура
М.Р. Попов	ИФМ УрО РАН, Екатеринбур
А.П. Савельев	ИФМ УрО РАН, Екатеринбур
Н.Н. Сибельдин	ФИАН, Москва
Т.П. Суркова	ИФМ УрО РАН, Екатеринбур
Д.Р. Хохлов	МГУ, Москва
Т.Б. Чарикова	ИФМ УрО РАН, Екатеринбур
Н.Г. Шелушинина	ИФМ УрО РАН, Екатеринбур
А.А. Шерстобитов	ИФМ УрО РАН, Екатеринбур

ФУ, Екатеринбург РМ УрО РАН, Екатеринбург М УрО РАН, Екатеринбург Щ «КИ» и ФИАН, Москва М УрО РАН, Екатеринбург Э РАН, Москва М РАН, Н. Новгород М УрО РАН, Екатеринбург П СО РАН, Новосибирск РМ УрО РАН, Екатеринбург М УрО РАН, Екатеринбург Н РАН, Москва М УрО РАН, Екатеринбург РМ УрО РАН, Екатеринбург И РАН, Санкт-Петербург РМ УрО РАН, Екатеринбург РМ УрО РАН, Екатеринбург РМ УрО РАН, Екатеринбург М УрО РАН, Екатеринбург АН, Москва М УрО РАН, Екатеринбург У, Москва М УрО РАН, Екатеринбург М УрО РАН, Екатеринбург М УрО РАН, Екатеринбург

Конференция проводится при поддержке

Федеральное агентство научных организаций

Российская академия наук

Receivenan Anaganua Hayn

Научный совет по физике полупроводников, Отделение физических наук РАН

Российский фонд фундаментальных исследований

ФГБУН Институт физики металлов им. М.Н.Михеева УрО РАН

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина

ООО «Успешное развитие»

ЦТС «Наука»

ООО «Криотрейд инжиниринг»



РОССИЙСКИЙ ФОНД ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ







"НАУКА"

Центр Технического Сопровождения



Тезисы докладов

Π	ІЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ	32
П1	Эффекты сильного взаимолействия в двумерных электронных системах	
	От арсенида галлия к новым гетероструктурам с тяжелой электронной массой	
	Кукушкин И.В.	33
П.2	Топологические изоляторы на основе НgTe	
	Квон З.Д.	34
ПЗ	Solid State Quantum Ontics on a Chin	
11.5	Skolnick M.S.	35
C	СЕКЦИЯ 1	•
C	БЪЕМНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ	36
1.1	Electrodynamic response of semi-insulating InP:Fe in terahertz frequency region	
	Alyabyeva L.N., Zhukova E.S., Belkin M.A., Gorshunov B.P.	37
12	Теория ударной ионизации в прямозонных полупроводниках	
1.2	Афанасьев А.Н., Грешнов А.А., Зегря Г.Г.	38
13	Влидине фокусировки фоноцов на плотность состояний и плини	
1.5	свободного пробега фононов в нанопроводах при низких температурах	
	Кулеев И.И., Бахарев С.М., Кулеев И.Г., Устинов В.В.	39
14	Линамика температурного поля пленки диоксида ванадия, при автоколебаниях тока	
	Бортников С.Г., Мжельский И.В., Алиев В.Ш.	40
15	Накотор из электрофизиизовие сройства травции растворов (Ів.Та.). (С d_{12} , Та)	
1.5	Абилов Ч.И., Гасанова М.Ш.	41
16		
1.0	исследование распределения центров люминесценции в объеме нелегированных и легированных железом монокристаллов ZnSe метолом двухфотонной конфокальной микроскопии	
	Гладилин А.А., Ильичев Н.Н., Калинушкин В.П., Уваров О.В.	42
17	Спонтанная электрическая поляризация, классическая картина без фазы Берри	
1.7	Горбацевич А.А.	43
10		
1.0	Гермоэлектрические своиства теллурида свинца и зона тяжелых дырок Бабенко Н.И., Дмитриев А.В.	44
1.0		
1.9	Магнитокалорическии эффект в сплавах 1 еислера на основе NI-Mn-Sb Емельянова С.М., Марченков В.В., Вишняков А.А., Патраков Е.И., Белозерова К.А.,	
1.10	Безмассовые кейновские фермионы в эпитаксиальных плёнках HgCdTe, индуцированные	
	Гемпературои Кадыков А.М., Криштопенко С.С., Marcinkiewicz M., Ruffenach S., Consejo C., Knap W.,	
	Морозов С.В., Гавриленко В.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Терре F	46
1.11	Влияние легирования железом и хромом на примесно-лефектный состав кристаллов ZnSe	
	Калинушкин В.П., Гаврищук Е.М., Гладилин А.А., Ильичев Н.Н., Тимофеева Н.А., Уваров О.В.,	
	Чапнин В.А.	47
1.12	Вольтамперные характеристики структур на основе пленок PbSnTe:In с переключением	
	проводимости электрическим полем	40
	Акимов А.Н ⁴ , Климов А.Э., Эпов В.С.	48
1.13	Особенности осцилляций Шубникова – де Гааза в селениде ртути с примесями железа и кобальта	
	Кочман И.В., Вейнгер А.И. Окулов В.И	49

1.14	Влияние фокусировки фононов на термоэдс увлечения в полупроводниковых кристаллах с вырожденной статистикой носителей тока Кулеев И.Г., Кулеев И.И., Бахарев С.М., Устинов В.В
1.15	Электрофизические, оптические свойства и ЭПР-спектроскопия поликристаллических образцов CuCr _{1-x} Mg _x O ₂ Кытин В.Г., Кульбачинский В.А., Кондратьева Д.Ю., Кохан Д.А., Зайцев В.Б., Павликов А.В., Константинова Е.А., Григорьев А.Н., Манкевич А.С., Корсаков И.Е.
1.16	Фотопроводимость слоёв InN, полученных методом МПЭ ПА Андреев Б.А., Бушуйкин П.А., Лобанов Д.Н., Красильникова Л.В., Давыдов В.Ю., Савченко Г.М., Демидов Е.В., Юнин П.А., Скороходов Е.В., Красильник З.Ф
1.17	Особенности магниторезистивных свойств монокристалла селенида ртути с предельно низкой концентрацией электронов Лончаков А.Т., Бобин С.Б., Дерюшкин В.В., Окулов В.И., Говоркова Т.Е., Неверов В.Н., Подгорных С.М
1.18	Двухмагнонные процессы рассеяния и электросопротивление полуметаллического ферромагнитного сплава Гейслера Co ₂ FeSi Марченков В.В., Ирхин В.Ю., Перевозчикова Ю.А., Коуров Н.И
1.19	Влияние гидростатического давления на статическую диэлектрическую проницаемость Si и Ge Мусаев А.М., Исмаилов Ш.М
1.20	Эффекты локального фотовозбуждения носителей заряда высокой плотности в кремнии Мусаев А.М.
1.21	Спектр комбинационного рассеяния света ортосиликата Lu ₂ SiO ₅ : ab initio расчет Назипов Д.В., Никифоров А.Е
1.22	Зависящие от интенсивности нелинейно-оптические эффекты в фоторефрактивных кристаллах СБН Оразов Г
1.23	Спин-индуцированная генерация оптических гармоник в полупроводниках Павлов В.В
1.24	Полуметаллические ферромагнитные сплавы Гейслера на основе кобальта: электрические и гальваномагнитные свойства Перевозчикова Ю.А., Коуров Н.И., Sauerzopf F., Марченкова Е.Б., Марченков В.В
1.25	Неупругое рассеяние фотоэлектронов в p-GaN(Cs,O) - фотокатоде Рожков С.А., Бакин В.В., Горшков Д.В., Косолобов С.Н., Шайблер Г.Э. Терехов А.С
1.26	Релаксация носителей заряда в узкозонных эпитаксиальных слоях и структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe Румянцев В.В., Морозов С.В., Фадеев М.А., Уточкин В.В., Гавриленко В.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Winnerl S., Helm М
1.27	Операторы плотности вероятности и потока плотности вероятности в теории Паули Румянцев Е.Л., Кунавин П.Е
1.28	Электронные операторы тока и плотности вероятности в модели Кейна Румянцев Е.Л., Кунавин П.Е
1.29	Примесный ферромагнетизм компенсированного Si:P в области фазового перехода изолятор – металл Семенихин П.В., Вейнгер А.И., Забродский А.Г., <u>Макарова Т.Л.</u> , Lähderanta E., Zakharchuk I, Абросимов Н.В. ³
1.30	Скейлинг экситонных параметров в закиси меди Семина М.А., Глазов М.М., Хекотер Д., Фрайтаг М., Ассман М., Фрелих Д., Байер М
1.31	Генерация второй гармоники оптического излучения из кремния в сильном ТГц поле Бодров С.Б., Корытин А.И., Мурзанев А.А., Сергеев Ю.А., Степанов А.Н

1.32	Исследование структуры и фотоэлектронных свойств полупроводникового перовскита CH ₃ NH ₃ PbI ₃ Юданова Е.С., Семенова О.И., Абрамкин Д.С., Голяшов В.А. Шмаков А.Н
С П	ЕКЦИЯ 2 ОВЕРХНОСТЬ, ПЛЕНКИ СЛОИ69
2.1	Закрепление уровня Ферми на поверхности III-As нанопроводов Алексеев П.А., Дунаевский М.С., Кириленко Д.А., Смирнов А.Н., Давыдов В.Ю., Берковиц В.Л
2.2	Эмиссия электронов из p-GaAs(Cs,O) с положительным и отрицательным электронным сродством Журавлев А.Г., Хорошилов В.С., Альперович В.Л
2.3	Формирование Ge/Si наноструктур с квантовыми точками Арапкина Л.В., Сторожевых М.С., Чапнин В.А., Чиж К.В., Юрьев В.А
2.4	Селективный рост нитевидных кристаллов GaN на поверхности графена методом молекулярно- пучковой эпитаксии Babichev A., Kumaresan V., Largeau L., Madouri A., Glas F., Zhang H., Oehler F., Cavanna A., Gogneau N., Tchernycheva M., Harmand J-C
2.5	Полупрозрачный p-GaAs(Cs,O) – фотокатод с атомарно-гладкой эмитирующей поверхностью Бакин В.В., Рожков С.А., Шайблер Г.Э., Косолобов С.Н., Рудая Н.С., Кожухов А.С., Терехов А.С 74
2.6	Оптический отклик на туннельное магнитосопротивление в плёнках манганитов с вариантной структурой Бессонова В.А., Телегин А.В., Сухоруков Ю.П., Носов А.П., Патраков Е.И., Шишкин Д.А., Барсауме С., Ганьшина Е.А
2.7	Генерация собственных точечных дефектов в приповерхностных атомных слоях GaAs в процессе наноиндентации зондом атомно-силового микроскопа Брунков П.Н., Гуткин А.А., Прасолов Н.Д., Федоровский А.Э., Ермаков И.А., Конников С.Г
2.8	Особенности структурных изменений поверхности GaSb(001) при прогреве в потоках сурьмы и мышьяка Васев А.В., Путято М.А., Преображенский В.В
2.9	Изменение электрофизических свойств n+InAs(Si) тонкопленочных структур под воздействием реакторного нейтронного облучения Васильевский И.С., Виниченко А.Н., Грехов М.М., Каргин Н.И., Стриханов М.Н., Большакова И.А., Васильев А., Кость Я., Киесh Т., Радишевский М., Шурыгин Ф., Булавин М., Куликов С.А
2.10	Оптические свойства плёнок HfO _x (x<2) выращенных методом ионно-лучевого распыления- осаждения <i>Герасимова А.К., Алиев В.Ш., Воронковский В.А., Кручинин В.Н.</i>
2.11	Формирование топологической фазы на поверхности BiTel Голяшов В.А., Кох К.А., Еремеев С.В., Чулков Е.В., Терещенко О.Е
2.12	Атомная и электронная структура тонких пленок Cu ₂ ZnSn(Se,S) ₄ материалов для солнечной энергетики Гребенников В.И., Кузнецова Т.В., Pogue E., Johnson N., Rockett A., Якушев М.В
2.13	Эллипсометрический контроль параметров квантовых ям при выращивании лазерных структур на основе HgTe/Cd _x Hg _{1-x} Te <i>Михайлов Н.Н., Швец В.А., Икусов Д.Г., Ужаков И.Н., Дворецкий С.А.</i>
2.14	Электронные свойства интерфейса In ₂ S ₃ /InN Дементьев П.А., Давыдов В.Ю., Лебедев М.В., Львова Т.В., Смирнов А.Н
2.15	МЛЭ твёрдых растворов InAs _x Sb _{1-х} на вицинальных подложках GaAs(001) с использованием потоков молекул As ₂ и As ₄ Емельянов Е.А., Путято М.А., Петрушков М.О., Васев А.В., Лошкарёв И.Д., Семягин Б.Р., Преображенский В.В.

2.16	Влияние ширины приповерхностной области изгиба зон на вероятность выхода электронов из Cs/GaAs Журавлев А.Г., Романов А.С., Савченко М.Л., Казанцев Д.М., Альперович В.Л	;
2.17	Эффекты экситонной фотопроводимости GaAs: прямая оценка спектра и плотности поверхностных состояний	
	Зайцев Д.А., Савченко Г.М., Сейсян Р.П	,
2.18	Формирование нанокомпозитного слоя в диоксиде кремния и его электрофизические свойства Иванова Е.В., Дементьев П.А., Ситникова А.А., Александров О.В., Заморянская М.В	,
2.19	Формирование композитных пленок оксида кремния с включениями коллоидных наночастиц золота	
	Илькив И.В., Котляр К.П., Амельчук Д.Г., Лебедев С.П., Буравлев А.Д	;
2.20	Кинетическое огрубление рельефа поверхности GaAs: эксперимент и Монте-Карло моделирование Казанцев Д.М., Ахундов И.О., Кожухов А.С., Альперович В.Л., Латышев А.В)
2.21	Модифицирование поверхности CaF ₂ сфокусированным электронным пучком Кацюба А.В., Кучинская П.А., Крупин А.Ю90)
2.22	Расчет изменения температуры многослойных гетероструктур в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии. Кацюба А.В., Рудин С.А., Кучинская П.А., Крупин А.Ю	
2.23	Формирование необычных трансротационных кристаллов, выявляемых дифракционной электронной микроскопией in situ при фазовых переходах в тонких аморфных плёнках <i>Колосов В.Ю.</i>	2
2.24	Полуполярные нитриды алюминия и галлия на кремнии: роль фасетированной поверхности подложки Бессолов В.Н., Калмыков А.Е., Коненкова Е.В., Кукушкин С.А., Мясоедов А.В., Osipov A.V., Пантелеев В.Н., Сорокин Л.М	5
2.25	Получение низкой плотности GaN/AlN КТ в процессе перераспределения вещества на поверхности смачивающего слоя Конфедератова К.А., Мансуров В.Г., Малин Т.В., Галицын Ю.Г., Александров И.А., Вдовин В.И., Журавлев К.С	ł
2.26	Исследование влияния соотношения галлия и индия на электронную структуру и оптические свойства	
	монокристаллов Сипп _{1-х} Оа _х зе ₂ Кузнецова Т.В., Гребенников В.И., Поносов Ю.С., Якушев М.В95	,
2.27	Кинетика формирования наноструктур с квантовыми точками в системах Ge Si. /Sn/Si и Ge Sn Si. /Si	
	Лозовой К.А., Коханенко А.П., Войцеховский А.В96	j
2.28	Образование преципитатов Mg ₃ N ₂ при легировании слоёв GaN магнием в аммиачной МЛЭ Малин Т.В., Журавлев К.С., Мансуров В.Г., Галицын Ю.Г., Протасов Д.Ю., Бер Б.Я., Лавыдов В.Ю. Ратинков В.В. Смирнов 4.Н. Казаниев Л.Ю. Еписеев И.4.	7
2.29	Формирование графеноподобного AIN на поверхности (111)S1 Мансуров В.Г., Малин Т.В., Галицын Ю.Г., Милахин Д.С., Журавлев К.С., Cora I., Kovács A., Pecz B	;
2.30	Образование двумерного монослоя SiN на поверхности (111)Si в потоке аммиака Мансуров В.Г., Малин Т.В, Галицын Ю.Г, Милахин Д.С., Журавлев К.С)
2.31	Влияние условий роста твёрдых растворов GaInAsP изопериодных к InP на распределение компонентов пятой группы по толщине эпитаксиального слоя Маричев А.Е. Гагис Г.С. Фёдоров И.В. Попова Т.Б. Казаниев Л.Ю. Васильев В.И.	
	Пушный Б.В)
2.32	Ионно-стимулированное преобразование слоя собственного оксида GaAs в слой	
	днэлектрика 0a203 Микушкин В.М., Никонов С.Ю., Солоницына А.П., Наумочкин М.А., Марченко Д.Е	

2.33	Электронная структура слоя собственного оксида на поверхности n-GaAs (100) Микушкин В.М., Никонов С.Ю., Солоницына А.П., Наумочкин М.А., Марченко Д.Е
2.34	Механизм ускорения нитридизации сапфира быстрыми электронами Милахин Д.С., Малин Т.В., Мансуров В.Г., Галицын Ю.Г., Журавлев К.С
2.35	МЛЭ рост и характеризация лазерных структур с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe для длинноволновой области спектра Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Икусов Д.Г., Ремесник В.Г., Швец В. А., Ужаков И.Н., Морозов С.В., Гавриленко В.И.
2.36	Особенности формирования гибридных ансамблей полупроводниковых квантовых точек InAs и полуметаллических нановключений As в GaAs Неведомский В.Н., Берт Н.А., Чалдышев В.В., Преображенский В.В., Путято М.А., Семягин Б.Р 105
2.37	Тонкие пленки полупроводников для мемристоров Паршина Л.С., Новодворский О.А., Лотин А.А., Храмова О.Д., Михалевский В.А., Черебыло Е.А 106
2.38	Влияние условий зарождения на свойства пленок GaSb/Si(001), выращенных методом МЛЭ Петрушков М.О., Путято М.А., Семягин Б.Р., Лошкарев И.Д., Василенко А.П., Есин М.Ю., Васев А.В., Хандархаева С.Е., Гутаковский А.К., Преображенский В.В
2.39	Полупроводниковые метаматериалы, фотонные кристаллы и фотонные топологические изоляторы для динамического управления терагерцовым и оптическим излучением <i>Принц В.Я.</i>
2.40	Сверхпроводимость в двумерных эпитаксиальных монослоях на поверхности Si(111) Матецкий А.В., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Грузнев Д.В., Михалюк А.Н., Ichinokura S., Hasegawa S., Зотов А.В., Саранин А.А
2.41	Самосборка массивов нанокристаллов CdS, синтезированных в матрице Ленгмюра-Блоджетт на поверхности SiO ₂ Свит К.А., Журавлев К.С
2.42	Зарождение и рост одиночных и двойных квантовых точек на структурированных подложках Смагина Ж.В., Зиновьев В.А., Кучинская П.А., Родякина Е.Е., Фомин Б.И., Армбристер В.А., Рудин С.А., Кривякин Г.К., Двуреченский А.В
2.43	Природа центров зарождения наноостровков Ge на подложках Si, структурированных с помощью ионного облучения Смагина Ж.В., Зиновьев В.А., Черков А.Г., Живулько В.Д., Мудрый А.В., Кучинская П.А., Селезнев В.А., Рудин С.А., Новиков П.Л., Ненашев А.В., Двуреченский А.В
2.44	Металлический (Cs,O) – слой на поверхности p-GaAs(Cs,O) – фотокатода Бакин В.В., Рожков С.А., Шайблер Г.Э., Косолобов С.Н., Терехов А.С
2.45	Исследование оптических свойств и роли наночастиц серебра в процессе метал-стимулированного химического травления кремния Жарова Ю.А., Толмачев В.А., Бедная А.И
2.46	Влияние поверхности на динамику фотовозбужденных носителей заряда в полупроводниковых нитевидных нанокристаллов GaAs <i>Трухин В.Н., Буравлев А.Д., Елисеев А.И., Мустафин И.А., Цырлин Г.Э., Kakko J.P., Lipsanen H.</i> 115
2.47	Формирование наногетероструктур GeSiSn/Si(100) с квантовыми ямами и массивом квантовых точек <i>Туктамышев А.Р., Тимофеев В.А., Никифоров А.И., Машанов В.И., Тийс С.А., Байдакова Н.А.</i>
2.48	Кинетика атомных процессов в (Cs,O) – слоях при формировании ОЭС – интерфейсов Шайблер Г.Э., Рожков С.А., Бакин В.В., Косолобов С.Н., Терехов А.С
2.49	Условия формирования концентрических наноколец методом капельной эпитаксии

C F	СЕКЦИЯ 3 ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ И СВЕРХРЕШЕТКИ119	
3.1	Определение энергетического строения полупроводниковых гетероструктур с диффузионно- размытыми границами Абрамкин Д.С., Бакаров А.К., Гутаковский А.К., Шамирзаев Т.С.	120
3.2	Квантово-каскадные лазеры спектрального диапазона 5-10 мкм: эпитаксия и диагностика Бабичев А.В., Гладышев А.Г., Курочкин А.С., Карачинский Л.Я., Новиков И.И., Егоров А.Ю	121
3.3	Влияние одноосных деформаций и температуры на длину волны и поляризацию излучения лазерны диодов на основе гетероструктур p-AlGaAs/GaAsP/n-AlGaAs Богданов Е.В., Колоколов К.И., Минина Н.Я.	ıx 122
3.4	Реализация экситонного фильтра в асимметричной системе квантовых ям с квантовыми точками Будкин Г.В., Еременко М.В., Резницкий А.Н.	123
3.5	Влияние концентрации донорного легирования кремнием на температурные зависимости электронных транспортных свойств 1δ-РНЕМТ квантовых ям AlGaAs/InGaAs/GaAs Виниченко А.Н., Васильевский И.С., Сафонов Д.А., Каргин Н.И.	124
3.6	Пространственно-временной хаос и спонтанное упорядочение в сильнонеравновесных поляритонных системах <i>Гаврилов С.С.</i>	125
3.7	Вертикально-излучающие лазеры спектрального диапазона 1550 нм, сформированные методом спекания Гладышев А.Г., Бабичев А.В., Карачинский Л.Я., Новиков И.И., Михайлов С., Яковлев В., Сырбу А., Agustin М., Леденцов Н.Н., Воропаев К.О., Ионов А.С., Егоров А.Ю.	126
3.8	«Темные» экситоны в монослоях дихалькогенидов вольфрама Глазов М.М., Wang G., Robert C., Cadiz F., Courtade E., Amand T., Lagarde D., Taniguchi T., Watanabe K., Urbaszek B., Marie X.	127
3.9	Оптическая диагностика спинодального распада в твердых растворах InGaAsP Гордеева А.Б., Гагис Г.С., Маричев А.Е., Пушный Б.В.	128
3.10	Теоретическое и экспериментальное изучение поперечной локализации токовых линий и эффектов шнурования в мультибарьерных гетероструктурах для генерации электромагнитного излучения терагерцового диапазона <i>Гергель В.А., Горшкова Н.М., Зеленый А.П., Минкин В.С.</i>	129
3.11	Концепция зонного инжиниринга при проектировании устройств генерации электромагнитного излучения на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs Гергель В.А., Горшкова Н.М., Зеленый А.П., Минкин В.С.	130
3.12	Влияние модуляции поляритонного потенциала на спиновые характеристики сильнонеравновесных поляритонных конденсатов Деменев А.А., Гаврилов С.С., Крижановский Д.Н., и Кулаковский В.Д.	131
3.13	Спиновая динамика экситон-поляритонных конденсатов с ненулевым орбитальным моментов в GaAs микрорезонаторах Деменев А.А., Доморецкий Д.Р., Ларионов А.В. и Кулаковский В.Д.	132
3.14	Динамика экситонов в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами Трифонов А.В., Ефимов Ю.П., Елисеев С.А., Ловцюс В.А., Шапочкин П.Ю., Игнатьев И.В.	133
3.15	Проводимость сверхрешеток GaAs/AlAs с электрическими доменами при комнатной температуре Алтухов И.В., Дижур С.Е., Каган М.С., Папроцкий С.К., Хвальковский Н.А., Васильевский И.С., Виниченко А.Н.	134
3.16	Обратимое и необратимое изменение люминесцентных свойств гетероструктур на основе III-N под воздействием облучения электронным пучком низких энергий Кузнецова Я.В., Заморянская М.В.	135

3.17	Особенности выращивания квантоворазмерных гетероструктур InAs/GaSb методом МОСГФЭ Левин Р.В., Данилов Л.В., Матвеев Б.А., Берт Н.А., Зегря Г.Г., Пушный Б.В.	136
3.18	Дислокационная структура и поворот кристаллической решетки пленки на отклоненной подложке 5 (001) Лошкарев И.Д., Василенко А.П., Колесников А.В., Труханов Е.М., Путято М.А., Петрушков М.О., Преображенский В.В.	Si 137
3.19	Гальваномагнитные свойства гетероструктур на основе GaAs с дельта-слоем марганца различной концентрации Луговых А.М., Чарикова Т.Б., Окулов В.И., Моисеев К.Д	138
3.20	Необыкновенные фононы в квантовых ямах Маслов А.Ю., Прошина О.В.	139
3.21	Нелинейные эффекты в проводимости наноструктур в окрестности перехода сверхпроводник- изолятор по беспорядку <i>Миронов А.Ю</i> .	140
3.22	Концентрационные максимумы электронной подвижности 2D-электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов в тонких легированных слоях <i>Михеев В.М.</i>	141
3.23	Внутризонное поглощение излучения дырками в квантовых ямах InAsSb/AlSb с переходом в спин- отщепленную зону Павлов Н.В., Зегря А.Г., Романов А.Е., Зегря Г.Г.	142
3.24	Неизоструктурные гетеропары кремния и сапфира для высококачественной электроники Попов В.П., Антонов А.В., Вдовин В.И., Володин В.А.	143
3.25	Резонансная оптомеханика в структурах с квантовыми ямами Пошакинский А.В., Поддубный А.Н.	144
3.26	Рассеяние двумерного электронного газа на акустических фононах при двух заполненных подзонах размерного квантования Протасов Д.Ю., Бакаров А.К., Торопов А.И., Журавлев К.С.	145
3.27	Возможность усиления электромагнитного излучения полупроводниковой сверхрешеткой в магнитном поле при ненулевой температуре Пятаев М.А., Власов К.Р., Шорохов А.В.	146
3.28	Частичная локализация электронов в электрическом поле в сверхрешетке конечного размера Власов К.Р., Пятаев М.А., Шорохов В.А.	147
3.29	Квантовый магнетотранспорт в 18-РНЕМТ гетероструктурах AlGaAs/InGaAs с высокой электронно плотностью	й
3.30	Сафонов Д.А., Васильевский И.С., Виниченко А.Н., Каргин Н.И Гетеровалентный интерфейс InAs/(Cd,Zn)(Se,Te): структурные, электронные и химические свойства	148 a
	Седова И.В., Лебедев М.В., Сорокин С.В., Климко Г.В., Ситникова А.А., Черкашинин Г.Ю., Nappini S., Magnano E., Дроздов М.Н., Иванов С.В.	149
3.31	Обобщённая теоретическая модель полупроводниковых лазеров на квантовых ямах и её экспериментальная проверка Соколова З.Н., Веселов Д.А., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Тарасов И.С., Асрян Л.В.	150
3.32	Перспективные метаморфные гетероструктуры InAs(Sb)/InGaAs/InAlAs/GaAs для CBЧ электроники и оптоэлектроники среднего ИК диапазона Соловьев В. А. Чернов М.Ю. Комиссарова Т.А. Комков О.С. Фирсов Л.Л. Мельцер Б.Я.	
	Копьёв П.С., Иванов С.В.	151
3.33	Структура буферных слоев Al(Ga)N на с-сапфировой подложке Сорокин Л.М., Калмыков А.Е., Мясоедов А.В., Иванов С.В., Нечаев Д.В., Ратников В.В. Жмерик В.Н.	152

3.34	Молекулярно-пучковая эпитаксия и исследование гетероструктур с квантовыми точками CdTe/Zn(Mg)(Se)Te для источников одиночных фотонов Сорокин С.В., Седова И.В., Гронин С.В., Беляев К.Г., Рахлин М.В., Торопов А.А., Иванов С.В	. 153
3.35	Терагерцовая люминесценция примесей в квантовых ямах Софронов А.Н., Махов И.С., Паневин В.Ю., Винниченко М.Я., Воробьев Л.Е., Фирсов Д.А., Васильев А.П., Малеев Н.А.	. 154
3.36	Межподзонное поглощение в структурах из квантовых ям в наклонном магнитном поле Теленков М.П., Доан Т.Н.В., Митягин Ю.А., Загальская А.Я.	. 155
3.37	Стимулированное излучение в гетероструктурах на основе HgCdTe при температурах до 250 К Фадеев М.А., Румянцев В.В., Морозов С.В., Кадыков А.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Гавриленко В.И.	. 156
3.38	Влияние внешнего электрического поля на динамику релаксации фотовозбужденных дырок в гетероструктурах ZnSe/BeTe Максимов А.А., Тартаковский И.И., Филатов Е.В	. 157
3.39	Анизотропия проводимости и квази-Холл-эффект в двумерном электронном газе гетероструктур AlGaN/AlN/GaN Чумаков Н.К., Майборода И.О., Гричук Е.С., Лев Л.Л., Валеев В.Г., Занавескин М.Л., Строков В.Н.	. 158
3.40	Рекомбинация носителей заряда в гетероструктурах CdHgTe/Si(013) легированных донорными и акцепторными примесями Варавин В.С., Марин Д. В., Шефер Д.А., Якушев М.В.	. 159
3.41	Усиление высокочастотного электромагнитного излучения графеновой сверхрешеткой Шорохов А.В., Беляев Ю.Ю.	. 160
0		
С Д	ЕКЦИЯ 4 ВУМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ	161
С Д 4.1	ЕКЦИЯ 4 ВУМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ Безызлучательные осесимметричные плазменные моды в двумерных электронных системах Андреев И.В., Муравьев В.М., Белянин В.Н., Губарев С.И., Кукушкин И.В.	161 . 162
с Д 4.1 4.2	ЕКЦИЯ 4 ВУМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ Безызлучательные осесимметричные плазменные моды в двумерных электронных системах <i>Андреев И.В., Муравьев В.М., Белянин В.Н., Губарев С.И., Кукушкин И.В.</i> Квантовые фазовые переходы в режиме квантового эффекта Холла в системах InGaAs/InAlAs со спин-вырожденными уровнями Ландау <i>Арапов Ю.Г., Гудина С.В., Неверов В.Н., Ильченко Е.В., Савельев А.П., Подгорных С.М.,</i> <i>Шелушинина Н.Г., Якунин М.В., Васильевский И.С., Виниченко А.Н.</i>	161 . 162 . 163
4.1 4.2 4.3	 ЕКЦИЯ 4 ВУМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ Безызлучательные осесимметричные плазменные моды в двумерных электронных системах <i>Андреев И.В., Муравьев В.М., Белянин В.Н., Губарев С.И., Кукушкин И.В.</i> Квантовые фазовые переходы в режиме квантового эффекта Холла в системах InGaAs/InAlAs со спин-вырожденными уровнями Ландау <i>Арапов Ю.Г., Гудина С.В., Неверов В.Н., Ильченко Е.В., Савельев А.П., Подгорных С.М.,</i> <i>Шелушинина Н.Г., Якунин М.В., Васильевский И.С., Виниченко А.Н.</i> Резонансное отражение света от лафлиновской жидкости v = 1/3 <i>Бисти В.Е., Кулик Л.В., Журавлев А.С., Кирпичев В.Е., Ханнанов М.Н., Кукушкин И.В.</i> 	161 . 162 . 163 . 164
с Д 4.1 4.2 4.3 4.4	 ЕКЦИЯ 4 ВУ МЕРНЫЕ СИСТЕМЫ. Безызлучательные осесимметричные плазменные моды в двумерных электронных системах <i>Андреев И.В., Муравьев В.М., Белянин В.Н., Губарев С.И., Кукушкин И.В.</i> Квантовые фазовые переходы в режиме квантового эффекта Холла в системах InGaAs/InAlAs со спин-вырожденными уровнями Ландау <i>Арапов Ю.Г., Гудина С.В., Неверов В.Н., Ильченко Е.В., Савельев А.П., Подгорных С.М., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В., Васильевский И.С., Виниченко А.Н.</i> Резонансное отражение света от лафлиновской жидкости v = 1/3 Бисти В.Е., Кулик Л.В., Журавлев А.С., Кирпичев В.Е., Ханнанов М.Н., Кукушкин И.В. Поглощение света квантовой точкой в присутствии газа двумерных дипольных экситонов <i>Боев М.В., Ковалев В.М., Чаплик А.В.</i> 	161 . 162 . 163 . 164 . 165
4.1 4.2 4.3 4.4 4.5	 ЕКЦИЯ 4 ВУМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ	161 . 162 . 163 . 164 . 165 . 166
4.1 4.2 4.3 4.4 4.5 4.6	 ЕКЦИЯ 4 ВУМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ	161 . 162 . 163 . 164 . 165 . 166 . 167
4.1 4.2 4.3 4.4 4.5 4.6 4.7	 ЕКЦИЯ 4 ВУМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ	161 . 162 . 163 . 164 . 165 . 166 . 167 . 168

4.9	Гигантская анизотропия магнитосопротивления и нелинейность эффекта Холла в	
	Воробьёва Ю.С., Воробьёв А.Б., Прини В.Я., Торопов А.И.	170
4.10	Спин-орбитальное расщепление зоны проводимости в квантовых ямах HgTe шириной 20 нм Германенко А.В., Рут О.Э., Миньков Г.М., Шерстобитов А.А., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н.	171
4.11	Двумерный фермионый конденсат в магнитном поле Горбунов А.В., Кулик Л.В., Журавлев А.С., Тимофеев В.Б., Кукушкин И.В	172
4.12	Анизотропия магнетосопротивления в слоистом квазиодномерном полупроводнике TiS ₃ Горлова И.Г., Гаврилкин С.Ю., Цветков А.Ю., Покровский В.Я., Титов А.Н	173
4.13	Критическое поведение проводимости в режиме квантового эффекта Холла в структуре HgTe/CdHg с двойной квантовой ямой (d _{QW} ≅ d _C) Гудина С.В., Ильченко Е.В., Неверов В.Н., Подгорных С.М., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.	те 174
4.14	Слабозатухающие плазменные возбуждения в двумерной электронной системе Гусихин П.А., Муравьёв В.М., Кукушкин И.В.	175
4.15	Аномальный эффект Холла в магнитных полупроводниках с нетривиальной структурой намагниченности Денисов К.С., Рожанский И.В., Аверкиев Н.С., Lahderanta E.	176
4.16	Немонотонное заполнение электронных состояний под микроволновым излучением Дорожкин С.И., Капустин А.А.	177
4.17	Наблюдение одночастичных и коллективных щелей в спектре двухслойной электронной системы в квантующем магнитном поле Дорожкин С.И., Капустин А.А.	178
4.18	Гигантские осцилляции высокочастотной проводимости в широкой квантовой яме GaAs при больш номерах уровней Ландау Дричко И.Л., Смирнов И.Ю., Гальперин Ю.М., Суслов А.В., Kamburov D., Baldwin K.W., West K.W., Pfeiffer L.N.	их 179
4.19	Многозонная kp-модель и тонкая структура электронных состояний в монослоях дихалькогенидов переходных металлов Дурнев М.В.	180
4.20	Магнитоплазмон-поляритоны в диссипативной двумерной электронной системе Заболотных А.А., Волков В.А.	181
4.21	Двумерная локализация как переход типа Березинского-Костерлица-Таулесса Игнатенко А.Н., Катанин А.А.	182
4.22	Магнитоспектроскопия двойных квантовых ям HgTe/CdHgTe в постоянных магнитных полях до 30 Бовкун Л.С., Иконников А.В., Алёшкин В.Я., Piot B., Orlita M., Potemski M., Гавриленко В.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.	Тл 183
4.23	Зонный спектр квантовых ям HgTe/CdHgTe Бовкун Л.С., Иконников А.В., Алёшкин В.Я., Piot B., Orlita M., Potemski М., Гавриленко В.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А	184
4.24	Эффекты локализации в квантующих магнитных полях в квантовых ямах HgTe Ильченко Е.В., Гудина С.В., Арапов Ю.Г., Неверов В.Н., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А	185
4.25	Оптическая активность киральных ван-дер-ваальсовых структур Казанов Д.Р., Пошакинский А.В., Шубина Т.В., Тарасенко С.А.	186
4.26	Расходимость холловской проводимости вблизи перехода в резистивное состояние для монокристаллических пленок Nd _{2-x} Ce _x CuO ₄ (x = 0.15) <i>Клепикова А.С., Шелушинина Н.Г., Чарикова Т.Б., Петухов Д.С., Харус Г.И., Иванов А.А.</i>	187

4.27	Терагерцовые осцилляции магнитосопротивления в гетероструктурах на основе GaAs Козлов Д.А., Herrmann T., Дмитриев И.А., Schneider M., Jentzsch B., Квон З.Д., Olbrich P., Бельков В.В., Bayer A., Schuh D., Bougeard D., Kuczmik T., Oltscher M., Weiss D., Ганичев С.Д
4.28	Спиновая поляризация поверхностных электронов в трехмерном топологическом изоляторе на основе HgTe Козлов Д.А., Maier H., Савченко М.Л., Ziegler J., Fischer R., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Weiss D
4.29	Усиление фотолюминесценции в тонких пленках оксида цинка, покрытых плазмонными наночастицами Лотин А.А., Новодворский О.А., Паршина Л.С., Михалевский В.А., Храмова О.Д., Черебыло Е.А 190
4.30	Влияние зарядовых локализованных состояний на спектр шума туннельного тока Манцевич В.Н., Маслова Н.С., Арсеев П.И
4.31	Плазмонное усиление комбинационного рассеяния света в полупроводниковых наноструктурах Милёхин А.Г., Свешникова Л.Л., Дуда Т.А., Родякина Е.Е., Латышев А.В., Rahaman M., Dzhagan V.M., Zahn D.R.T.
4.32	Энергетический спектр валентной зоны в квантовых ямах HgTe с инвертированным спектром Миньков Г.М., Алешкин В.Я., Шерстобитов А.А., Рут О.Э., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А
4.33	Ренормализация спекта зоны проводимости в квантовых ямах HgTe Миньков Г.М., Шерстобитов А.А., Рут О.Э., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А
4.34	Вертикальный транспорт в гетеропереходах II типа с композитными квантовыми ямами InAs/GaSb/AISb в сильном магнитном поле Михайлова М.П., Березовец В.А., Калинина К.В., Данилов Л.В., Сафончик М.О., Hospodkova A., Pangrác J., Hulicius E
4.35	Оптические и фотоэлектрические свойства квантовых ям на основе твердых растворов Cd _x Hg _{1-x} Te Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Ремесник В.Г
4.36	Резонансное магнито-туннелирование в разъединенном гетеропереходе II типа с 2D- полуметаллическим интерфейсом Моисеев К.Д., Березовец В.А., Михайлова М.П., Сафончик М.О., Голеницкий К.Ю., Рожанский И.В., Аверкиев Н.С., Парфеньев Р.В
4.37	Расходимость длины локализации в режиме квантового эффекта Холла в широких квантовых ямах HgTe Гудина С.В., Арапов Ю.Г., Неверов В.Н., Харус Г.И., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А
4.38	О когерентности биэкситонного газа в SiGe структурах Николаев С.Н., Давлетов Э.Т., Кривобок В.С., Багаев В.С
4.39	Плазмонное усиление процессов многочастичной рекомбинации Николаев С.Н., Уцына Е.В., Кривобок В.С., Багаев В.С
4.40	Осцилляции Шубникова – де Гааза в 2D системе с сильным флуктуационным потенциалом магнитной примеси Овешников Л.Н., Кульбачинский В.А., Аронзон Б.А
4.41	Подавление квантовой интерференции в магнитной полупроводниковой двумерной системе Овешников Л.Н., Моргун Л.А., Кульбачинский В.А., Аронзон Б.А.
4.42	Низкотемпературное исследование методом ЯМР полупроводникового минерала CuFeS ₂ Оглобличев В.В., Севастьянов И.Г., Гавриленко А.Н., Матухин В.Л., Арапова И.Ю., Медведев Е.Ю., Гарькавый С.О., Шмидт Е.В
4.43	Температурная активация электронов проводимости в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe p-типа: эффект Холла и магнитосопротивление Подгорных С.М., Якунин М.В., Криштопенко С.С., Попов М.Р., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А 204

4.44	Усиление терагерцового излучения в плазмонной n-i-p-i структуре на основе графена с инжекцией носителей заряда при комнатной температуре <i>Полищук О.В., Фатеев Д.В., Попов В.В.</i>	. 205
4.45	Поляризационно-зависимые плазмонные фототоки в двумерной электронной системе Попов В.В.	. 206
4.46	Прыжковая проводимость в области плато квантового эффекта Холла для гетероструктуры HgTe/ HgCdTe Попов М.Р., Гудина С.В., Арапов Ю.Г.,Неверов В.Н., Шелушинина Н.Г., Подгорных С.М., Якунин М.В.,Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.	. 207
4.47	Двухчастичные связанные состояния в двумерных электронных системах, описываемых моделью ВНZ Сабликов В.А.	. 208
4.48	Переходы плато-плато квантового эффекта Холла в структурах InGaAs/InAlAs с высоким содержанием InAs Гудина С.В., Арапов Ю.Г., Неверов В.Н., Ильченко Е.В., Савельев А.П., Подгорных С.М., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В., Васильевский И.С., Виниченко А.Н.	. 209
4.49	Резонанс Фано в гибридных электрон-экситонных системах Боев М.В., Ковалев В.М., Савенко И.Г.	. 210
4.50	Емкостная спектроскопия системы бесщелевых дираковских фермионов в HgTe квантовой яме Козлов Д.А., Савченко М.Л., Зиглер Й., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Вайс Д	.211
4.51	Оптическая эмиссия из графена в сильном ТГц поле Бодров С.Б., Корытин А.И., Мурзанев А.А., Оладышкин И.В., Сергеев Ю.А., Степанов А.Н., Токман М.Д.	.212
4.52	Перенормировка закона дисперсии квазичастиц в двумерной электронной Ферми-жидкости на гетеропереходах ZnO/MgZnO <i>Соловьев В.В., Кукушкин И.В.</i>	. 213
4.53	Эффект Холла в прыжковой проводимости по двумерному массиву квантовых точек Степина Н.П., Ненашев А.В., Двуреченский А.В.	.214
4.54	Перколяция в решетке антиточек: доля проводящих связей и критический индекс проводимости <i>Ткаченко О.А., Ткаченко В.А., Миньков Г.М., Шерстобитов А.А.</i>	. 215
4.55	Скейлинг проводимости квадратных решеток с экспоненциально широкими распределениями кондактанса связей <i>Ткаченко О.А., Ткаченко В.А.</i>	. 216
4.56	Эффект плазмонного электрон-дырочного храповика в графене Фатеев Д.В., Машинский К.В., Попов В.В.	. 217
4.57	Квантовое обобщение модели Томаса – Ферми Чаплик А.В.	.218
4.58	Квантовый фазовый переход антиферромагнетик-сверхпроводник в низкоразмерных неупорядоченных системах Чарикова Т.Б., Шелушинина Н.Г., Харус Г.И., Петухов Д.С., Петухова О.Е., Иванов А.А	. 219
4.59	Уточнение критерия кристаллизации Вигнера и модель низкотемпературного транспорта двумерных систем <i>Черемисин М.В.</i>	. 220
4.60	Спектр магнетоплазмона при произвольной диссипации двумерного газа с учетом асимметрии в поперечном направлении <i>Черемисин М.В.</i>	. 221
4.61	Разогрев электрическим током двумерного электронного и дырочного газа в квантовых ямах HgTe Шерстобитов А.А., Миньков Г.М., Германенко А.В., Рут О.Е., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А 17	. 222

4.62	Кинетическое уравнение для квазидвумерного электронного газа с непараболическим законом дисперсии Шульман А.Я.	223
4.63	Электронный парамагнитный резонанс в сильнокоррелированных двумерных электронных сист в [001] AlAs квантовой яме Щепетильников А.В., Фролов Д.Д., Нефёдов Ю.А., Кукушкин И.В.	емах 224
4.64	Перенормировка эффективной массы электрона, задающей период индуцированных микроволновым излучением осцилляций сопротивления, в GaAs/AlGaAs гетероструктурах Щепетильников А.В., Фролов Д.Д., Нефёдов Ю.А., Кукушкин И.В.	225
4.65	Аномалии квантового магнитотранспорта в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe со спектром двуслойного графена Якунин М.В., Криштопенко С.С., Подгорных С.М., Попов М.Р., Неверов В.Н., Терре F., Jouault B., Desrat W., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.	226
C O	ЕКЦИЯ 5 ДНОМЕРНЫЕ И НУЛЬМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ	.227
5.1	Долинное расщепление в нанопроволоках из селенида свинца	
	Авдеев И.Д., Нестоклон М.О.	228
5.2	Экситон-фононное взаимодействие в одиночных квантовых точках GaN/AlN, полученных методо капельной эпитаксии Александров И.А., Малышева Е.Д., Мансуров В.Г., Малин Т.В., Конфедератова К.А., Милахин Д.С., Гилинский А.М., Журавлев К.С., Спо ЈН., Спо ҮН	ом 229
5.3	Поглощение излучения среднего и дальнего ИК диапазонов в квантовых точках GeSi/Si Балагула Р.М., Софронов А.Н., Фирсов Д.А., Воробьев Л.Е., Тонких А.А	230
5.4	Структура электронных состояний в цепочке кремниевых нанокристаллов Белолипецкий А.В., Нестоклон М.О., Прокофьев А.А., Яссиевич И.Н.	231
5.5	Формирование массивов полупроводниковых нитевидных нанокристаллов Буравлев А.Д., Цырлин Г.Э., Сошников И.П., Илькив И.В., Резник Р.Р., Котляр К.П., Нестеров С.И., Lipsanen H.	232
5.6	Влияние магнитного поля на квантовый транспорт и поляризацию майорановского состояния в нанопроволоке со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы Вальков В.В., Аксенов С.В.	233
5.7	Неупругое рассеяние света в квантовом кольце с двумя взаимодействующими электронами Витлина Р.З., Магарилл Л.И., Чаплик А.В.	234
5.8	Нанокристаллы Si, Ge и Ge _x Si _(1-x) в диэлектрических плёнках и аморфных p-i-n структурах: формирование, оптические и электрофизические свойства Володин В.А., Кривякин Г.К., Черков А.Г., Чжан Жуй, Камаев Г.Н.	235
5.9	Экситоны в нанокристаллах оксида никеля с сильными корреляциями Груздев Н.Б., Соколов В.И., Зацепин А.Ф., Кузнецова Ю.А., Уймин М.А., Бызов И.В.	236
5.10	Определяющая роль оболочки в люминесценции квантовых точек PbS, синтезированных в матрице Ленгмюра-Блоджетт <i>Гуляев Д.В., Бацанов С.А., Гутаковский А.К., Журавлев К.С.</i>	237
5.11	Исследование тонкой структуры экситонных состояний InAlAs квантовых точек Деребезов И.А., Гайслер В.А., Гайслер А.В., Дмитриев Д.В., Торопов А.И., Кожухов А.С., Щеглов Д. В., Латышев А.В., Асеев А.Л.	238
5.12	Усиление фотолюминесценции в структурах с двойными квантовыми точками Ge в Si Зиновьев В.А., Зиновьева А.Ф., Тимофеев В.А., Никифоров А.И., Мудрый В.А., Ненашев А.В., Двуреченский А.В.	239

5.13	Получение самоупорядоченного массива GaN/Si наноколонн методом ПА МПЭ с использованием нанопористого Si слоя	
	Золотухин Д.С., Леньшин А.С., Мизеров А.М., Середин П.В.	. 240
5.14	Селективное усиление фототока дырок поверхностными плазмон-поляронами в слоях квантовых точек Ge/Si	
	Кириенко В.В., Якимов А.И., Армбристер В.А., Двуреченский А.В	. 241
5.15	Электронный газ в квазиодномерных наноструктурах на основе дельта-легированных квантовых з InGaAs/InAlAs	М
	Клочков А.Н.	. 242
5.16	Усиление фотолюминесценции квантовых точек InAs под влиянием близкорасположенного ансамбля наночастиц серебра Косарев А.Н., Чалдышев В.В., Кондиков А.А., Торопов Н.А., Гладских И.А., Гладских П.В.,	
	Вартанян Т.А., Акимов И.А., Salewski М., Bayer М., Преображенский В.В., Путято М.А., Семягин Б.Р.	. 243
5.17	Фотолюминесценция квантовых точек InAs, заращенных слоем низкотемпературного GaAs Косарев А.Н., Чалдышев В.В., Берт Н.А., Неведомский В.Н., Преображенский В.В., Путято М.А.,	244
5 10	Семягин Б.Р.	. 244
5.18	Механизмы проводимости и фотовольтаические эффекты в композитных структурах с наночастицами	
	Крылов И.В., Дроздов К.А., Чижов А.С., Румянцева М.Н., Васильев Р.Б., Хохлов Д.Р., Филатова Д.Г., Абакумов А.М., Гаськов А.М.	. 245
5.19	Молекула Гайзенберга в магнитном поле Кузисиов 4 В Болярициов В В	246
5 20		. 240
5.20	Пространственное распределение упругих деформации в гетероструктурах с квантовыми точками аналитический подход Ненашев A В. Леуреченский A В. Кошкарев A A	247
5.01		. 277
5.21	Подвешенные квантовые точечные контакты с усиленным электрон-электронным взаимодеиствие Погосов А.Г., Похабов Д.А., Шевырин А.А., Буданцев М.В., Жданов Е.Ю., Бакаров А.К., Шкляев А.А., Степаненко М.В., Шестериков Е.В.	м . 248
5.22	Когерентное скольжение волны зарядовой плотности при 600К и другие свойства квазиодномерно соединения NbS ₃ (II)	ого
	Зыбцев С.Г., Покровский В.Я., Насретдинова В.Ф., Зайцев-Зотов С.В., Павловский В.В., Раі W.W., Chu MW., Lin Y.G., Zupanič E., van Midden H.J.P., Šturm S., Tchernychova E., Prodan A., Bennett J.C., Мухамедшин И.Р., Чернышёва О.В., Менушенков А.П., Титов А.Н.,	. 249
5 23	Электронный транспорт в полвешенных кольцевых интерферометрах	
0.20	Похабов Д.А., Погосов А.Г., Жданов Е.Ю., Шевырин А.А., Буданцев М.В., Бакаров А.К., Шкляев А.А.	. 250
5.24	Электронный транспорт и магнитные свойства системы параллельных квантовых точек при наличанизотропной гибридизации квантовых точек с контактами Проценко В.С., Катанин А.А.	ии . 251
5.25	Синтез методом молекулярно-пучковой эпитаксии и свойства GaN, InN и A ³ B ⁵ наноструктур на гибридной подложке SiC/Si(111) <i>Резник Р.Р., Котляр К.П., Сошников И.П., Кукушкин С.А., Штром И.В., Никитина Е.В.,</i> Цырлин Г.Э.	. 252
5.26	Температурные особенности экситонного поглощения и свечения квантовых точек InP/ZnS Савченко С.С., Вохминцев А.С., Вайнштейн И.А.	. 253
5.27	Самодифракция на динамическом одномерном фотонном кристалле в коллоидном растворе	
	квантовых точек Смирнов А.М., Голинская А.Д., Стебакова Ю.В., Манцевич В.Н., Днепровский В.С	. 254

5.28	Моделирование квантового точечного контакта в затворно-индуцированной двумерной дырочной	
	системе Ткаченко О.А., Ткаченко В.А., Мисерев Д.С., Сушков О.П	. 255
C C	ЕКЦИЯ 6 ПИНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ, СПИНТРОНИКА, НАНОМАГНЕТИЗМ	256
6.1	Магнитное упорядочение в тонких плёнках ZnO, легированных Mn, Fe ⁵⁷ Агликов А.С., Мездрогина М.М., Павлов В.В., Семенов В.Г., Сныткина С.А., Кожанова Ю.В	. 257
6.2	Интерфейсный вклад в спин-орбитальное взаимодействие в симметричных квантовых ямах Алексеев П.С., Нестоклон М.О	. 258
6.3	Спиновые центры окраски в SiC как база для квантовых технологий, сенсорики с субмикронным разрешением в условиях окружающей среды Анисимов А.Н., Солтамов В.А., Баранов П.Г.	. 259
6.4	Пикосекундная спектроскопия микросекундной спиновой динамики в полупроводниковых структурах	
	Белых В.В., Evers E., Greilich А., Яковлев Д.Р., Bayer М	. 260
6.5	Maгнитные свойства (Ga,Mn)As нитевидных нанокристаллов – формирование магнитных поляронов?	
	Буравлев А.Д., Цырлин Г.Э., Самсоненко Ю.Б., Werner P., Savin A., Lipsanen H.	. 261
6.6	Влияние термобарической обработки на электрические и магнитные свойства сплава гейслера Ni ₄₅ Mn ₄₄ In ₁₁	
	Вишняков А.А., Емельянова С.М., Семянникова А.А., Двячкова Т.В., Тютюнник А.П., Зайнулин Ю.Г., Марченков В.В.	. 262
6.7	Экспериментальное изучение гибридизации и спонтанной спиновой поляризации электронных состояний примесей кобальта низкой концентрации в кристалле селенида ртути Говоркова Т.Е., Жевстовских И.В., Лончаков А.Т., Окулов В.И., Окулова К.А., Подгорных С.М., Паранчич Л.Д.	. 263
6.8	Влияние оборванных связей на рекомбинацию и спиновую поляризацию темного экситона в коллоидных наноплателетах CdSe Головатенко А.А., Родина А.В., Шорникова Е.В., Яковлев Д.Р., Biadala L., Nasilowski M., Dubertet B., Эфрос Ал.Л., Bayer M.	. 264
6.9	Спиновый транспорт в кремнии, легированном донорами с большой спин-орбитальной связью Деточенко А.П., Ежевский А.А., Сухоруков А.В., Гусейнов Д.В., Кудрин А.В., Конаков А.А., Шенгуров В.Г., Денисов С.А., Чалков В.Ю., Абросимов Н.В.	. 265
6.10	Динамика спин-орбитального экситона в Sr ₂ IrO ₄ с учетом хундовского взаимодействия Дикушина Е.А., Аввакумов И.Л.	. 266
6.11	Поляризация носителей в ферромагнитных гетероструктурах InGaAs/GaAs/δ-Mn Зайцев С.В., Дорохин М.В., Акимов И.А., Данилов Ю.А., Звонков Б.Н.	. 267
6.12	Детектор циркулярно-поляризованного излучения на основе МДП структуры CoPt/(Al ₂ O ₃ /SiO ₂)/InGaAs/GaAs	
	Здоровейщев А.В., Кудрин А.В., Дорохин М.В., Дёмина П.Б., Вихрова О.В., Калентьева И.Л., Ведь М.В.	. 268
6.13	Одновременная локализация двух электронов в разными g-факторами на одной Ge/Si квантовой то Зиновьева А.Ф., Зиновьев В.А., Ненашев А.В., Кулик Л.В., Двуреченский А.В.	очке . 269
6.14	Электрон-ядерные спиновые биения при рекомбинации Шокли–Рида в режиме «накачка – зондирование»	
	Ивченко Е.Л., Balocchi A., Калевич В.К., Kunold A., Azaizia S., Carrère H., Бакалейников Л.А., Sandoval-Santana J.C., Ibarra-Sierra V.G., Marie X., Amand T	. 270

6.15	Парамагнитный резонанс в спин-поляризованном бозе-конденсате экситонных поляритонов в присутствии беспорядка <i>Ковалев В.М., Савенко И.Г.</i>	. 271
6.16	Электронный транспорт в квазиодномерных волноводах со спин-орбитальным взаимодействием: проявления дополнительной спиновой симметрии Козулин А.С., Малышев А.И., Кириллова Н.Е.	. 272
6.17	Спиновые хеликсы в двумерных полупроводниковых системах Козулин А.С., Малышев А.И., Дегтярев В.Е., Хазанова С.В., Конаков А.А.	. 273
6.18	Гиротропия и магнитоиндуцированная пространственная дисперсия в полупроводниковых квантовых ямах Котова Л.В., Платонов А.В., Кочерешко В.П., Сорокин С.В., Иванов С.В., Голуб Л.Е.	. 274
6.19	Спиновая релаксация двумерного электронного газа на скоррелированных магнитных примесях Крайнов И.В., Дмитриев А.П., Аверкиев Н.С., Vladimirova M., Scalbert D	. 275
6.20	Влияние магнитной анизотропии на формирование магнитных подрешеток в антиферромагнетиках <i>Куркин М.И., Орлова Н.Б.</i>	. 276
6.21	Когерентная спиновая динамика двумерного электронного газа в GaAs квантовой яме при одномерной латеральной локализации Ларионов А.В., Степанейц-Хуссейн Э., Егоров С.В.	. 277
6.22	Спиновые явления в гетероструктурах нанометровая пленка YIG / полупроводник Луцев Л.В., Стогний А.И., Новицкий Н.Н.	. 278
6.23	Влияние "инжектированных" и "термических" магнонов на спин-волновой ток в структурах металл/магнитный диэлектрик Ляпилин И.И., Окороков М.С.	. 279
6.24	Динамика намагниченности ионов Mn ²⁺ в фотовозбужденных полумагнитных A ² B ⁶ полупроводниковых наноструктурах Максимов А.А., Тартаковский И.И., Филатов Е.В.	. 280
6.25	Внутренний аномальный эффект Холла в двумерном неупорядоченном ферромагнетике Рашбы Новокшонов С.Г.	. 281
6.26	ОДМР ансамблей NV-центров в алмазных наноструктурах Попов В.П., Подлесный С.Н., Антонов А.В., Куприянов И.Н., Пальянов Ю.Н	. 282
6.27	Полупроводниковый спин-детектор с пространственным разрешением Родионов А.А., Голяшов В.А., Василенко М.А., Кислых Н.В., Миронов А.В., Аксенов В.В., Терещенко О.Е.	. 283
6.28	Косвенное обменное взаимодействие в двумерных наноструктурах Рожанский И.В.	. 284
6.29	Теория неравновесных флуктуаций одиночного спина Смирнов Д.С., Глазов М.М.	. 285
6.30	Теория спин-зависимых транспортных явлений в двумерных системах с прыжковой проводимостью <i>Смирнов Д.С., Голуб Л.Е.</i>	. 286
6.31	Спиновая когерентность двумерного электронного газа вблизи нечётных факторов заполнения Степанец-Хуссейн Э., Ларионов А.В., Кулик Л.В.	. 287
6.32	Особенности энергетического рельефа прямоугольного магнитного наноострова Трушин О.С., Барабанова Н.И	. 288
6.33	Электрические и магнитные свойства упорядоченных сплавов Cu ₃ Al, легированных магнитными примесями (Ni, Mn) <i>Аннабердиева M.P. Саркисова В.М. Тудуканова И.Н.</i>	289
	1	0)

6.34	Конденсат поляритонов в микрорезонаторных микростолбиках в сильных магнитных полях Черненко А.В., Бричкин А.С., Новиков С.И., Шнайдер К., Хёфлинг С	290
6.35	Полупроводниковые гетероструктуры первого рода с непрямой запрещенной зоной Шамирзаев Т.С.	291
С П	ТЕКЦИЯ 7 ІРИМЕСИ И ДЕФЕКТЫ2	292
7.1	Переориентация ян-теллеровских комплексов в кубических полупроводниках Аверкиев Н.С., Bersuker I.B., Гудков В.В., Жевстовских И.В., Барышников К.А., Сарычев М.Н., Zherlitsyn S., Yasin S., Коростелин Ю.В.	. 293
7.2	Природа оранжевой полосы фотолюминесценции в AlN Александров И.А., Малин Т.В., Мансуров В.Г., Журавлев К.С.	294
7.3	Каскадный захват электронов на заряженные доноры в условиях импульсного возбуждения Алешкин В.Я., Гавриленко Л.В., Козлов Д.В.	295
7.4	Рассеяние поверхностных акустических волн протяженными дефектами в кристаллах CdZnTe Аминев Д.Ф., Клоков А.Ю., Кривобок В.С., Шарков А.И., Вершков В.А., Цветков В.А.	296
7.5	Акцепторное легирование кремнием структур на основе низкотемпературного GaAs Галиев Г.Б., Климов Е.А., Клочков А.Н., Пушкарёв С.С., Васильевский И.С., Мальцев П.П	297
7.6	Люминесценция дефектов в слоях InAlAs, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии Гилинский А.М., Дмитриев Д.В., Торопов А.И., Журавлев К.С	298
7.7	Индуцированное магнитным полем смягчение упругого модуля в кристалле ZnSe:Cr ²⁺ Аверкиев H.C., Bersuker I.B., Гудков В.В., Жевстовских И.В., Барышников К.А., Сарычев М.Н., Zherlitsyn S., Yasin S., Коростелин Ю.В.	. 299
7.8	Трансформация структуры и напряжений в сильно легированных слоях AlGaN:Si при содержании более 0.5 Журавлев К.С., Гилинский А.М., Малин Т.В., Милехин И.А., Трубина С.В., Эренбург С.Б., Бер Б.Я., Давыдов В.Ю., Елисеев И.А., Казанцев Д.Ю., Ратников В.В., Смирнов А.Н.	A1 . 300
7.9	Дефекты в имплантированных As МЛЭ структурах CdHgTe Ижнин И.И., Фицыч Е.И., Войцеховский А.В., Коротаев А.Г., Мынбаев К.Д., Варавин В.С., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Якушев М.В., Бончик А.Ю., Савицкий Г.В., Świątek Z	. 301
7.10	Влияние изотопного состава на теплопроводность монокристаллов 6H SiC Инюшкин А.В., Талденков А.Н., Якубовский А.Ю., Гавва В.А., Гибин А.М., Мохов Е.Н	.302
7.11	Теплопроводность монокристаллов CVD- и НРНТ-алмазов Инюшкин А.В., Талденков А.Н., Ральченко В.Г., Большаков А.П., Логинов Ю.	303
7.12	Фотопроводимость в p-i-p структурах на основе плёнок Pb _{1-x} Sn _x Te:In при межзонном возбуждении Климов А.Э., Ищенко Д.В., Пащин Н.С., Шерстякова В.Н.	. 304
7.13	Гальваномагнитные свойства теллурида свинца, легированного никелем Ковалев Б.Б., Скипетров Е.П., Шевченко И.В., Ржевский В.В., Кнотько А.В., Слынько В.Е	. 305
7.14	Резонансный уровень железа в сплавах Pb _{1-x} Sn _x Te Ковалев Б.Б., Скипетров Е.П., Хворостин А.В., Скипетрова Л.А., Кнотько А.В., Слынько В.Е	306
7.15	Особенности формирования перекрестно-штриховой морфологии поверхности в эпитаксиальных гетероструктурах с малым рассогласованием параметра кристаллической решетки Ковальский В.А., Еременко В.Г., Вергелес П.С., Солтанович О.А., Ходос И.И., Дорохин М.В., Здоровейщев А.В., Данилов Ю.А.	. 307

7.16	Исследование мелких акцепторных центров в Hg _{1-x} Cd _x Te Козлов Д.В., Румянцев В.В., Морозов С.В., Кадыков А.М., Фадеев М.А., Варавин В.С., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Гавриленко В.И., Терре F.	. 308
7.17	Пьезоспектроскопическое исследование А ⁺ -центров в квантовых ямах GaAs/AlGaAs Петров П.В., Кокурин И.А., Ива́нов Ю.Л., Седов В.Е., Аверкиев Н.С.	. 309
7.18	Процесс медленной деградации лазерных гетероструктур на основе соединений А2В6 Кравец В.А., Иванова Е.В., Яговкина М.А., Кириленко Д.А., Седова И.В., Заморянская М.В.	. 310
7.19	Оптическая спектроскопия на основе «квантовых зондов» для исследования дефектов в полупроводниках и полупроводниковых гетероструктурах Кривобок В.С., Николаев С.Н., Онищенко Е.Е., Пручкина А.А., Ченцов С.И., Багаев В.С	. 311
7.20	Оптические свойства моноизотопных GeV ⁻ центров окраски в изотопически чистой алмазной матрице C ₁₂ и C ₁₃ <i>Екимов Е.А., Кондрин М.В., Ляпин С.Г., Шерин П.С., Кривобок В.С., Николаев С.Н., Гавва В.А.</i>	. 312
7.21	Термоэлектрические свойства нанокомпозитов теллуридов висмута и сурьмы Кульбачинский В.А., Кытин В.Г., Маслов Н.В., Singha P., Das S., Banerjee A	. 313
7.22	Дефектная структура и электрофизические параметры монокристаллов германия, полученных в условиях низких градиентов температур Лошкарев И.Д., Труханов Е.М., Фрицлер К.Б., Колесников А.В., Василенко А.П., Касимкин П.В., Московских В.А.	. 314
7.23	Аномальный эффект Стеблера-Вронского в нелегированных пленках аморфного гидрированного кремния Курова И.А., Ормонт Н.Н.	. 315
7.24	Природа широкополосной люминесценции и стимулированное излучение сильно легированных сл AlGaN:Si с содержанием алюминия выше 0.5 Осинных И.В., Малин Т.В., Журавлев К.С., Бохан П.А., Закревский Д.Э., Фатеев Н.В	оев . 316
7.25	Пик-эффект на зависимости магнитного момента от температуры и магнитного поля в сверхпроводящем PbSnTe:In Михайлин Н.Ю., Волков М.П., Парфеньев Р.В., Шамшур Д.В.	. 317
7.26	Влияние кулоновских корреляций на оптические спектры компенсированных полупроводников Петров П.В., Богословский Н.А., Иванов Ю.Л., Цэндин К.Д., Аверкиев Н.С.	. 318
7.27	Спектры поглощения и схема уровней энергии ионов эрбия в кристаллах AlN:Er ³⁺ Полетаев Н.К., Скворцов А.П.	. 319
7.28	Исследование электрически активных дефектов в ферромагнитных гетероструктурах (Ga,Mn)As/(In,Ga)As Coлmaнoвич O.A., Ковальский В.А., Дорохин М.В., Здоровейщев А.В., Данилов Ю.А.	. 320
7.29	Проявление дестабилизации кристаллической структуры на картинах нейтронного рассеяния объёмных кубических кристаллов халькогенидов цинка с ян-теллеровскими 3d- ионами, в зависимости от сорта и содержания примеси Суркова Т.П., Максимов В.И., Максимова Е.Н.	. 321
7.30	О новых образованиях в обратной решётке кубического кристалла ZnSe при сильном легировании ионами ванадия	
7.31	Суркова Т.П., Максимов В.И., Максимова Е.Н. О конверсии МЛЭ гетероэпитаксиальных структур n-Cd _x Hg _{1-x} Te в процессе отжига в равновесных	. 322
	парах ртути Талипов Н.Х., Войцеховский А.В.	. 323
7.32	Исследование дефектно-примесного состава границ зерен диффузионно легированного Fe ²⁺ :ZnSe методом двухфотонной конфокальной микроскопии <i>Тимофеева Н.А., Гаврищук Е.М., Гладилин А.А., Иконников В.Б., Калинушкин В.П., Родин С.А., Савин Д.В., Уваров О.В.</i>	. 324

7.33	Механизмы зарождения дислокаций в гетероэпитаксиальных структурах Ge _x Si _{(1-x} /Si(001) <i>Трушин О.С.</i>	. 325
7.34	Излучение одиночных дислокаций в широкой квантовой яме ZnMgSSe/ZnSe Кривобок В.С., Николаев С.Н., Ченцов С.И., Онищенко Е.Е., Багаев В.С., Сорокин С.В., Седова И.В., Гронин С.В., Иванов С.В.	. 326
7.35	Два типа изолированных (квантовых) излучателей сформированных ядром дислокации в кристаллах CdZnTe <i>Николаев С.Н., Кривобок В.С., Ченцов С.И.</i>	. 327
7.36	Фурье-спектроскопия фотопроводимости Pb _{1-x} Sn _x Te(In) Черничкин В.И., Акопян Д.А., Долженко Д.Е., Никорич А.В., Слынько Е.И., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р.	. 328
7.37	Рентгеновские исследования магнитных компонент в синтезированных образцах фосфата лития- железа Шарков М.Д., Бойко М.Е., Бобыль А.В., Бойко А.М., Ершенко Е.М., Зубавичус Я.В., Конников С.Г	. 329
7.38	Сегрегация Sb в SiGe структурах, выращенных методом МПЭ: влияние компонентного состава, упругих напряжений и кристаллографической ориентации подложки Юрасов Д.В., Антонов А.В., Дроздов М.Н., Шмагин В.Б., Спирин К.Е., Новиков А.В.	. 330
7.39	Влияние содержания меди на оптические свойства тонких пленок Cu ₂ ZnSnSe ₄ Якушев М.В., Сулимов М.А., Márquez-Prieto J., Forbes I., Krustok J., Мудрый А.В., Martin R.W	. 331
C B	ЕКЦИЯ 8 ЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ	332
8.1	Высокочастотный магнетотранспорт в вязкой двумерной электронной жидкости Алексеев П.С.	. 333
8.2	Высокочастотные спектрометры нового поколения для ЭПР и ОДМР исследований полупроводников и их наноструктур Бабунц Р.А., Бадалян А.Г., Анисимов А.Н., Единач Е.В., Гурин А.С., Романов Н.Г, Баранов П.Г	. 334
8.3	Генерация импульсов ГГц-излучения фотопроводящими антеннами на основе пленок In _{0.5} Ga _{0.5} As, выращенных на подложках GaAs (100) и (111)А в различных температурных режимах <i>Галиев Г.Б., Китаева Г.Х., Климов Е.А., Клочков А.Н., Корниенко В.В., Кузнецов К.А., Леонтьев А.А., Пушкарёв С.С., Мальиев П.П.</i>	335
8.4	Эффекты магнитного храповика в латеральных сверхрешетках	
8.5	Голуб Л.Е. Усиление терагерцового излучения в структурах HgCdTe с квантовыми ямами HgTe Дубинов А.А., Алешкин В.Я.	. 336
8.6	Минимумы поглощения микроволнового излучения на гармониках циклотронного резонанса и эффекты памяти в примесном рассеянии двумерных электронов <i>Капустин А.А., Дорожкин С.И.</i>	. 338
8.7	Гигантский терагерцовый фотокондактанс туннельного точечного контакта Квон З.Д., Otteneder М., Родякина Е.Е., Ярошевич А.С., Ткаченко О.А., Ткаченко В.А., Dantscher KМ., Ганичев С.Д.	. 339
8.8	Генерация импульсного ТГц-излучения поверхностью эпитаксиальных структур на основе низкотемпературного GaAs (111)A Галиев Г.Б., Есаулков М.Н., Климов Е.А., Клочков А.Н., Мальцев П.П., Пушкарёв С.С., Солянкин П.М., Шкуринов А.П.,	. 340
8.9	Частотная зависимость проводимости неупорядоченных полупроводников в области перехода к режиму с постоянной длиной прыжка Ормонт М.А., Звягин И.П.	. 341

8.10	Эффект электронного дрожания в полупроводниках Тарасенко С.А., Пошакинский А.В., Ивченко Е.Л., Степанов И., Эрсфельд М., Лепса М., Бешотен Б
8.11	Динамика магнитооптических эффектов в ферромагнитных шпинелях в области примесных переходов
	Телегин А.В., Сухоруков Ю.П., Барсауме С., Кимель А
8.12	Анализ магнитостатических спиновых волн в планарных структурах на основе пермаллоя Телегин А.В., Бессонов В.Д., Миляев М.А., Бессонова В.А., Сухоруков Ю.П., Дружинин Д.Л
C O	ЕКЦИЯ 9 РГАНИЧЕСКИЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ, МОЛЕКУЛЯРНЫЕ СИСТЕМЫ345
9.1	Инфракрасная спектроскопия композитных материалов на основе MEH-PPV и TiO ₂ Белогорохов И.А., Белогорохова Л.И
9.2	Особенности спектральных зависимостей поглощения композитных материалов на основе сахаридов в средней ИК- области Белогорохов И.А., Белогорохова Л.И
9.3	Память на основе резистивных переключений в органических материалах: моделирование и перспективы создания устройств Дронов М.А., Котова М.С
9.4	Локализация фононов в ветвящихся органических проводниках на основе транс-полиацетилена Журавлёв М.Н., Горбацевич А.А., Катаева Т.С
9.5	Особенности спектров фотопроводимости и фотоиндуцированных состояний в пленках MAPbI ₃ перовскитов Амасев Д.В., Михалевич В.Г., Козюхин С.А., Казанский А.Г
9.6	Топология проводящих каналов при резистивных переключениях в структурах на основе композиционных материалов Котова М.С., Дроздов К.А., Дубинина Т.В., Кузьмина Е.А., Васильев Р.Б., Рябова Л.И
9.7	Дрейф и диффузия носителей заряда в аморфных полупроводниках с экспоненциальной пространственно коррелированной плотностью состояний <i>Новиков С.В.</i>
C y	ЕКЦИЯ 10 ГЛЕРОДНЫЕ НАНОМАТЕРИАЛЫ353
10.1	Компьютерное моделирование термических процессов в фуллерене С ₆₀ Барбин Н.М., Дан В.П., Терентьев Д.И., Алексеев С.Г
10.2	Моделирование образования перколяционных каналов в тонких плёнках углеродных нанотрубок графическим методом <i>Ефимов В.М.</i>
10.3	Зарядовый транспорт в тонких пленках одностенных УНТ Жукова Е.С., Горшунов Б.П., Староватых Ю.С., Белянчиков М.А., Гребенко А.К., Бубис А., Прохоров А.С., Цебро В.И., Тонких А.А., Рыбковский Д.В., Каиррinen Е.І., Насибулин А.Г., Образцова Е.Д
10.4	Исследование поверхностного потенциала деформированных углеродных нанотрубок методом зонда Кельвина <i>Коньшин А.А., Ильина М.В.</i>
10.5	Сенсоры на основе пленок графена, полученных термодеструкцией поверхности полуизолирующих полложек SiC
	Лебедев А.А., Давыдов В.Ю., Лебедев С.П., Смирнов А.Н., Левицкий В.С., Елисеев И.А., Новиков С.Н., Усачев Д.Ю., Рыбкин А.Г., Вилков О.Ю., Макаров Ю.Н

10.6	Модифицированный в плазме SF ₆ оксид графена Неустроев Е.П., Ноговицына М.В., Соловьев Б.Д	. 359
10.7	Исследование свойств оксида графена модифицированного наноразмерными частицами серебра Ноговицына М.В., Неустроев Е.П., Бурцева Е.К.	. 360
10.8	Электрическое сопротивление пленок из заполненных одностенных углеродных нанотрубок Образцова Е.Д., Тонких А.А., Цебро В.И., Рыбковский Д.В., Образцова Е.А., Чувилин А.Л.	. 361
10.9	Транспорт и фазовые переходы в углеродных материалах при высоких давлениях Тихомирова Г.В., Волкова Я.Ю., Петросян Т.К., Тебеньков А.В.	. 362
10.10	Алмаз для электроники и оптики: проблемы получения монокристаллических пластин большого размера <i>Хмельницкий Р.А., Гиппиус А.А.</i>	. 363
10.11	Влияние пластической деформации алюминий-графеновых композитов на дефектность графена Шатунова А.А., Пряхина В.И.	. 364
C M	ЕКЦИЯ 11 ІЕТАМАТЕРИАЛЫ И ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ. НАНОФОТОНИКА	365
11.1	Плазмонная анизотропия металлических нанокластеров на поверхностях полупроводников Берковиц В.Л., Кособукин В.А., Улин В.П., Коротченков А.В., Солдатенков Ф.Ю., Алексеев П.А	. 366
11.2	Исследование состояний анапольного типа в наноструктурах с высоким показателем преломления Барышникова К.В., Денисултанов А.Х., Шалин А.С.	. 367
11.3	Рентгеновская нанофотоника на базе плоских волноводно-резонансных структур Егоров В.К., Егоров Е.В.	. 368
11.4	Геометрический фактор в люминесценции наносфер Y ₂ O ₃ - ZnO Зайцев С.В., Емельченко Г.А., Грузинцев А.Н., Дулина Н.А., Ермолаева Ю.В., Толмачев А.В	. 369
11.5	Особенности распределения электромагнитного поля в ограниченном одномерном фотонном кристалле <i>Капаев В.В.</i>	. 370
11.6	Хиральные фотонно-кристаллической структуры для лазерных излучателей циркулярно поляризованного света в экситон-поляритонном режиме Кулаковский В.Д., Бричкин А.С., Деменев А.А., Тиходеев С.Г., Гиппиус Н.А., Schneider C., Höfling S.	. 371
11.7	Гибридные металл-полупроводниковые структуры на основе V-образных каналов в Si и GaAs Лямкина А.А., Басалаева Л.С., Мощенко С.П.	. 372
11.8	Спектральные и поляризационные свойства излучения искусственно созданных хиральных полупроводниковых наноструктур Максимов А.А., Пещеренко А.Б., Тартаковский И.И., Кулаковский В.Д.	. 373
11.9	Формирование и исследование локально растянутых Ge микроструктур для кремниевой фотоники Алешкин В.Я., Вдовичев С.Н., Кудрявцев К.Е., Машин А.И., Морозова Е.Е., Нежданов А.В., Новиков А.В., Скороходов Е.В., Шенгуров Д.В., Юнин П.А., Юрасов Д.В	. 374
11.10	Возможности управления люминесцентными свойствами структур с наноостровками Ge(Si) в низкоразмерных резонаторах на базе фотонных кристаллов Сергеев С.М., Яблонский А.Н., Байдакова Н.А., Степихова М.В., Новиков А.В., Красильник З.Ф., Rutckaia V., Schilling J.	. 375
11.11	Лазер циркулярно-поляризованного излучения на основе полупроводникового микрорезонатора с киральным фотонным кристаллом Деменев А.А., Кулаковский В.Д., Schneider C., Höfling S., Лобанов С.В., Гиппиус Н.А., Тиходеев С.Г	. 376
11.12	Собственная оптическая анизотропия кубических кристаллов: многоволновая дифракция в опалах пространственная дисперсия в закиси меди Уклеев Т.А., Селькин А.В., Шевченко Н.Н., Юрасова Д.И.	и . 377

11.13	Брэгговская дифракция на системе плазмонных наночастиц AsSb в AlGaAs Ушанов В.И., Чалдышев В.В., Берт Н.А., Неведомский В.Н., Яговкина М.А., Преображенский В.В., Путято М.А., Семягин Б.Р.	. 378
11.14	Фемтосекундная нелинейная нанофотоника метаповерхностей на основе субволновых кремниевы дисков Федянин А.А.	к . 379
11.15	Экситонный брэгговский отражатель на основе квантовых ям InGaN Чалдышев В.В., Большаков А.А., Заварин Е.Е., Сахаров А.В., Лундин В.В., Цацульников А.Ф	. 380
11.16	Особые точки в волноводах и квантовых проводниках и слияние резонансов Фано Шубин Н.М., Горбацевич А.А.	. 381
С] П	ЕКЦИЯ 12 ОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА	382
12.1	Барьерные характеристики Au/Ti/n-InAlAs диода Шоттки Чистохин И.Б., Аксенов М.С., Валишева Н.А., Дмитриев Д.В., Просвирин И.П., Журавлев К.С., Ковчавцев А.П., Гутаковский А.К.	. 383
12.2	Лазеры с квантовыми ямами InGaAs, выращенные МОС-гидридной эпитаксией на Ge/Si(001) подложках Алешкин В.Я., Байдусь Н.В., Дубинов А.А., Красильник З.Ф., Кудрявцев К.Е., Некоркин С.М., Новиков А.В., Павлов Д.А., Самарцев И.В., Скороходов Е.В., Сушков А.А., Фефелов А.Г., Шалеев М.В., Юнин П.А., Юрасов Д.В., Яблонский А.Н.	. 384
12.3	Разработка интегрального чувствительного элемента давления на основе биполярного тензотранзистора <i>Басов М.В</i> .	. 385
12.4	Использование слоёв энергетических барьеров в мощных полупроводниковых лазерах диапазона 1400-1600 нм Веселов Д.А., Пихтин Н.А., Рудова Н.А., Бахвалов К.В., Слипченко С.О., Ладугин М.А., Падалица А.А., Рябоштан Ю.А., Мармалюк А.А., Тарасов И.С.	. 386
12.5	Измерение токовой зависимости внутренних оптических потерь полупроводниковых лазеров различных конструкций Веселов Д.А., Рожков А.В., Растегаева М.Г., Вавилова Л.С., Воронкова Н.В., Пихтин Н.А.	. 387
12.6	О влиянии состава плёнок оксида гафния на электрофизические свойства мемристоров TaN/HfO _x /Ni <i>Bopoнковский B.A., Алиев В.Ш., Герасимова А.К., Исламов Д.Р.</i>	. 388
12.7	Возможности двухфотонной конфокальной микроскопии для исследования пространственного распределения люминесцентных характеристик в объеме полупроводниковых материалов <i>Калинушкин В.П., Уваров О.В., Гладилин А.А.</i>	. 389
12.8	Селективно позиционированные излучатели одиночных фотонов на основе одиночной (111) In(Ga квантовой точки Деребезов И.А., Гайслер В.А., Гайслер А.В., Дмитриев Д.В., Торопов А.И., Ротд С., Хайндел Т., Боуноар С., Каганский А., Фишбах С., Шлехан А., Райтценштайн Ш	As . 390
12.9	Тонкие эпитаксиальные слои Mn _x Si _{1-x} /Si как перспективный материал для термоэлектрических преобразователей энергии Дорохин М.В., Ерофеева И.В., Кузнецов Ю.М., Здоровейщев А.В., Лесников В.П	. 391
12.10	InSb гетероструктуры для матричных фотоприемных устройств Бакаров А.К., Гутаковский А.К., Журавлев К.С., Ковчавцев А.П., Торопов А.И., Бурлаков И.Д., Болтарь К.О., Власов П.В., Лопухин А.А.	. 392
12.11	Подвижность носителей заряда в условиях взаимосвязи потенциалов границ раздела тонкопленоч КНИ структур Зайцева Э.Г., Наумова О.В., Фомин Б.И.	ных . 393

12.12	Квантовый каскадный лазер на основе GaInAs/AlInAs с длиной волны излучения 5,5 мкм Засавицкий И.И., Ковбаса Н.Ю., Распопов Н.А., Лобинцов А.В., Курнявко Ю.В., Горлачук П.В	. 394
12.13	Бесфосфорные лазеры с пассивной синхронизацией мод, излучающие на длине волны 1550 нм Колодезный Е.С., Новиков И.И., Бабичев А.В., Курочкин А.С., Гладышев А.Г., Карачинский Л.Я., Гаджиев И.М., Буяло М.С., Усикова А.А., Бугров В.Е., Егоров А.Ю	. 395
12.14	Влияние конструкции InAlAs/AlAs/InAlAs барьерного слоя на характеристики гетеробарьерных варакторов для умножителей частоты мм диапазона Кузьменков А.Г., Малеев Н.А., Беляков В.А., Васильев А.П., Бобров М.А., Блохин С.А., Кулагина М.М., Неведомский В.Н., Гусева Ю.А., Малеев С.Н., Ладенков И.В., Фефелова Е.Л., Фефелов А.Г., Устинов В.М.	. 396
12.15	Мощные многоэлементные лазерные излучатели ближнего ИК-диапазона с повышенным КПД Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Лобинцов А.В., Коняев В.П., Иванов А.В., Сапожников С.М., Симаков В.А.	. 397
12.16	Воздействия электронного и протонного облучения на приборные структуры на основе SiC Лебедев А.А., Козловский В.В.	. 398
12.17	Одномодовые поляризационно-стабильные полупроводниковые вертикально-излучающие лазеры Малеев Н.А.	. 399
12.18	Фотодиоды на основе InAs0.7Sb0.3, работающие при неглубоком охлаждении Ильинская Н.Д., Карандашев С.А., Лавров А.А., Матвеев Б.А., Ременный М.А., Стусь Н.М., Усикова А.А.	. 400
12.19	Стимулированное излучение вплоть до 20 мкм на межзонных переходах в волноводных структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe Морозов С.В., Румянцев В.В., Жолудев М.С., Фадеев М.А., Кудрявцев К.Е., Дубинов А.А., Кадыков А.М., Гавриленко В.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н.	. 401
12.20	Способы увеличения чувствительности кремниевых нанопроволочных сенсоров Наумова О.В., Фомин Б.И., Пинигина Д.Л.	. 402
12.21	Применение селективного травления структур с Ge(Si) самоформирующимися наноостровками дл повышения эффективности Si солнечных элементов Байдакова Н.А., Вербус В.А., Морозова Е.Е., Новиков А.В., Скороходов Е.В., Шалеев М.В., Юрасов Д.В., Hombe A., Kurokawa Y., Usami N	я . 403
12.22	Оптико-электрические измерения термо-эдс в структурах с р-п переходом Жиляев Ю.В., Зеленин В.В., Ордин С.В., Пантелеев В.Н., Полетаев Н.К.,	. 404
12.23	Метод определения инверсного слоя Гаджиалиев М.М., Пирмагомедов З.Ш., Эфендиева Т.Н.	. 405
12.24	Численное моделирование пикосекундного лавинного переключения n ⁺ -n-n ⁺ структур Подольская Н.И., Родин П.Б.	. 406
12.25	Диагностика полупроводниковых приборных структур генерацией электронов с преимущественным направлением углового момента Джиоев Р.И., Котур М., Полетаев Н.К.	. 407
12.26	Токовые локализации при пикосекундном лавинном переключении высоковольтных диодных структур с технологическими неоднородностями Иванов М.С., Подольская Н.И., Родин П.Б.	. 408
12.27	Пикосекундное ударно-ионизационное переключение полупроводниковых структур без p-n переходов Брылевский В.И., Смирнова И.А., Подольская Н.И., Жарова Ю.А., Полетаев Н.К., Родин П.Б., Грехов И.В.	. 409
12.28	Коллективные моды в сдвоенных полупроводниковых дисковых лазерах на модах шепчущей галер Ройз М.А., Баранов А.Н., Именков А.Н., Буренина Д.С., Пивоварова А.А., Монахов А.М., Гребенщикова Е.А., Яковлев Ю.П.	оеи . 410

12.29	Одноэлектронный транзистор на основе одиночных атомов фосфора в кремнии Дагесян С.А., Шорохов В.В., Преснов Д.Е., Солдатов Е.С., Трифонов А.С., Крупенин В.А., Снигирёв О.В.	. 411
12.30	Биоспецифические и локальные сенсоры на основе полевых транзисторов с каналом-нанопроводом из кремния на изоляторе Преснов Д.Е., Преснова Г.В., Рубцова М.Ю., Божьев И.В., Дорофеев А.А., Дагесян С.А., Трифонов А.С., Снигирёв О.В., Крупенин В.А.	. 412
12.31	Генерация второй гармоники при дробном порядке периодической поляризации Соколовский Г.С., Федорова К.А., Battle P.R., Бакшаев И.О., Лифшиц Д.А., Рафаилов Э.У	. 413
12.32	Влияние электронного облучения на электрические и электролюминесцентные характеристики 4 SiC n ⁺ p структур	[-
12.33	Стрельчук А.М., Каляоин А.Е., Леоеоев А.А., Козловскии Б.Б., Романов Л.П., Петров Б.А Исследование электрофизических свойств эпитаксиальных слоёв твердого раствора PbSnTe при	.414
	введении индия Ищенко Д.В., Климов А.Э., Супрун С.П.	. 415
12.34	Характеристики дельта-легированных бором слоёв CVD алмаза Суровегина Е.А., Дроздов М.Н., Мурель А.В., Шашкин В.И	. 416
12.35	Фотоэмиссионные и инжекционные свойства вакуумного фотодиода с полупроводниковыми электродами с эффективным отрицательным электронным сродством Родионов А.А., Голяшов В.А., Василенко М.А., Чистохин И.Б., Ярошевич А.С., Шамирзаев Т.С., Деребезов И.А., Гайслер В.А., Мараховка И.И., Копотилов А.В., Кислых Н.В., Миронов А.В., Аксенов В.В., Терещенко О.Е.	. 417
12.36	Микрофлюидый датчик расхода жидкости на основе кремниевой микроканальной мембраны Филиппов Н.С., Вандышева Н.В., Кириенко В.В. Романов С.И.	. 418
12.37	Монолитные полихромные InGaN/GaN светодиоды Цацульников А.Ф., Лундин В.В., Сахаров А.В., Заварин Е.Е., Усов С.О., Николаев А.Е., Родин С.Н., Лундина Е.Ю., Черкашин Н.А., Карпов С.Ю.	. 419
12.38	Фотоэлектрический сенсор водорода на основе структуры Pd-Oxide-InP Шутаев В.А., Гребенщикова Е.А., Именков А.Н., Оспенников А.М., Яковлев Ю.П.	. 420
C H	ЕКЦИЯ 13 АНОМЕХАНИКА	421
13.1	АСМ измерения упругих свойств наноструктур Жданов Е.Ю., Похабов Д.А., Погосов А.Г., Буданцев М.В., Кожухов А.С.	. 422
13.2	Локальные термоэлектрические эффекты Ордин С.В., <u>Жиляев Ю.В</u> , Зеленин В.В., Пантелеев В.Н	. 423
13.3	Физический механизм влияния колебаний на электронный транспорт в наноэлектромеханических системах с двумерным электронным газом Шевырин А.А., Погосов А.Г., Бакаров А.К., Шкляев А. А.	. 424
C T	ЕКЦИЯ 14 ОПОЛОГИЧЕСКИЕ ИЗОЛЯТОРЫ	425
14.1	Магнетизм и магнетосопротивление в топологическом изоляторе Bi2Se3, легированном Eu Аронзон Б.А., Овешников Л.Н., Прудкогляд В.А., Селиванов Ю.Г., Чижевский Е.Г.	. 426
14.2	Емкость краевых состояний двумерного топологического изолятора Брагинский Л.С., Энтин М.В.	. 427
14.3	Аналитическая модель экзотических поверхностных состояний в топологических полуметаллах Волков В.А., Девизорова Ж.А.	. 428

14.4	Магнитооптика 2D топологических изоляторов InAs/GaSb/InAs Гавриленко В.И., Криштопенко С.С., Кадыков А.М., Иконников А.В., Морозов С.В., Marcinkiewicz M., Ruffenach S., Consejo C., Knap W., Teppe F., Семягин Б.Р., Путято М.А., Емельянов Е.А., Преображенский В.В., Cerutti L., Boissier G., Tournie E
14.5	Терагерцовая фотопроводимость в гетероструктурах на основе твердых растворов Hg _{1-x} Cd _x Te Галеева А.В., Артамкин А.И., Данилов С.Н., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р
14.6	Состояние топологического изолятора и биения в осцилляциях Шубникова – де Гааза в широкой яме Нате
	Добрецова А.А., Квон З.Д., Михайлов Н.Н
14.7	Оптические и фотогальванические свойства краевых состояний в двумерных топологических изоляторах на основе HgTe Дурнев М.В., Тарасенко С.А
14.8	Энергетическая структура топологических изоляторов семейства Bi ₂ Te _x Se _(3-x) вблизи протяженных дефектов поверхности Федотов Н.И., Майзлах А.А., Семенов Н.Д., Кузнецов П.И., Лузанов В.А., Зайцев-Зотов С.В
14.9	Топологический фазовый переход в КЯ HgTe/CdHgTe под действием температуры Кадыков А.М., Криштопенко С.С., Ruffenach S., Consejo C., Jouault B., Knap W., Marcinkiewicz M., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Квон З.Д., Морозов С.В., Гавриленко В.И., Терре F
14.10	Терагерцовый отклик двумерного топологического изолятора Квон З.Д., Козлов Д.А., Dantscher KM., Scherr M.T., Gebert S., Barenfanger J., Бельков В.В., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Ярошевич А.С., Weiss D., Ganichev S.D
14.11	Новые двумерные топологические изоляторы на основе InAs/GaSb Криштопенко С.С
14.12	Фазовые состояния в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe Криштопенко С.С
14.13	Топологические материалы и тонкие пленки на основе халькогенидов висмута Кунцевич А.Ю., Селиванов Ю.Г
14.14	Косвенное обменное взаимодействие магнитных примесей, расположенных вблизи края двумерного топологического изолятора Курилович В.Д., Курилович П.Д., Бурмистров И.С
14.15	Косвенное обменное взаимодействие магнитных примесей в двумерном топологическом изоляторе на основе квантовой ямы CdTe/HgTe/CdTe Курилович П.Д., Курилович В.Д., Бурмистров И.С
14.16	Насколько линеен спектр краевых состояний двумерного топологического изолятора? Магарилл Л.И., Махмудиан М.М., Энтин М.В
14.17	Влияние ультратонких пленок Pb на поверхностные топологические и квантовые состояния топологического изолятора Bi ₂ Se ₃ Сурнин Ю.А., Климовских И.И., Состина Д.М., Шикин А.М., Терещенко О.Е
14.18	Электронная и спиновая структура монослоя Bi: 2D топологический изолятор и графен-подобная система <i>Терещенко О.Е., Голяшов В.А., Шикин А.М., Климовских И.И., Грузнев Д.В., Саранин А.А.</i>
14.19	Квантовый аномальный эффект Холла в наноструктурах на основе ферромагнтных топологических изоляторов <i>Тугушев В.В.</i>
14.20	Точка Дирака топологических изоляторов в сканирующей тупнельной спектроскопии
	Федотов Н.И., Зайцев-Зотов С.В

14.21	Терагерцовое зондирование поверхностных состояний в топологически нетривиальных	
	полупроводниковых материалах	
	Галеева А.В., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р.	446
14.22	Размерный эффект в электронном транспорте тонких пленок Bi ₂ Se ₃ и PtSn ₄	
	Чистяков В.В., Ниапд Ј.С.А., Наумов С.В., Перевозчикова Ю.А., Емельянова С.М.,	
	Марченкова Е.Б., Доможирова А.А., Eisterer М., Марченков В.В.	447
14.23	Состояния и кинетика краевых электронов в двумерном топологическом изоляторе	
	Брагинский Л.С., Магарилл Л.И., Махмудиан М.М., Энтин М.В.	
A	вторский указате пь	449
Э.	ЛЕКТРОННЫЕ АДРЕСА	
И	НФОРМАЦИЯ СПОНСОРОВ	470
C 1	ШТС «Наука»	471
C^{2}	นายานสุนายาน บานอาการบัน และหมายน เมื่อง เมื่อ เมื่อง เมื่อง เมื่อ เมื่อง เมื่อ เปล้ เปล้ เมื่อ เปล้ เปล้ เมื่อ เมื่อ เมื่อ เปล้ เปล้ เปล้ เปล้ เปล้ เปล้ เปล้ เปล้	
U.2	Криотреид инжинирині	

Пленарные доклады

Эффекты сильного взаимодействия в двумерных электронных системах. От арсенида галлия к новым гетероструктурам с тяжелой электронной массой

Кукушкин И.В.

ИФТТ РАН, Черноголовка, Россия

В двумерных электронных системах высокого качества, варьируя плотность электронной системы, можно значительно изменять эффективность межэлектронного взаимодействия, что приводит к наблюдению новых коллективных электронных явлений, таких как целочисленный и дробный квантовый эффект Холла, вигнеровская кристаллизация, наблюдение волн зарядовой плотности, обнаружение ферромагнитной стонеровской неустойчивости и экситона Махана. Все эти замечательные явления объединены одним общим свойством – они возникают исключительно благодаря эффектам сильного электронного взаимодействия. Для существенного продвижения в понимании и использования этих явлений требуются новые материалы с уникальными свойствами. Поскольку все отмеченные эффекты наблюдаются исключительно в сильно коррелированных электронных системах, в которых кулоновская энергия значительно превосходит энергию Ферми, то наибольший интерес вызывают системы с тяжелой электронной массой и малой величиной диэлектрической проницаемости. Меру важности корреляционных эффектов обычно характеризуют безразмерным параметром r_s, который есть отношение кулоновской и кинетической энергий. Если сравнивать этот параметр для двумерных электронных систем, реализующихся в квантовых ямах GaAs и ZnO, то легко вычислить, что при одинаковой электронной плотности параметр r_s в гетероструктурах ZnO/MgZnO на порядок больше, чем в традиционном объекте - в квантовых ямах GaAs/AlGaAs. Именно такая огромная величина силы корреляционных эффектов в двумерных электронных системах в квантовых ямах ZnO, а также AlAs гарантирует огромные перспективы этих материалов как для обнаружения принципиально новых физических явлений, так и для возможных применений. Вместе с тем, для наблюдения эффектов взаимодействия требуется выполнение еще одного условия – масштаб энергетического уширения уровней должен быть значительно меньше характерной кулоновской энергии. Например, в структурах GaAs/AlGaAs дробный квантовый эффект Холла наблюдается лишь в случае, когда уширение энергетических уровней не превышает 1/50 от величины кулоновской энергии. Таким жестким критериям до недавнего времени удовлетворяли лишь электронные системы в высокоподвижных структурах на основе GaAs/AlGaAs. Совсем недавно возникли альтернативные электронные системы в гетероструктурах ZnO/MgZnO и в квантовых ямах AlAs, в которых отношение энергетического уширения и кулоновской энергии оказывается даже меньшим, чем в структурах GaAs/AlGaAs. Как следствие, в новых гетеропереходах ZnO/MgZnO дробный квантовый эффект Холла, композитные фермионы и другие эффекты взаимодействия проявляются при значительно более высоких температурах. Кроме того, в этих структурах обнаруживаются совершенно новые коллективные электронные состояния, природа которых остается непонятной и вызывает большой интерес.

В докладе будут представлены новые результаты по исследованию эффектов сильного электронного взаимодействия как в традиционных квантовых ямах GaAs/AlGaAs, так и в новых гетероструктурах ZnO/MgZnO и в квантовых ямах AlAs, в которых реализуются системы двумерные электронные системы с тяжелой массой.

Топологические изоляторы на основе HgTe

Квон З.Д.

ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13 НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В докладе дан обзор экспериментальных исследований двумерных и трехмерных топологических изоляторов (ТИ) на основе HgTe квантовых ям и пленок. Он состоит из двух частей: первая посвящена двумерному ТИ на основе HgTe ям с инверсным спектром, а вторая трехмерному ТИ на основе напряженной пленки НgTe. В первой части особое внимание уделено описанию экспериментов, имеющих ключевое значение для детектирования краевых токовых состояний и их наиболее важных свойств. Подробно описывается полевая транзисторная структура, позволяющая управлять положением уровня Ферми как двумерного, так и трехмерного топологического изолятора. Далее представляются наиболее интересные экспериментальные результаты. Если говорить о свойствах двумерного ТИ, то к ним можно отнести наблюдение нелокального баллистического и диффузионного транспорта в двумерных ТИ, магнитный пробой двумерного ТИ, аномальную температурную зависимость сопротивления краевых каналов, терагерцовую фотопроводимость и фотогальванический эффект, приводящий к возникновению киральных спиновых фототоков, а также эксперименты с ферромагнитными контактами, в которых впервые продемонстрирована существование спиновой когерентности при переносе электронов вдоль геликоидального краевого состояния.

Вторая часть доклада посвящена трехмерному ТИ, реализованного на основе напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм - 200 нм. Основное достоинство такого ТИ - это, вопервых, рекордно высокая для трехмерных ТИ подвижность поверхностных двумерных дираковских фермионов, достигающая 5·10⁵ см²/В·с - величины на два порядка превышающей те, что наблюдаются в наиболее широко исследуемых ТИ на основе висмутовых соединений. А во-вторых в нем получена низкая концентрация остаточных примесей, позволяющая полностью исключить вклад объемных состояний, когда уровень Ферми находится в запрещенной щели. Благодаря описанному достоинству удалось получить информацию о всех основных параметрах трехмерного ТИ: величине объемной щели, равной приблизительно 15 мэВ и хорошо согласующейся с расчетным значением, а также о концентрации и подвижности дираковских фермионов ($Д\Phi$) на обеих его поверхностях. Высокая подвижность также позволила провести тонкую спектроскопию осцилляций Шубникова-де Гааза как в транспортном, так и емкостном отклике ТИ, однозначно свидетельствующей о наличии у шубковских осцилляций ДФ верхней поверхности дополнительной фазы, вызванной наличием у них топологической жесткой связи спина и импульса. Это же позволило провести эксперимент по наблюдению соизмеримых осцилляций магнитосопротивлени этих ДФ, в котором чисто классический эффект (соизмеримость циклотронного радиуса с периодом решетки) демонстрирует чисто квантовомеханическое свойство твердотельной системы.

В заключение обсуждается постановка новых экспериментов с ТИ, из которых наиболее интересным представляется поиск майорановского фермиона в гибридной структуре трехмерный ТИ - сверхпроводник.

Solid State Quantum Optics on a Chip

Skolnick M.S.

Department of Physics and Astronomy, University of Sheffield, Sheffield S3 7RH, UK

Scalable quantum optics is a primary goal to achieve a multitude of applications in quantum information processing. Such scalability is likely to be achieved in solid state environment.

In this paper recent progress in Sheffield will be described in the field of III-V semiconductors where self-assembled quantum dots provide nearly ideal sources of single photons, and at the same time well-defined spin qubits, two of the main requirements for a scalable technology in a materials system with a well-developed fabrication technology.

The talk will describe three main topics, spin to path and path to spin conversion for quantum dots in waveguides, very high coherence single photons on chip, close to the transform limit and highly efficient scattering of single photons by single dots on chip, the route to single photon logic. In figure 1 the typical single mode waveguide geometry employed to demonstrate spin to path conversion is shown. Single photons emitted by spin up states propagate left and spin down to the right, a property of the chiral electromagnetic field in nano-photonic structures. In figure 2 the structure used to generate very high coherence single photons is shown. It consists of a very small volume photonic crystal cavity coupled to waveguide arms. Record modification of spontaneous emission rates is demonstrated by up to factor of 40 (see Fig 3 which shows radiative exciton lifetimes as short as 23 ps). A key feature is the tunability of quantum dot energies by the quantum confined Stark effect which allows tuning of the quantum dot into resonance with the photonic crystal cavity modes. In Fig 4 the tunable structure to demonstrate large modifications in transmission of single photons mediated by a single quantum dot is shown, with field-tunable changes in scattering of single photons of up to 30% found, showing excellent coupling of the single quantum state to the nanophotonic mode, and providing the route to single photon phase shifters.


Секция 1

Объемные полупроводники

Electrodynamic response of semi-insulating InP:Fe in terahertz frequency region

徵yabyeva L.N.¹, Zhukova E.S.¹, Belkin M.A.², Gorshunov B.P.^{1,3}

¹Moscow Institute of Physics and Technology (State University), 141700, Russia, Dolgoprudny, Institutski per. 9

² The University of Texas at Austin, USA, Austin, TX 78712

³ A.M. Prokhorov General Physics Institute, 119991, Russia, Moscow, Vavilov Str., 38

In this study two crystalline wafers of semi-insulating Fe doped InP were investigated. Unlike the previous studies of undoped or low-doped InP material, our data unveil the dielectric properties of InP that are not screened by strong free-carrier absorption and will be useful for a wide variety of InP-based electronic and photonic devices operating in the terahertz spectral range. The samples with free-carrier concentration below 10⁹ cm⁻³ have been obtained from two different commercial vendors and had thicknesses of 364 and 991 µm. Spectra of transmission and reflection coefficients in 2-700 cm⁻¹ region were obtained using a set of terahertz and infrared

spectrometers: pulsed THz TPS-Spectra-3000 TeraView time-domain spectrometer, a spectrometer based on monochromatic and frequencytunable continuous-wave (CW) backward-wave oscillators, and standard vacuum Fourier-transform infrared spectrometer (FTIR) (Bruker Optics Vertex 80v). Results obtained were modeled using free Lorentzian function and dielectric parameters such as complex dielectric permittiviabsorption coefficient, ty, complex refractive index, dielectric loss tangent, dynamical conductivity were determined. Spectra of complex die-



Fig. 1. – Room temperature spectra of real ε' (a) and imaginary ε'' (b) parts of the dielectric permittivity, of the absorption coefficient (b) and of dynamical conductivity (c, inset) of 991 µm thick semiinsulating InP:Fe. Dots are experimental data, solid lines are the modeling curves.

lectric permittivity contain a number of lines of different nature (fig.1). After profound analysis of the experimental results all lines were associated with one phonon resonance, summation and difference two-phonon absorption processes and with shallow unintentional donor and acceptor impurities.

All spectra for two different samples are in good agreement, the slight difference in real part of dielectric permittivity is caused by small difference in energy gap value due to different growth methods. At low frequencies, we detect excess absorption whose origin is assigned to the hopping conductivity of residual quasi-free charge carriers described by the Mott's dispersion of the ac conductivity $\sigma \sim v^s$ [1] s ≈ 0.9 .

A number of absorption resonances are discovered and their origin is analyzed. The values of the dielectric parameters of SI InP:Fe at frequencies between 2 and 700 cm⁻¹ (0.06 and 21 THz) are presented. The data reported here is expected to be useful in designing and improving the performance of numerous microwave and terahertz semiconductor devices based on SI InP:Fe, especially for quantum cascade lasers.

[1] Mott N.F., and E.A. Davis, Electronic Processes in Noncrystalline Solids, London Oxford (1971).

Теория ударной ионизации в прямозонных полупроводниках

Афанасьев А.Н., Грешнов А.А., Зегря Г.Г.

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

Ударная ионизация (УИ) играет важную роль в полупроводниковых приборах, причем в определенной их части - сугубо положительную, ведь на этом явлении основан принцип их работы. В частности, это лавинно-пролетный диод, лавинный фотодиод и транзистор с полевым контролем УИ (I-MOS) [1]. Поскольку для их эффективной работы

желательно максимально интенсифицировать УИ-процессы, а энергетический порог УИ напрямую определяется шириной запрещенной зоны Eg, наиболее перспективными материалами в этой области являются прямозонные полупроводники с Eg менее 1 eV. К сожалению, до сих пор приборные расчеты производятся с использование подгоночных моделей, пренебрегающих квантовомеханической теорией УИ и, соответственно, работающих лишь для конкретных материалов и в области параметров, при которых они были добыты из эксперимента. Поэтому для получения надежных результатов, необходимых для проектирования приборов, требуется более последовательное описание, нежели простая степенная формула зависимости темпа УИ от энергии электрона, $W(E) = C \cdot \delta E^n$ (где $\delta E = E - E_{th}$), в которой, в принципе, с помощью несложных рассуждений можно "обосновать" степень n=2 [2]. Однако, для прямозонных полупроводников гораздо лучшее согласие с экспериментом дают показатели вроде 2.5, 4.3 [3], 5.6 [4], а в работе [5] для описания УИ в CdHgTe с Eg=0.1 eV приведена формула с n = 3. Нами показано [6], что обоснованной является формула $W(E) = A \cdot \delta E^2 + B \cdot \delta E^3$, и в рамках 14-зонной k·p-модели получены следующие коэффициенты:



Рис. 1. – Угловая зависимость А для сильной (а) и слабой (b) спин-орбиты.

$$A = \frac{4\omega_{B}^{*}}{3E_{G}^{2}} \frac{Q^{4}}{P^{4}} I(\vec{k}/k) \frac{E_{g} + \Delta_{so}/2}{E_{g} + \Delta_{so}/3} F(E_{g}/\Delta_{so}), \qquad B = \frac{\omega_{B}^{*}}{18E_{g}^{3}} \frac{E_{g} + \Delta_{so}}{E_{g} + 2\Delta_{so}/3} F(E_{g}/\Delta_{so}), \tag{1}$$

где $\omega_{B} = m_{c}e^{4}/2\hbar^{3}\varepsilon^{2}$ - боровская частота электронов зоны проводимости (c), E_G - расстояние от валентной зоны (v) до второй зоны проводимости (c'), P и Q - матричные элементы переходов с-v и c'-v при k = 0, $F(x) \approx 1$. Квадратичный вклад является малым по параметру E_{g}/E_{G} и сильно анизотропным, угловая зависимость коэффициента A показана на Рис. 1 в предельных случаях $\Delta_{so}E_{G}/E_{g}^{2} >>1$ (a) и $\Delta_{so}E_{G}/E_{g}^{2} <<1$ (b). В предположении о классическом виде четной добавки к функции распределения температура кроссовера между режимами доминирования квадратичного и кубического вкладов, $T^{*} = \langle A \rangle / 3B = Q^{4}E_{g}^{3}/2P^{4}E_{G}^{2}$, оказывается около 10 К для InAs (Eg=0.4 eV), а доминирование кубического вклада при T^{*}=300 К имеет место для полупроводников с Eg<1.5 eV.

- [1] K. Gopalakrishan, P.B. Griffin, J.D. Plummer, IEEE Trans. Electron. Dev., 52, 69 (2005).
- [2] L.V. Keldysh, Sov. Phys. JETP, 10, 509 (1960).
- [3] K.Y. Choo, D.S. Ong, J. Appl. Phys., 96, 5649 (2004).
- [4] D. Harrison, R.A. Abram, S. Brand, J. Appl. Phys., 85, 8186 (1999).
- [5] B. Gelmont, K. Kim, M. Shur, Phys. Rev. Lett., 69, 1280 (1992).
- [6] A.N. Afanasiev, A.A. Greshnov, G.G. Zegrya, JETP Lett., 105(9) (2017).

Влияние фокусировки фононов на плотность состояний и длины свободного пробега фононов в нанопроводах при низких температурах

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

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

Анизотропия упругих свойств кубических кристаллов приводит к неколинеарности фазовой и групповой скоростей фононов и, соответственно к их фокусировке [1]. В работе [2] предложен новый метод анализа влияния фокусировки на плотность фононных состоя-

ний (ПФС) медленных и быстрых квазипоперечных мод в кубических кристаллах двух типов: с положительной (Ge, Si, алмаз, LiF, GaSb, GaAs и GaN) и отрицательной (CaF2, SrF2 и PbS) анизотропией упругих модулей второго порядка. Он основан на определении областей фокусировки и дефокусировки фононов из анализа направлений групповых скоростей, определяемых особенностями изоэнергетических поверхностей кристаллов. Показано, что для волновых векторов в плоскостях {100} и {110} во всех кристаллах направления групповых скоростей в точках нулевой кривизны на изоэнергетических поверхностях определяют сектора фокусировки фононов $-\theta_2 \le \theta \le \theta_2$ (см. рис. 1). Расчет угловых зависимостей ПФС и длин пробега фононов медленных (t_2) и быстрых (t_1) квазипоперечных мод в упруго анизотропных кристаллах показал, что обе величины принимают максимальные и минимальные значения в направлениях фокусировки и дефокусировки фононов, соответственно. Поскольку направления фокусировки колебательных мод в кристаллах первого типа соответствуют направлениям дефокусировки в кристаллах второго типа, то положения максимумов и минимумов для ПФС и длин пробега для них меняются местами. Так, например, для GaN, Ge и Si в направлениях [100] и [110] фокусируется и дефокусируется мода t_2 , поэтому этих направлениях длины свободного пробе-



Рис. 1. – Угловые зависимости длин свободного пробега фононов, нормированных на толщину D, в GaN для образцов с квадратным сечением D = 50 нм и длиной L = 100D в случае, когда градиент температуры вращается в плоскости грани куба. 1 – мода t₁, 2 –мода t₂, 3 – продольная мода, 4 – средняя длина свободного пробега. Штриховая окружность 5 - для изотропной среды. Пунктирная линия 6 иллюстрирует угловое распределение ПФС для моды t₂.

га

принимают максимальные и минимальные значения, соответственно (см. рис. 1). При переходе от области дефокусировки фононов к области фокусировки ПФС в кристаллах Si для моды t_2 увеличивается в 10 раз. В кристаллах второго типа таких, как CaF₂, SrF₂ и PbS в плоскости грани куба в направлениях [110] и [100] фокусируется и дефокусируется мода t_1 , поэтому в этих направлениях длины свободного пробега принимают максимальные и минимальные значения, соответственно. При переходе от области дефокусировки фононов к области фокусировки ПФС для моды t_1 увеличивается в 65 раз.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин» № 01201463330) при поддержке Программы УрО РАН (проект №15-17-2-17) и Минобрнауки РФ (грант №14.Z50.31.0025).

[1] H. J. Maris, J. Acoust. Soc. Am. 50, 812 (1971). [2] I.I. Kuleyev et al., Phys. Stat. Sol. С, в печати (2017). **DOI** 10.1002/pssc.201600263

Динамика температурного поля пленки диоксида ванадия при автоколебаниях тока

Бортников С.Г., Мжельский И.В., Алиев В.Ш.

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

В поликристаллических пленках диоксида ванадия (VO₂), выращенных методом ионно-лучевого распыления-осаждения, при нагреве до T=68°C наблюдается фазовый переход полупроводник-металл (ФППМ) с изменением проводимости на 3 порядка, сопровождаемый структурным переходом Пайерлса [1].

В схеме с последовательно включенными источником напряжения, ограничивающим

резистором и структурой с пленкой VO₂ при некотором критическом напряжении источника возникают автоколебания тока. В литературе предполагается, что автоколебания тока вызваны ФППМ по механизму Мотта без существенного разогрева пленки [2].

Нами было исследована динамика температурного поля пленки VO₂ при автоколебаниях тока с помощью ИК-микроскопа на структурах размером 5×5 мм². Частота автоколебаний тока составляла около 2 Гц (Рис. 1). На осциллограмме автоколебаний тока отмечены моменты времени, соответствующие приведенным термограммам теплового поля пленки. При достижении некоторого критического напряжения на структуре, происходит образование разогретого канала, температура которого



Рис. 1. – Осциллограммы тока и напряжения на структуре с пленкой VO₂ и термограммы пленки в соответствующие моменты времени. Размер теплового поля 1×1 мм².

значительно превышает температуру структурного ФППМ в VO₂. После этого канал расширяется и остывает до температуры ниже температуры ФППМ. Частота автоколебаний тока совпадает с частотой образования и исчезновения канала в пленке. На основании полученных экспериментальных данных авторами делается предположение о тепловом механизме ФППМ в VO₂ при автоколебаниях тока.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 16-32-00719 мол а).

[1] V.Sh. Aliev et al., Appl. Phys. Lett., **105**, 142101 (2014). [2] T. Driscoll et al., Phys. Rev. B, **86**, 094203 (2012).

Некоторые электрофизические свойства твердых растворов (In₂Te₃)_{1-x}(Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te)_x

Абилов Ч.И., Гасанова М.Ш.

Азербайджанской Технический Университет, АZ1073, Баку, пр. Г.Джавид 25

Известно, что соединения типа и А^{II}В^{VI} в системах с анионным замещениями образуют широкие области твердых растворов, физические параметры которых представляют как научный, так и практический интерес. Учитывая это комплексными методами физикохимического анализа (дифференциально-термический, рентгенофазовый, микроструктурные анализа, также измерение микротвердости и пикнометрической плотности) [1] нами исследованы составы малого замещения (In2Te3)1-x(Cd0.9Zn0.1Te)x и установлено, что сплавы с содержанием (0-3) моль% Cd_{0.9}Zn_{0.1}Te являются гомогенными фазами [2]. В настоящим сообщении приводятся результаты исследования [3] температурных зависимостей удельной электропроводимости, коэффициентов термо-э.д.с. и Холла, общей теплопроводности кристаллов твердых растворов (In2Te3)1-x(Cd0,9Zn0,1Te)x. Несмотря на высокоомность исходных компонентов (In2Te3 и Cd0,9Zn0,1Te) удельная электропроводимость твердых растворов по температуре проявляет полупроводниковый характер проводимости. Имея широкую область примесной проводимости, затем начиная с 473÷500 К обнаруживается резкий рост электропроводности, что по-видимому, является следствием наступления собственной области проводимости. Рассчитанная из этой области значения термической ширины запрещенной зоны для состава (In₂Te₃)_{0,99}(Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te)_{0,1} составляет - 1,1 В. Увеличение ширины запрещенной зоны по сравнении со значением аналогичного параметра исходного In₂Te₃ может быть связано с тем, что трехмерная гетерополярная химическая связь проявляет запоздалый характер с формированием твердых растворов на основе In₂Te₃. Коэффициент термо.-э.д.с. исследуемых образцов во всем температурном интервале показывает монотонное уменьшение, проявляя при этом, электронный тип проводимости. Холловская подвижность носителей тока до температуры 473-500 К изменяется по закону ~T^{1,01}, а выше этой температуры превалирует закону ~T^{-2,5}. Следовательно, при низких температурах рассеяние электронов приходит от ионизированных, примесных атомов, а выше ~500 К рассеяние носителей заряда осуществляется от тепловых колебаний кристаллической решетки. Наблюдаемый пологий максимум на температурной зависимости подвижности носителей тока, свидетельствует о наличий еще одного механизма рассеяний в исследуемых кристаллов рассеяние от поляризованных оптических колебании кристаллической решетки. По температурной зависимости общей теплопроводности определено также рассеяние фононов в твердых растворах (In₂Te₃)_{1-x}(Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te)_x. Установлено, что в исследуемых образных рассеяние фононов осуществляется согласно одно фононному механизму рассеяния.

[1] Угай Я.А. Практикум по химии и технологи полупроводников. М., Высш. Школа, 191 с.1978,
 [2] Гасанова М.Ш., Абилов Ч.И. Физико-химическое исследование системы In₂Te₃ – Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te
 // Азербайджанский химический журнал. №1, с. 64-67, 2013.

[3] Павлов Л.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. М., Высш. Школа, 239 с, 1987.

Исследование распределения центров люминесценции в объёме нелегированных и легированных железом монокристаллов ZnSe методом двухфотонной конфокальной микроскопии

Гладилин А.А., Ильичев Н.Н., Калинушкин В.П., Уваров О.В.

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

Кристаллы селенида цинка, легированные железом, являются перспективным материалом для создания лазеров, работающих в диапазоне 4-5 мкм. На сегодняшний день различными научными группами на этих кристаллах получена генерация излучения в этом диапазоне с КПД близким к теоретическому при оптическом возбуждении ионов железа HF-лазером и Er: YAG-лазером. Однако, создание на такой базе малогабаритной и высокоэффективной лазерной системы маловероятно. Поэтому была поставлена задача создания лазера на основе ZnSe: Fe с накачкой «горячими» электронами: либо потоком внешних электронов, либо ускоренными электрическим полем электронами в зоне проводимости. Решение этой задачи требует детального исследования электрофизических и структурных характеристик используемых кристаллов.

В данной работе с помощью двухфотонной конфокальной микроскопии исследуется пространственное распределение центров люминесценции в монокристаллах нелегированного и легированного железом селенида цинка. Монокристаллы ZnSe получены методом свободного роста на ориентированной в плоскости (111) подложке монокристаллического ZnSe. Легирование железом проводилось с помощью термодиффузии. Концентрация железа у поверхности была высока – примерно, 10²⁰ см⁻³ и экспоненциально уменьшалась за счет диффузии при удалении от поверхности. Метод двухфотонной конфокальной микроскопии описан в [1]. Регистрация фотолюминесценции производилась в диапазоне 425-725 нм при комнатной температуре в объёме кристалла на глубине до 1мм с пространственным разрешением несколько микрон.

В работе показано, что в исходных материалах доминирует межзонная люминесценция 460-480 нм (синяя линия), которая распределена по объему более-менее однородно. Легирование железом приводит к появлению в спектре двух широких линий (рис.1.) – в диапазоне 510-570 нм (зеленая линия) и 590-660 нм (красная линия). Исследование их распределения по объёму показало, что в результате диффузии образуется «мертвая зона» - область пониженной



Рис. 1. – а) Карта люминесценции на длине волны 628 нм на глубине 100 мкм от поверхности кристалла; б) график распределения интенсивности люминесценции в выделенной области, где 0 – это поверхность образца, с которой производилось легирование.

интенсивности люминесценции этих линий. Ширина зоны порядка сотен микрон и варьируется в зависимости от условий легирования. Сразу после мертвой зоны наблюдается область повышенной интенсивности люминесценции «красной» линии шириной примерно 20-40 мкм. В работе исследуется влияние на эти процессы условий легирования, дается информация о неоднородностях, появляющихся в кристаллах в результате легирования. Рассматриваются механизмы, которые могут объяснить наблюдаемые результаты.

[1] В.П. Калинушкин, О.Е. Уваров, Письма в ЖЭТФ, 104(11), 774 (2016).

Спонтанная электрическая поляризация: классическая картина без фазы Берри

Горбацевич А.А.

Физический институт им. Лебедева РАН, 119991, ГСП-1, Москва, Ленинский проспект, 53. Национальный исследовательский университет «МИЭТ», 124498, Москва, г. Зеленоград, пл. Шокина, 1.

Макроскопическая поляризация представляет собой фундаментальную характеристику вещества, лежащую в основе феноменологического описания электромагнитных явлений в диэлектриках [1]. Спонтанная поляризация определяется внутренними зарядами материала, однако при рассмотрении бесконечного кристалла возникает фундаментальная трудность, связанная с зависимостью величины дипольного момента от выбора элементарной ячейки кристалла. [1-2]. Разрешение трудностей, связанных с неоднозначностью выбора элементарной ячейки, предложено в «современной теории поляризации» [3], в которой вектор электронной компоненты поляризации выражается через квантовомеханическую топологическую характеристику системы – фазу Берри. Фаза Берри вычисляется через интеграл в импульсном пространстве по зоне Бриллюэна, что снимает проблему выбора элементарной ячейки в координатном пространстве при вычислении поляризации. Поскольку фаза Берри представляет собой многозначную функцию параметров системы, поляризация в «современной теории поляризации» также трактуется как многозначная характеристика системы [3], что делает неочевидным соответствие этой теории классической электродинамике. Таким образом, имеется определенный смысловой разрыв между современным квантовомеханическим описанием поляризации и классической электродинамической картиной.

В настоящей работе в рамках классической электродинамики предложен и реализован подход к определению электрической поляризации кристалла, основанный на представлении о нарушении симметрии в полярных системах, обеспечивающий независимость поляризации от выбора элементарной ячейки. Установлена физическая причина неоднозначности, связанной с зависимостью поляризации от выбора элементарной ячейки. Показано, что электрическая поляризация кристалла определяется не только распределением зарядов в элементарной ячейки (плотностью дипольного момента), но и микроскопическим механизмом нарушения симметрии в полярной фазы. Выражение для спонтанной поляризации при этом имеет вид:

$$\vec{P} = \vec{P}_{\rho} + \vec{P}_{a}$$

Здесь \vec{P}_{ρ} - традиционно рассматриваемый вклад, связанный с дипольным моментом ячейки [1], \vec{P}_a - вспомогательная константа, определяемая выбором элементарной ячейки и конкретным механизмом нарушения симметрии при переходе из неполярной фазы в полярную, обеспечивающая независимость поляризации от выбора элементарной ячейки [4]. Этот дополнительный вклад в поляризацию определяется зарядами, пересекающими границы элементарной ячейки в процессе эволюции из неполярной фазы в полярную. Продемонстрировано, что в «современной топологической теории» поляризации также имеет место зависимость поляризации от механизма формирования полярной фазы.

[1] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, "Наука", М., 1992.

- [2] A.K. Tagantsev, Phase Transitions 35, 119 (1991).
- [3] R. Resta, D. Vanderbilt, Topics Appl. Physics, 105, 31 (2007).

[4] В.И.Белявский, А.А.Горбацевич, Письма в ЖЭТ, 105, 455 (2017).

Термоэлектрические свойства теллурида свинца и зона тяжёлых дырок

Бабенко Н.И., Дмитриев А.В.

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

В связи со всё острее ощущающейся необходимостью увеличения эффективности преобразования тепловой энергии в электрическую, большое внимание привлекает в последнее время повышение эффективности работы термоэлектрических преобразователей. Они имеют ряд преимуществ перед традиционными, в числе которых простота конструкции, отсутствие движущихся частей, бесшумность работы, высокая надёжность, возможность миниатюризации без потери эффективности. К тому же они могут быть использованы для обратного преобразования и применяются в экологически чистых устройствах охлаждения.

Область применения термоэлектрических устройств в настоящее время весьма широка, и в разных условиях, естественно, имеют преимущество различные материалы. Для высокотемпературных применений одними из лучших являются PbTe и сплавы на его основе, термоэлектрическая эффективность ZT которых достигает 0.7 при T = 700—800 K [1].

В данной работе теоретически исследованы термоэлектрические свойства сильно легированного PbTe p-типа в интервале температур от 300 до 900 К. На основе кинетического уравнения Больцмана найден полный набор кинетических характеристик материала, включающий электро- и теплопроводности, коэффициент Зеебека и термоэлектрическую эффективность. Расчёты проведены с использованием трёхзонной модели спектра PbTe [2,3], которая учитывает вклады в транспорт электронов и лёгких дырок в L-экстремумах и тяжёлых дырок в Σ-экстремумах зоны Бриллюэна.

Вычисленные термоэлектрические величины оказались очень чувствительны к параметрам зоны тяжёлых дырок. Наилучшее согласие с измерениями было достигнуто при mhh=5m0 и Eg Σ = 0.5 эB, когда все рассчитанные термоэлектрические величины хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными [4] в широком диапазоне температур 300—900 К. Наши вычисления воспроизводят значительное возрастание ZT до величины около 1.2, обнаруженное недавно [4] в сильно легированных образцах p-PbTe с концентрацией дырок на уровне 1020 см-3. При этом оказалось, что наибольшее значение ZT соответствует той температуре около 750 К, при которой за счёт термического расширения прямой энергетической щели максимум зоны лёгких дырок совпадает по энергии с максимумом зоны тяжёлых дырок, так что в валентной зоне образуется наиболее резкая особенность плотности состояний.

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

Магнитокалорический эффект в сплавах Гейслера на основе Ni-Mn-Sb

Емельянова С.М.¹, Марченков В.В.^{1,2}, Вишняков А.А.¹, Патраков Е.И.¹, Белозерова К.А.¹

¹ИФМ УрО РАН им. М.Н. Михеева, 620137, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18 ²УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Магнитные материалы, в которых наблюдается гигантский магнитокалорический эффект (МКЭ) представляют большой научный и практический интерес, поскольку могут использоваться в качестве твердотельного хладагента в магнитных рефрижераторах. Изначально поиск таких материалов был начат с гадолиния и его соединений, а в интерметаллиде $Gd_5(Si_{0,25}Ge_{0,75})_4$ было обнаружено гигантское значение МКЭ (изменение магнитной части энтропии $\Delta S_M = -68 \text{ J/(kg K)}$ в магнитном поле H = 50 кЭ [1]). Однако в дальнейшем было установлено, что значения МКЭ в сплавах Гейслера систем Ni-Mn-X (X = Ga, In, Sn, Sb) значительно превосходят таковые для соединений гадолиния. Например, в монокристалле $Ni_{55}Mn_{20}Ga_{25}$ величина $\Delta S_M = -86 \text{ J/(kg K)}$ в магнитном поле H = 50 кЭ [2]. Несмотря на это, непрерывно ведется поиск способов повышения МКЭ в сплавах Гейслера, в частности одним из таковых является изменение химического состава сплава путем легирования. Поэтому цель настоящей работы заключалась в исследовании влияния легирующих элементов на величину МКЭ и положение его максимума на температурной шкале в сплавах системы Ni-Mn-Sb.

Объектами исследования служили сплавы Гейслера $Ni_{50}Mn_{36}Sb_{14-x}Al_x$ и $Ni_{50}Mn_{36}Sb_{14-x}Ge_x$ (x = 0, 1, 2, 3), приготовленные в дуговой печи в инертной атмосфере. Элементный анализ, который проводился с помощью сканирующего электронного микроскопа FEI Company Inspect F, оснащенного EDAX-спектрометром, показал, что состав образцов соответствует заданному. Рентгеноструктурные исследования подтвердили присутствие во всех образцах структуры $L2_1$. Измерения электросопротивления были выполнены в интервале температур от 4.2 до 300 К стандартным четырехзондовым методом, измерения намагниченности проводились на СКВИД-магнетометре (MPMS XL7, Quantum Design) при температурах от 4.2 до 300 К в магнитных полях до 10 кЭ.

Оценка величины магнитокалорического эффекта проводилась косвенным методом, который основывается на определении величины ΔS_M при обработке семейства изотермических кривых намагничивания с помощью соотношения Максвелла. Знак изменения ΔS_M оказался положительным во всех случаях, что свидетельствует о реализации в данных сплавах обратного магнитокалорического эффекта. В результате настоящей работы установлено, что легирующие элементы Al и Ge могут приводить к изменению величины МКЭ как в сторону повышения (в сплаве $Ni_{50}Mn_{36}Sb_{12}Ge_2$ величина $\Delta S_M = 12$ J/(kg K)), так и в сторону понижения (в сплаве $Ni_{50}Mn_{36}Sb_{12}Al_2$ величина $\Delta S_M = 7.8$ J/(kg K)) по сравнению с исходным тройным соединением $Ni_{50}Mn_{36}Sb_{14}$, в котором величина МКЭ достигает значения 9.96 J/(kg K). Показано, что замещение атомов Sb атомами Ge приводит к сдвигу максимума МКЭ в область более низких температур.

Работа выполнена в рамках в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин», № 01201463330) при частичной поддержке РФФИ (проект № 16-32-00072) и Комплексной программы УрО РАН (проект № 15-17-2-12).

[1] V.K. Pecharsky, K.A. Gschneidner Jr., Adv. Cryog. Eng., 43, 1729 (1998).
[2] M. Pasquale, C.P. Sasso, L.H. Lewis et al., Phys. Rev. B, 72, 094435-1 (2005).

Безмассовые кейновские фермионы в эпитаксиальных плёнках HgCdTe, индуцированные температурой

Кадыков А.М.^{1,2}, Криштопенко С.С.^{1,2}, Marcinkiewicz M.¹, Ruffenach S.¹, Consejo C.¹, Кпар W.¹, Морозов С.В.², Гавриленко В.И.², Михайлов Н.Н.³, Дворецкий С.А.³, Терре F.¹

¹Laboratoire Charles Coulomb (L2C), Universite Montpellier, 34095 Montpellier, France ²ИФМ РАН, ГСП-105, 603950, Нижний Новгород, Россия ³ИФП СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 630090, Новосибирск, Россия

Недавно в объёмных плёнках $Hg_{1-x}Cd_xTe$ при критической концентрации $x_{Cd} \approx 0.17$, соответствующей фазовому переходу полуметалл-полупроводник, были обнаружены [1] новые псевдо-релятивистские безмассовые частицы (фермионы Кейна). Их отличительной особенностью от фермионов Дирака является не только наличие дополнительной ветви дисперсии, энергия которой не зависит от квазиимпульса вблизи k = 0, но и специфический вид гамильтониана, отличный от гамильтониана в уравнении Дирака. Гамильтониан для фермионов Кейна вблизи k = 0, при этом, может быть представлен в виде, похожим на гамильтониан Дирака, содержащий массу покоя (ширина запрещённой зоны $2mc^2$) и скорость *c* (аналог скорости света) квазичастиц [2].

В данной работе, используя температуру как параметр точной подстройки, с помощью магнитопоглощения в дальнем ИК диапазоне была исследована эволюция зонной структуры вблизи точки инверсии эпитаксиальных плёнок $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с составами x = 0.155 (образец A) и 0.175 (образец B) [2]. На рис.1а приведены данные магнитопоглощения об-

разца В при критической температуре 77 К, соответствующей зонной структуре с нулевой массой покоя. При этом отчётливо видно, что энергия наблюдаемых переходов имеет корневую зависимость от магнитного поля, что является явным свидетельством линейного закона дисперсии, при котором ширина запрещённой зоны обращается в нуль.

Анализ экспериментальных данных проводился с использованием упрощённого гамильтониана Кейна [2] с массой покоя *m* и скоростью *c* квазичастиц в качестве подгоночных параметров. Отметим, что масса покоя монотонно увеличивается с ростом температуры в обоих образцах (см. рис.1b). Однако в случае образца В, при низких температурах она принимает отрицательное значение, а при критической температуре 77 К обращается в нуль,



Рис.1. — (а) Интенсивность основных оптических переходов образца В при 77 К (цветные линии). Белыми сплошными и пунктирными линиями нанесены теоретические энергии межзонных и внутризонных переходов соответственно. Значения подгоночных параметров (массы покоя (b) и скорости (c)), полученных из анализа экспериментальных данных.

что соответствует возникновению линейного закона дисперсии. Отрицательные значения *m* описывают инвертированную зонную структуру, характерную для кристаллов HgTe. Скорость фермионов Кейна, при этом, не зависит от состава исследуемых структур и температуры (см. рис.1с). Полученное значение составляет $(1.07 \pm 0.05) \times 10^6$ м/с, что хорошо совпадает с теоретической величиной [1].

[1] M. Orlita, et al. Nat. Phys. 10, 233 (2014).
[2] F. Teppe, et al. Nat. Commun. 7, 12576 (2016).

Влияние легирования железом и хромом на примесно-дефектный состав кристаллов ZnSe

Калинушкин В.П.¹, Гаврищук Е.М.², Гладилин А.А.¹, Ильичев Н.Н.¹, Тимофеева Н.А.², Уваров О.В.¹, Чапнин В.А.¹

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

²ИХВВ РАН, 603950, Нижний Новгород, ул. Тропинина, д.49

В данном докладе представлены результаты исследования с помощью комплекса методов – двухфотонной конфокальной микроскопии, сканирующей спектроскопии в видимом и ИК-диапазоне, методов локального анализа химического состава, люминесценции, просвечивающей электронной и оптической микроскопии примесно-дефектного состава

кристаллов, легированных хромом и железом ZnSe. Эти кристаллы в настоящее время считаются одним из наиболее перспективных материалов для создания малогабаритных перестраиваемых лазеров, работающих в диапазоне 2.5-5 мкм. Однако, создание такой системы с использованием традиционных оптических методов накачки ионов активатора представляется маловероятным из- за габаритов источников оптической накачки. В связи с этим возникла идея создания лазеров на этих кристаллах, в которых инверсная населенность создается с помощью ударной ионизации ионов активатора горячими (с энергией несколько кэВ) электронами. Ее реализация требует детального исследования примесно-дефектного состава сильнолегированных железом и хромом кристаллов ZnSe, что и является целью данной работы.

В работе исследовались используемые для получения генерации с оптической накачкой поли- и монокристаллы ZnSe. Легирование железом и хромом производились с помощью термодиффузии. Такой метод диффузии заведомо приводит к неоднородному распределению примесей в материале. Поэтому для исследования в основном использовались методы с высоким пространственным разрешением. Изучалось пространственное распределение дефектов, образующихся в процессе легирования и приводящих к появлению: линий поглощения в видимом диапазоне, линий люминесценции в диапазоне 520-580 нм («зеленая» линия), группы линий люминесценции в диапазоне 610-680 нм («красные»



Рис.1. Корреляция распределений линий люминесценции и концентрации железа.



Рис.2. – Зависимость интенсивности люминесценции от концентрации железа где 0 – это поверхность образца, с которой производилось легирование.

линии), интенсивности межзонной люминесценции и влияние на них концентрации железа и условий легирования. Обнаружено, что это распределение носит сложный характер и не всегда коррелирует с концентрацией железа (рис.1, 2). Исследовано структурное совершенство сильнолегированных областей ZnSe и влияние на него процессов роста и легирования кристаллов. Изложены результаты изучения взаимодействия крупномасштабных структурных дефектов с примесно-дефектным фоном. Рассмотрены возможные механизмы образования и диффузии дефектов при легировании, приводящие к наблюдаемым эффектам.

Вольтамперные характеристики структур на основе пленок PbSnTe:In с переключением проводимости электрическим полем

Акимов А.Н.¹, **Климов А.Э.^{1,2}**, Эпов В.С.¹

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13 ²Новосибирский Государственный Технический Университет, 630073, Новосибирск, пр. Карла Маркса, 20

При T = 4.2 К исследованы вольтамперные характеристики (ВАХ) структур на основе пленок Pb_{0.69}Sn_{0.31}Te:In, переключающихся из «проводящего» в «изолирующее» состояние с уменьшением проводимости в 1000 раз и более под действием электрического поля *E* свыше (100 – 200) В/см. Пленки получены методом

молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках (111) ВаF₂ [1]. В таких пленках обнаружена сильная зависимость концентрации и подвижности носителей заряда от *E*. Так, для образца, характеристики которого представлены на Рис. 1, в «проводящем» состоянии $\mu \sim 3300 \text{ см}^2\text{B}^{-1}\text{c}^{-1}$ при E < 5 В/см и $\mu \sim 6000 \text{ см}^2\text{B}^{-1}\text{c}^{-1}$ при E = 40 В/см. В «изолирующем» состоянии $\mu \sim 2000 \text{ см}^2\text{B}^{-1}\text{c}^{-1}$ при E = 160 В/см и $\mu \sim 12000 \text{ см}^2\text{B}^{-1}\text{c}^{-1}$ при E = 550 В/см. В обоих состояни-ях ВАХ структур были нелинейными, существенно менялись в магнитном поле и зависели от направления изменения напряжения.

На Рис. 1 в качестве примера приведены начальные участки ВАХ одного из образцов толщиной 1.1 мкм с расстоянием между индиевыми контактами около 0.03 см в «проводящем» состоянии в магнитном поле *B* и без него, а также зависимости dI/dU = f(U). Сдвоенные кривые при B = 0соответствуют двум независимым измерениям и демонстрируют воспроизводимость полученных зависимостей. Видно, что при B = 0 в широком диапазоне напряжений наблюдаются выраженные особенности, имеющие характер максимумов и минимумов, чередующихся с периодом, близким к $\Delta U \approx$ 0.2 В. При B = 0.22 Тл, которое направлено по нор-



Рис.1. – ВАХ образца I(U) в «проводящем» состоянии (а) и зависимости dI/dU = f(U) (b). Сдвоенные верхние кривые на (а) соответствуют двум независимым измерениям. На вставках – фрагменты зависимостей в увеличенном масштабе. T = 4.2 K.

мали к поверхности пленки, форма BAX существенно меняется, а схожие осцилляции выражены слабее. Рассматривается качественная модель наблюдаемых явлений, основанная на представлениях о наличии в пленках PbSnTe:In, полученных методом МЛЭ, системы ловушек с различными параметрами, которые могут менять зарядовое состояние в электрическом поле и неравномерно распределены по толщине пленки. Анализируется возможность присутствия на поверхности пленок тонкого слоя с составом в области топологического кристаллического изолятора.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 17-02-00575.

[1] E.V. Fedosenko et al., Appl. Surf. Sci., 78, 413(1994).

Особенности осцилляций Шубникова – де Гааза в селениде ртути с примесями железа и кобальта

Кочман И.В.¹, Вейнгер А.И.¹ Окулов В.И.²

¹ФТИ им.А.Ф.Иоффе РАН, 194021, С.Петербург, Политехническая 26 ²¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Сравнительно недавно было обнаружено, что с помощью техники ЭПР спектроскопии удобно наблюдать осцилляции Шубникова – де Гааза (ШдГ), которые регистрируются как изменение микроволнового поглощения при изменении (увеличении или уменьшении) приложенного к образцу однонаправленного магнитного поля [1]. Этот метод обладает рядом преимуществ по сравнению с измерениями осцилляций постоянного тока. Во-первых, эта методика не требует омических контактов, которые могут искажать результаты измерений, во-вторых, в ЭПР спектрометрии магнитное поле устанавливается с большой точностью (до 6-ти знаков), что позволяет определять экспериментальные параметры с большой точностью, и в-третьих, высокая чувствительность ЭПР спектрометра позволяет наблюдать осцилляции в полях, далеких от квантового предела, что упрощает анализ осцилляций. В настоящей работе приводятся экспериментальные результаты, которые показывают, что осцилляции ШдГ проявляются в микроволновом поглощении в образцах HgSe:Fe и HgSe:Co, и из их анализа возможно определение важных параметров таких систем. Экспериментальные результаты сравниваются с ранее опубликованными работами по HgSe:Fe [2] и HgSe:Co [3].

Эксперименты проводились на нескольких образцах с различными концентрациями примеси Fe и Co. Осцилляции наблюдались при температурах ниже 8 К. Вид осцилляций показан на рисунке для направления [010]. Из рисунка видно, что осцилляции наблюдаются на фоне плавного изменения производной магнитосопротивления. Эти зависимости позволяют получить дополнительные сведения о характере подвижности в этом материале и о влиянии на нее примесей переходных металлов.

Зависимость частоты осцилляций от энергии связи примесных электронов показывает, что в обоих случаях примесные электроны находятся в гибридизированном состоянии, образуя в зоне проводимости уровни: $E(Fe) \approx 0.23$ эВ и $E(Co) \approx 0.085$ эВ. Эти значения близки к полученным в [2, 3].

На полевых зависимостях осцилляций ШдГ наблюдаются биения, которые являются отражением слабых отклонений от сферичности поверхности Ферми в этом материале. Только при направлении поля вдоль [010] биения исчезают, и зависимости становятся более доступными для анализа.

Наряду с описанными выше осцилляциями в НаSe:Со при относительно высоких концентрациях прим



Рис.1. – Осцилляции микроволнового поглощения в HgSe; 1 – $N(Fe) = 7 \cdot 10^{18}$ см⁻³; 2 – $N(Co) = 7 \cdot 10^{18}$ см⁻³; T = 2.7 K

HgSe:Co при относительно высоких концентрациях примеси наблюдаются более низкочастотные осцилляции, которые проявляются вплоть до температур порядка 100 К. Работа частично поддержана проектами РФФИ 15-02-08909 и 16-02-00352.

Работа частично поддержана проектами РФФИ 15-02-08909 и 16-02-00352

[1] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, Г. Бискупски. ФТП, 32, 557 (1998).
[2] Г.А. Альшанский, Т.Е. Говоркова, В.И. Окулов и др. ФНТ, 34, 613 (2008).
[3] В.И. Окулов, Г.А. Альшанский, А.Т. Лончаков и др. ФММ, 113, 1 (2012).

Влияние фокусировки фононов на термоэдс увлечения в полупроводниковых кристаллах с вырожденной статистикой носителей тока

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

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

Исследование термоэдс увлечения в модели изотропной среды для фононного спектра [1], показали, что она изотропна, а электроны проводимости могут взаимодействовать только с продольными фононами. В работе [2] впервые исследовано влияние анизотропии упругих свойств на электрон-фононное увлечение и термоэлектрические явления в полу-

проводниках. Показано, что анизотропия упругой энергии приводит к двум эффектам в термоэдс увлечения. Во-первых, фокусировка фононов, приводящая к анизотропии теплопроводности [3], должна приводить также к анизотропии термоэдс увлечения. Во-вторых, квазипоперечные фононы имеют отличную от нуля продольную компоненту и могут в рамках теории потенциала деформации [2] взаимодействовать с электронами и вносить вклад в термоэдс увлечения. Исследование влияние фокусировки на термоэдс увлечения для кристаллов HgSe:Fe показал [2], что вклад быстрой поперечной моды в термоэдс увлечения (α_{drag}) мал из-за малости продольной компоненты этой моды, и им можно пренебречь. Вклад продольных фононов (L) в термоэдс увлечения, как и их длина свободного пробега, имеют максимум в направлении фокусировки [111], а минимум - в направлении дефокусировки -[001] (см. рис. 1, кривая 1). Отношения вкладов продольных фононов в термоэдс в симметричных направлениях равны



Рис.1. – Угловые зависимости термоэдс α_{drag} (мВ/К), а также вкладов продольных α_{drag}^{L} и квазипоперечных фононов α_{drag}^{t2} для образцов HgSe:Fe длиной 2.9 см с квадратным сечением 0.1 см, когда тепловой поток вращается в плоскости {110}. Температура 0.4 К.

 $\alpha_{drag}^{L[11]}$: $\alpha_{drag}^{L[10]}$: $\alpha_{drag}^{L[100]}$ = 1.54:1.37:1. Максимум вклада в термоэдс увлечения от медленной поперечной моды достигается в направлениях её фокусировки - [001] и может превышать вклад продольных фононов (см. рис. 1, кривая 2). Отношения вкладов этой моды для симметричных направлений имеет вид $\alpha_{drag}^{r2[100]}$: $\alpha_{drag}^{r2[100]}$: $\alpha_{drag}^{r2[110]}$ = 3.01:1.19:1.

Установлена непосредственная корреляция угловых зависимостей термоэдс увлечения, плотности фононных состояний и длин свободного пробега фононов медленной квазипоперечной моды в режиме кнудсеновского течения фононного газа. Все величины достигают максимальных значений в областях фокусировки, а минимальных значений – в областях дефокусировки этой моды.

Работа выполнена по плану РАН в рамках темы «Спин» при поддержке программы ОФН РАН грант №15-17-2-17.

[1] А.И. Ансельм, Введение в теорию полупроводников, Наука, Москва (1978)
[2] И.Г. Кулеев, И.И. Кулеев, С. М. Бахарев, В.В.Устинов. ЖЭТФ 150, 567 (2016).
[3] А. К. McCurdy, H. J. Maris, and C. Elbaum, Phys. Rev. B 2, 4077 (1970).

Электрофизические, оптические свойства и ЭПР-спектроскопия поликристаллических образцов CuCr_{1-x}Mg_xO₂

Кытин В.Г., Кульбачинский В.А., Кондратьева Д.Ю., Кохан Д.А., Зайцев В.Б., Павликов А.В., Константинова Е.А., Григорьев А.Н., Манкевич А.С., Корсаков И.Е.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, ГСП-1, 119991, Москва, Ленинские горы

Прозрачные полупроводники n-типа широко применяются в оптоэлектронных устройствах, например в дисплеях и солнечных батареях в качестве прозрачных электродов [1], однако прозрачные полупроводники p-типа сопоставимого качества отсутствуют. Электропроводность материалов p-типа на несколько порядков меньше электропроводности материалов n-типа при сопоставимом коэффициенте поглощения видимого излучения [2]. На данный момент наилучшие соотношения проводимости и прозрачности в неорганических полупроводниках p-типа получены для соединений одновалентной меди со структурой делафоссита Cu(I)M(III)O₂, где М – трёхвалентный металл.

В данной работе представлены результаты исследования свойств твёрдых растворов $CuCr_{1-x}Mg_xO_2$, с содержанием Mg 0<x<0.03 в виде спечённой поликристаллической керамики. Механизмы электропроводности и свойства носителей заряда в данном материале до конца не известны и активно изучаются в данное время. Микроскопическое описание электропроводности затруднено зависимостью проводящих свойств от условий синтеза, и, возможно, специфическими свойствами хромита меди как мультиферроика [3]. Для однородного распределения легирующей примеси магния синтез был проведен с использованием химической гомогенизации, а спекание керамики проводилось при 1000°С в атмосфере аргона. Согласно данным рентгеновской дифракции образцы были однофазными со структурой делафоссита. В спектрах комбинационного рассеяния света (КРС) наблюдались максимумы соответствующие колебательным модам Eg и A1g CuCrO2, которые смещались в сторону более высоких частот при увеличении содержания Mg, что соответствует замещению Cr более легким Mg в кристаллической решётке. Ширина запрещённой зоны была определена из особенностей спектров диффузного рассеяния света. Дырочный тип проводимости был подтверждён положительным знаком коэффициента Зеебека. В спектрах электронного парамагнитного резонанса исследованных образцов наблюдалась широкая линия, которая может быть объяснена сигналом от ионов Cr.³⁺ [4]. Удельное сопротивление синтезированных образцов уменьшалось более чем на 5 порядков при увеличении содержания магния от 0 до 3 ат.% и составило 0.6 Ом см при комнатной температуре. Энергия активации электропроводности в образцах легированных Мg была 4-5 раз меньше, чем в образцах без Mg, что подтверждает разную природу акцепторных уровней в нелегированных и легированных образцах. Для легированных магнием образцах удельное сопротивления при увеличении содержания магния уменьшалось. При этом энергия активация электропроводности при изменении содержания магния от x=0.01 до x=0.03 изменялась слабо.

Работа поддержана грантом РФФИ 15-03-07408а.

[1] Ü. Özgür, Ya.I. Alivov, C. Liu, A. Teke, M. A. Reshchikov, S. Doğan, V. Avrutin, S.-J. Cho, H. Morkoç, J. Appl. Phys. 98 041301.(2005)

[2] E Chikoidze, M Boshta, M Gomaa, T Tchelidze, D Daraselia, D Japaridze, A Shengelaya, Y Dumont, M Neumann-Spallart, J. Phys. D: Appl. Phys. 49, 205107 (2016).

[3] A. Maignan, C. Martin, K. Singh, Ch. Simon, O.I. Lebedev, S. Turner, Journal of Solid State Chemistry 195 41 (2012)

Фотопроводимость слоёв InN, полученных методом МПЭ ПА

Андреев Б.А.^{1,2}, Бушуйкин П.А.¹, **Лобанов Д.Н.^{1,2}**, Красильникова Л.В.¹, Давыдов В.Ю.³, Савченко Г.М.³, Демидов Е.В.¹, Юнин П.А.¹, Скороходов Е.В.¹, Красильник З.Ф.^{1,2}

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

²Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

³ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

Интерес к нитриду индия связан с возможностью реализации на основе этого прямозонного полупроводника с шириной запрещенной зоны ~ 0.64 эВ [1] активной среды для излучающих и фоточувствительных устройств в ближней ИК области спектра. Несмотря на трудности получения высококачественных эпитаксиальных слоев InN, продемонстрированы эффективная фотолюминесценция [2], стимулированное излучение при оптической накачке [3] и электролюминесценция в диодной структуре с гетеропереходом n-InN/p-GaN [4]. Существенно меньше данных о фоточувствительных свойствах и спектре фотопроводимости (ФП) InN. Применение InN в фоточувствительных устройствах ИК диапазона на основе диодных гетероструктур ZnO/LT-GaN/InN/p-GaN изучалось в [5], где продемонстрирована внешняя квантовая эффективность до 3.55 % в области фоточувствительности InN. Более детальное изучение ФП в InN проводилось в работе [6], в которой красная граница спектра ФП в n-InN с концентрацией электронов ~10¹⁹ см⁻³ при гелиевых температурах наблюдалась вблизи 1–1.2 эВ, что было на 0.3 эВ выше края собственного поглощения. Сдвиг красной границы ФП относительно поглощения связывался с плазмонными эффектами в нанокомпозите металл-полупроводник [6]. В работе исследована межзонная ФП n-InN в области 0.6-2 эВ при комнатной и низких температурах для эпитаксиальных слоёв с концентрацией электронов 10¹⁷- 10¹⁹ см⁻³. Наблюдаемые спектры ФП, люминесценции и поглощения характеризуют исследованные образцы как прямозонный вырожденный полупроводник. Измерения кинетики ФП показывает для большинства образцов времена спада в наносекундном и микросекундном диапазонах. $\Phi\Pi$ слоёв InN с концентрацией электронов в диапазоне Ne=10¹⁷- 10¹⁸ см⁻³ положительна, а слоёв InN с $N_e = 4 \cdot 10^{19}$ см⁻³ - отрицательна как при комнатной температуре, так и при 77 К. В промежуточном интервале концентраций электронов сигнал "наносекундной" и "микросекундной" компонент ФП может быть как положительным, так и отрицательным, причём он меняет знак при переходе от комнатной к более низким температурам. Рассмотрение различных механизмов фотопроводимости при межзонном возбуждении, позволяет утверждать, что за кинетику ФП отвечают процессы, не связанные с рассеянием на фононах, включая релаксацию электронов, возбужденных вблизи границы активной области [7]. Повидимому, одним из основных механизмов появления отрицательной ФП является захват неравновесных дырок на центры рекомбинации, что приводит к дополнительному рассеянию электронов на заряженных центрах. Полученные результаты дают основание полагать, что в исследованных слоях n-InN существуют несколько типов центров захвата, различающихся сечением и концентрацией.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-29-03374).

- [1] V.Yu. Davydov et al., Physica Status Solidi (B) Basic Research, 229(3), R1 (2002).
- [2] A.A. Klochikhin et al., Phys. Rev. B,71, 195207 (2005).
- [3] Ming-Shien Hu et al., Appl. Phys. Lett., 90, 123109 (2007).
- [4] Guo-Guang Wu et al., Appl. Phys. Lett., 100, 103504 (2012).
- [5] Lung-Hsing Hsu et al., Optics Express, 23(24) 31150 (2015).
- [6] T. V. Shubina et al., Phys.Rev.B, 79, 153105 (2009).
- [7] O. E. Raichev et al., Phys. Rev. B, 73, 075204 (2006).

Особенности магниторезистивных свойств монокристалла селенида ртути с предельно низкой концентрацией электронов

Лончаков А.Т., Бобин С.Б., Дерюшкин В.В., Окулов В.И., Говоркова Т.Е., Неверов В.Н., Подгорных С.М.

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

В настоящее время наблюдается повышенный интерес к исследованию магнитотранспортных свойств материалов с сильным спин-орбитальным взаимодействием, являющихся трехмерными аналогами графена – дираковских и вейлевских полуметаллов. В последних отсутствует центр инверсии или нарушена симметрия относительно обращения времени. Известно, что этим условиям удовлетворяет селенид ртути – бесщелевой полупроводник со структурой цинковой обманки и инвертированным электронным спектром. При чем актуальными для исследования в русле современных топологических представлений могли бы стать монокристаллы HgSe с достаточно малой энергией Ферми, что важно для выявления возможных особенностей электронного спектра при низких энергиях (например, узлов Вейля).

В настоящем докладе сообщаются результаты исследования температурной, магнитополевой зависимости удельного сопротивления, эффекта Холла, поперечного и продольного магнитосопротивления (МС) для номинально чистого монокристалла селенида ртути. Отличительная особенность образца – самая низкая концентрация электронов ($2.5 \cdot 10^{16}$ см⁻³ при T = 4.2K) среди представленных до настоящего времени в литературе образцов HgSe (см., например, [1]). Гальваномагнитные эффекты изучались в интервале температур (2 – 300) К в магнитных полях до 120кЭ.

1. Для поперечного MC чистого HgSe обнаружен необычно сильный магниторезистивный эффект – увеличение сопротивления с ростом магнитного поля без какой-либо тенденции к насыщению. Его величина составила \approx 7000% и 200% в магнитном поле \approx 100кЭ при T = 40 и 300К, соответственно. В системах со сравнительно высокой подвижностью электронов (для нашего образца $\approx 1.5 \cdot 10^5$ см²/В·с при T = 4.2К) сильный магниторезистивный эффект, которому пока нет объяснения, характерен для топологических изоляторов [2], полуметаллов Дирака [3] и Вейля [4].

2. В квантующих магнитных полях на фоне монотонной составляющей МС наблюдались осцилляции Шубникова-де-Гааза (ШГ). После ее вычитания удалось получить нерасщепленные по спину пики осцилляций ШГ в интервале (4 – 12)кЭ при T = 2К. С помощью стандартного анализа зависимости номера Ландау для максимумов (минимумов) осцилляций поперечного МС от обратного магнитного поля [4] была выделена близкая к π нетривиальная фаза Берри. Такое значение фазы Берри указывает на дираковский вид электронного спектра в окрестности энергии Ферми.

3. Для продольного MC (при направлении магнитного поля вдоль электрического тока) на фоне слабой антилокализации удалось наблюдать уменьшение MC с ростом магнитного поля (отрицательное MC), которое мы связываем с новым квантовым эффектом – «киральной аномалией» (*chiral anomaly*) [4, 5], свойственной в силу своего особого механизма только вейлевским полуметаллам.

Совокупность полученных результатов может указывать на принадлежность селенида ртути к группе полуметаллов Вейля с хорошо выраженной киральностью на уровне Ферми.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект № 16-32-00131 мол а).

[1] S.L. Lehoczky, J.G. Broerman et al., Phys.Rev., **B** 9, 1598 (1974).

- [2] Xiaolin Wang et al., Phys.Rev Lett. 108, 268806 (2012).
- [3] Tian Liang et al., Nature Materials 14, 280 (2015).
- [4]J. Du et al., arXiv: 1507.05246v1.
- [5]D.T. Son, B.Z. Spivak, Phys.Rev., **B 88,** 104412 (2013).

Двухмагнонные процессы рассеяния и электросопротивление полуметаллического ферромагнитного сплава Гейслера Co₂FeSi

Марченков В.В.^{1, 2}, Ирхин В.Ю.¹, Перевозчикова Ю.А.¹, Коуров Н.И.¹

¹ Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, 620137 Екатеринбург

² Уральский федеральный университет, 620002 Екатеринбург

Повышенный интерес к изучению сплавов Гейслера во многом обусловлен возможностью их применения в спинтронике как полуметаллических ферромагнетиков (ПМФ) [1] с высокой степенью поляризации носителей заряда [2]. Основной особенностью ПМФ является наличие щели в их электронном спектре на уровне Ферми Е_F для носителей заряда со спином вниз и её отсутствие для носителей со спином вверх. В зависимости от конкретных условий и особенностей сплава (размер щели, вид электронного спектра, значение температуры Кюри Т_с, область температур и т.д.) щель может по-разному проявляться в электросопротивлении. В случае, когда вклад в сопротивление и его изменение с температурой определяется переходами в состояния со спином вниз, величина сопротивления ри вид его температурных зависимостей $\rho(T)$ в основном обусловлены «щелевыми» особенностями электронного спектра вблизи E_F (см., напр., [3]). В случае преобладающего вклада в сопротивление от рассеяния электронов в подзоне со спином вверх в ПМФ могут быть важны двухмагнонные процессы рассеяния [1], приводящие к характерной зависимости $\rho(T) \propto T^n$, 7/2 < n < 9/2 и линейному отрицательному магнитосопротивлению $\Delta \rho_{xx} \propto H^{-1}$. Сплав Гейслера $Co_2 FeSi$ является ПМФ с большой $T_C = 1200$ К. Следовательно, при комнатных и более низких температурах основной вклад в сопротивление должно давать рассеяние носителей заряда со спином вверх. Поэтому было измерено электро- и магнитосопротивление поликристаллических образцов сплава Co_2FeSi в интервале температур от 4.2 до 300 К и в магнитных полях до 150 кЭ. Цель данной работы – поиск и изучение роли двухмагнонных процессов рассеяния в температурных зависимостях электросопротивления ПМФ сплава Гейслера Co₂FeSi.

В результате проведенных исследований обнаружено, что имеется три температурных интервала, в которых сопротивление по-разному зависит от температуры и магнитного поля: 1) до 30 К электросопротивление $\rho(T) \propto T^n$, где n = 2, а магнитосопротивление $\Delta \rho_{xx} >$ 0; 2) от 30 до 60 К $\rho(T) \propto T^n$, где $n \approx 9/2$, а $\Delta \rho_{xx} \propto H^{-1}$; 3) свыше 60 К $\rho(T) \propto T^n$, где $n \approx 2$, а $\Delta \rho_{xx} < 0$. Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что в интервале температур 30 К < T < 60 К наблюдается степенная температурная зависимость электросопротивления с показателем степени $n \approx 9/2$ и линейным отрицательным магнитосопротивлением. Это, по-видимому, есть проявление двухмагнонных процессов рассеяния, которые являются основным механизмом рассеяния носителей тока, определяющим поведение электро- и магнитосопротивления сплава Co_2FeSi при температурах 30K < T< 60K.

Работа выполнена в рамках в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин», № 01201463330) при частичной поддержке РФФИ (проект № 15-02-06686 и 16-32-00072) и Комплексной программы УрО РАН (проект № 15-17-2-12).

[1] M.V. Yakunin et al., Physical Review B, **85**, 245321 (2012), [2] S. Hikami et al., Progr. Theor. Phys., **63**, 707 (1980).

Влияние гидростатического давления на статическую диэлектрическую проницаемость Si и Ge

Мусаев А.М., Исмаилов Ш.М.

Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН, 367003, г. Махачкала, Россия

Ковалентные полупроводники Si и Ge являются широко используемыми материалами электроники, однако не вся информация об фундаментальных электрофизических свойствах этих полупроводников известна до настоящего времени. Изучение свойств этих полупроводников проявляемых при высоких давлениях и обусловленных потенциалами взаимодействия атомов на расстояниях меньших, чем равновесные, является актуальным. Во всех известных работах по исследованию є(P), данные получены косвенными методами, посредством экстраполяции частотной зависимости экспериментальных коэффициентов преломления n(ω) к нулевым энергиям. Для исследования поляризуемости от давления используется известная формула Лоренц-Лорентца, где поляризуемость вещества связана с показателем преломления n. Как известно, диэлектрическая проницаемость кристаллов, в которых связь между атомами выполняется путем обменного взаимодействия валентных электронов значительно превышает значение (n^2) . Замена (ε) на (n^2) подразумевает, что показатель преломления является константой, измеренной в бесконечно длинных волнах. Результаты вычислений сильно зависят от точности экстраполяции показателя преломления на нулевую частоту, поэтому є(Р) для данных полупроводников в разных исследованиях, различаются в разы [1] (см. также ссылки).

В данной работе приведены экспериментальные зависимости статической диэлектрической проницаемости Si и Ge от всестороннего давления, полученные из зависимостей барьерной ёмкости от давления для p-n –структур со ступенчатым изменением концентрации примесей $N_p >> N_n$ [2].

Диэлектрическая проницаемость Si, при росте давления до 10.4 GPa, увеличивается до значения ε =34.4 в ~2.8 раз. Для Ge при росте давления до 4 GPa, диэлектрическая проницаемость уменьшается в ~13 раз, до значения ε =1.22. При дальнейшем росте давления до 7 GPa наблюдается умеренный рост (ε) до исходного значения, а в диапазоне 7-7.4 GPa диэлектрическая проницаемость возрастает до значения более 1000 единиц. Полученные экспериментальные результаты существенно отличаются от ранее известных зависимостей.

Показано, что изменение величины коэффициентов статической диэлектрической проницаемости ковалентных кристаллов Si и Ge при всестороннем давлении обусловлены взаимно противоположно действующими факторами. Уменьшение поляризуемости связано с увеличением кинетической энергии связывающих электронов при сокращении межатомного расстояния, а увеличение поляризуемости обусловлено ослаблением межатомного потенциала в области гибридизации электронных орбит и повышением плотности электронов локализованных в пространстве между атомами.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 15-02-05181.

[1] У. Харрисон, Электронная структура и свойства твёрдых тел. Т.1, М., Мир (1983). [2] Л.С. Берман, Ёмкостные методы исследования полупроводников. Л., Наука (1972).

Эффекты локального фотовозбуждения носителей заряда высокой плотности в кремнии

Мусаев А.М.

Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН, 367003, г. Махачкала, Россия

Экспериментально исследованы явления при локальном импульсном фотовозбуждении собственных, неравновесных носителей заряда высокой концентрации в кремнии. Обнаружен эффект существенного роста времени жизни фотовозбуждённых носителей заряда.

В работах [1, 2] исследован эффект аномальной релаксации фотопроводимости в кремнии, при локальном, импульсном фотовозбуждении ННЗ. В этих работах, обнаруженные аномалии фотопроводимости, авторы работ связывают с образованием и распадом экситонов высокой плотности. В многочисленных исследованиях по рекомбинации ННЗ, включая и большие уровни фотовозбуждения, известных до опубликования этих работ, существенные аномалии в рекомбинации ННЗ не наблюдались. Несмотря на интерпретацию в [1, 2] обнаруженной аномалии, физическое понимание явления остается недостаточным. В частности, не учтены многие характерные эффекты, возникающие при локальном интенсивном поглощении электромагнитного излучения, которые соответственно могут привести к локальному изменению физических параметров полупроводника и имеют существенное влияние на времена жизни и распределение неравновесных носителей заряда.

В настоящем исследовании показано, что аномалии СВЧ поглощения и фотопроводимости обусловлены локальной трансформацией зонных энергетических уровней при термоупругой деформации кристалла и возникновением в образце области с повышенной концентрацией собственных носителей.

Исследования проводились на линейно поляризованных волнах с частотой 35 ГГц. Образец *n-Si* с концентрацией примесей фосфора N_D - N_A =4.0·10¹⁴ см⁻³ импульсно фотовозбуждался сфокусированным в пятно, с диаметром ~0.12мм, монохроматическим излучением с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм, мощность которой регулировалась в диапазоне 0.01– 0.5Вт, при максимальной генерации электронно-дырочных пар $F \ge 10^{18}$ см⁻³·с⁻¹.

На основании экспериментальных результатов показано, что локальное импульсное фотовозбуждение собственных неравновесных носителей заряда высокой концентрации в кремнии, приводит к увеличению температуры в ограниченной области образца, приводящей к локальной термоупругой деформации кристалла. Данная деформация изменяет ширину запрещенной зоны, соответственно энергию и степень вырождения рекомбинационных уровней относительно уровня Ферми, что приводит к изменению их заселенности и к увеличению времени жизни неравновесных носителей тока.

[1] Бородовский, А.Ф. Булдыгин, А.С. Токарев. Микроэлектроника, **35**(6), 403 (2006). [2] П.А. Бородовский, А.Ф. Булдыгин, С.В. Голод. ФТП, **43**(3), 329 (2009).

Спектр комбинационного рассеяния света ортосиликата Lu₂SiO₅: ab initio расчет

Назипов Д.В., Никифоров А.Е.

УрФУ им. Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Допированные редкоземельными ионами монокристаллические ортосиликаты R₂SiO₅, где R – редкоземельный ион, являются перспективными лазерными материалами, детекторами гамма лучей и используются в позитронно-эмиссионной томографии [1]. Данные соединения имеют низкосимметричную моноклинную C2/с структуру и сложны для исследования с экспериментальной точки зрения. В работе [2] впервые экспериментально исследован спектр комбинационного рассеяния света монокристалла Lu₂SiO₅ и проведена идентификация спектра.

В данной работе проведен первопринципный расчет кристаллической структуры и спектра КРС ортосиликата лютеция в рамках теории функционала плотности (DFT), используя гибридные функционалы. Расчеты проведены в программном пакете CRYSTAL14 [3], в модели молекулярных орбиталей (МО ЛКАО). Данная модель показывает хорошие результаты при расчете кристаллической структуры и колебательных спектров диэлектрических материалов и полупроводников.

Получены результаты в хорошем согласии с экспериментом как для всех параметров кристаллической структуры, так и для ширины запрещенной щели. Рассчитан полный набор фундаментальных колебаний, их частоты, типы и интенсивности в спектре КРС для различных поляризаций падающего излучения. Проведен анализ фононного спектра методом изотопического замещения и определены участвующие в колебаниях ионы. Авторы [2] провели тщательную работу по идентификации спектра КРС, проведя измерения в широ-



Рис. 1. – Сравнение рассчитанных и экспериментальных частот фундаментальных колебаний, соответствующих неприводимому представлению Ag.

ком диапазоне температур 300-2300К и при различных поляризациях. Из всех 48 мод $24A_g+24B_g$, активных в спектре КРС, экспериментально были идентифицированы $24A_g$ и $18B_g$ моды. На рисунке 1 приведены экспериментальных и рассчитанные в данной работе частоты фундаментальных колебаний при различных функционалах и базисах на примере Ag мод. Как можно видеть, различия присутствуют в областях внутренних колебаний пироанионов SiO₄ с частотами выше 300 см⁻¹.

В данной работе проводится подробное сравнение рассчитанного спектра КРС при различных функционалах, а также базисных наборах, с имеющимися экспериментальными данными.

[1] C.L. Melcher, L.A. Eriksson, M. Aykac, F. Bauer, C. Williams, M. Loope, M. Schmand, in: S. Tavernier et al. (Eds.), Springer, Berlin, pp. 243–257, (2006).

[2] Y.K. Voron'ko, A.A. Sobol, V.E. Shukshin, A.I. Zagumennyi, Y.D. Zavartsev, S.A. Koutovoi. Optical Materials 33, 1331-1337 (2011).

[3] URL: http://www.crystal.unito.it/

Зависящие от интенсивности нелинейно-оптические эффекты в фоторефрактивных кристаллах СБН

Оразов Г.

Туркменский государственный университет имени Магтымгулы, 744000, Туркменистан, Ашхабат, пр. Сапармурата Туркменбаши, 31.

Исследование нелинейно-оптических явлений в фоторефрактивных кристаллах привлекает особое внимание ученых в последние три десятилетия из-за возможности использовать их в голографических системах и устройствах обработки оптической информации, обращении волнового фронта, создании элементов для оптических ассоциативных устройств и нейрокомпьютеров и др. Запись голографической информации в подобных материалах основана на изменении показателя преломления вследствие электрооптического эффекта Поккельса.

В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований по изучению влияния интенсивности записывающего излучения на динамику роста и темновую релаксацию динамических голографических решеток в фоторефрактивных кристаллах ниобата-бария-стронция(СБН) – Sr0,6Ba0,4Nb2O6. Измерения проводились для разных углов взаимодействия волн. Эксперименты реализованы с использованием плоскополяризованного непрерывного излучения одномодового аргонового-ионного лазера

 $(\lambda = 0,488 \text{мкм})$, номинально чистого и Солегированного образцов кристалла ниобата-бариястронция. Обнаружена сублинейная зависимость скорости нарастания а также стирания значительной доли решеток при больших ($I \ge 10Bm/cm^2$) интенсивностях записывающих волн.

Исследования прозрачности СБН кристаллов в зависимости от интенсивности накачки, выявили эффект затемнения в этих образцах уже при интенсивностях ($I \ge 5Bm/cm^2$), что позволило сравнить сечения фотоионизации мелких ловушечных уровней S_T и глубоких доноров S_д.

Полученные результаты позволили сделать вывод о том, что в Со- легированных кристаллах СБН сечение поглощения мелких ловушек выше чем соответствующий показатель для обычных глу-



Рис.1. – Относительная дифракционная эффективность в темноте для остаточной голографической решетки при различных интенсивностях.

боких доноров. В работе приводятся также результаты исследовании временного развития шумовых спеклволн в зависимости от интенсивности накачки и геометрии взаимодействия. Результаты исследований нашли качественное объяснение в рамках модели мелких ловушечных уровней [1].

[1] G.Orazov. "Shallow traps in doped SBN crystals and their effect on passive ring mirror reflectivity" (на англ. яз.). Туркменская наука на пути международного развития (сборник научных статей), Ашхабат, стр. 146-157 (2013).

Спин-индуцированная генерация оптических гармоник в полупроводниках

Павлов В.В.

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

Генерация второй и третьей оптических гармоник (ГВГ и ГТГ) связана с оптическими нелинейностями второго и третьего порядков. Экспериментальное изучение таких процессов в магнитном поле позволяет находить новые микроскопические механизмы нелинейного взаимодействия света с веществом с участием спиновых состояний. В докладе будут рассмотрены когерентные нелинейные процессы ГВГ и ГТГ в нескольких группах полупроводников, обладающих различными кристаллографическими и электронными структурами: 1-я группа – магнитные полупроводники EuTe и EuSe, 2-я группа – диамагнитные полупроводники GaAs и ZnO.

Халькогениды европия EuTe и EuSe являются центросимметричными кубическими магнитными полупроводниками, характеризующимися уникальными электронными и магнитными свойствами. Была выполнена нелинейная оптическая спектроскопия данных материалов с использованием ГВГ и ГТГ, измерены полевые и температурные зависимости нелинейного отклика. Полученные данные свидетельствует о том, что ГВГ в EuTe и EuSe возникает вследствие нелинейного магнитодипольного вклада в сочетании со спонтанной или индуцированной намагниченностью [1].

В нецентросимметричном кубическом GaAs приложение внешнего магнитного поля приводит к возникновению магнитоиндуцированной ГВГ в геометрии, в которой кристаллографическая электродипольная ГВГ запрещена по симметрии. В спектрах ГВГ наблюдается серия узких линий в спектральном диапазоне фундаментального края поглощения, что связано Ландау-квантованием энергетического спектра в зоне проводимости и валентной зоне [2]. В области 1s экситона также наблюдается резонанс в спектре ГТГ. Неожиданным оказалось то, что внешнее магнитное поле 10 Т приводит к гигантскому усилению интенсивности ГТГ с большим коэффициентом. Данный эффект объясняется дисперсией экситон-поляритонов и ее изменением в магнитном поле, а также смешиванием темных и светлых состояний в области 1s экситона.

В гексагональном полупроводнике ZnO обнаружен сильный резонансный вклад в ГВГ, индуцированный внешним магнитным полем и наблюдающийся в спектральном диапазоне 2s и 2p экситонов. Теоретический микроскопический анализ показал, что экситонные состояния противоположной четности могут смешиваться посредством эффективного электрического поля, возникающего вследствие магнитного эффекта Штарка [3]. Резонансная кристаллографическая ГВГ наблюдается для 1s(A,B), 2s(A,B), 2p(A,B) и 1s(C) экситонов. Сигналы ГВГ на этих экситонных состояниях также наблюдаются во внешнем магнитном поле, когда кристаллографическая ГВГ запрещена. Разработана подробная микроскопическая теория ГВГ в ZnO. Показано, что нелинейное взаимодействие света с экситонными состояниями следует рассматривать с учетом как электродипольного, так и магнитодипольного и квадрупольного приближений [4].

Исследования проводились при финансовой поддержке немецкого фонда ДФГ TRR14, российских фондов РФФИ 15-52-12015 и 16-02-00377, Минобрнауки 14.В25.31.0025.

[1] B. Kaminski, M. Lafrentz, R.V. Pisarev, D.R. Yakovlev, V.V. Pavlov, V.A. Lukoshkin, A.B. Henriques, G. Springholz, G. Bauer, E. Abramof, P.H.O. Rappl, M. Bayer, Phys. Rev. Lett., 103, 057203 (2009).

[2] V.V. Pavlov, A.M. Kalashnikova, R.V. Pisarev, I. Sänger, D.R. Yakovlev, M. Bayer, Phys. Rev. Lett., 94, 157404 (2005).

[3] M. Lafrentz, D. Brunne, B. Kaminski, V.V. Pavlov, A.V. Rodina, R.V. Pisarev, D.R. Yakovlev, A. Bakin, M. Bayer, Phys. Rev. Lett., 110, 116402 (2013).

[4] M. Lafrentz, D. Brunne, A. V. Rodina, V. V. Pavlov, R. V. Pisarev, D. R. Yakovlev, A. Bakin, M. Bayer, Phys. Rev. B, 88, 235207 (2013).

Полуметаллические ферромагнитные сплавы Гейслера на основе кобальта: электрические и гальваномагнитные свойства

Перевозчикова Ю.А.¹, Коуров Н.И.¹, Sauerzopf F.², Марченкова Е.Б.¹, Марченков В.В.^{1,3}

¹ИФМ УрО РАН, 620137, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18 ²TU Wien Atominstitut,1020, Vienna, Austria ³УрФУ, 620002,Екатеринбург, ул. Мира, 19

В науке и прикладной деятельности одними из перспективных материалов считаются сплавы Гейслера X_2YZ (где X и Y – переходные 3d-элементы, а Z – s-, р-элементы Периодической таблицы), среди которых в особую группу выделяются полуметаллические ферромагнетики (ПМФ). ПМФ характеризуются необычной электронной структурой: на уровне Ферми для носителей со спином вниз имеется энергетическая щель, а для носителей со спином вниз имеется в их электрических и гальваномагнитных свойствах. Вызывает интерес изучение роли 3d-элемента и s-, р-элементов в электронном транспорте ПМФ. Поэтому были исследованы системы сплавов Гейслера Co_2YAl и Co_2FeZ , где Y = Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni, a Z = Al, Si, Ga, Ge, In, Sn, Sb.

Сплавы выплавлены в атмосфере очищенного аргона и отожжены при 800 К 48 часов. Сплавы упорядочены в структуре $L2_1$, а отклонения от стехиометрического состава незначительны. Измерения температурных и полевых зависимостей сопротивления были выполнены с использованием общепринятой 4-х контактной методики на постоянном токе.

Установлено, что изменение *Y*-компоненты в сплавах Co_2YZ сильно влияет на вид температурных зависимостей электросопротивления, в то время как при варьировании *Z*-компоненты такого влияния не наблюдается. При изменении *Y*-компоненты на зависимостях вблизи температуры Кюри наблюдаются экстремумы в виде максимумов или минимумов. При $T \leq T_C$ поведение $\rho(T)$ обусловлено, прежде всего, изменением электронного спектра вблизи E_F .

Из полевых зависимостей эффекта Холла были определены коэффициенты нормального эффекта Холла (НЭХ) R_0 , связанные с лоренцевским закручиванием носителей заряда и коэффициенты аномального эффекта Холла (АЭХ) R_s , связанные со спинорбитальным взаимодействием (СОВ). Из данных по НЭХ, были оценены концентрации носителей заряда n, их подвижность μ и тип, а их величины оказались типичными для металлов. Показано, что коэффициент АЭХ R_s связан с остаточным электросопротивлением ρ_0 степенной зависимостью $R_s \approx \lambda_{eff} \cdot \rho_0^k / M_s$, где λ_{eff} – константа СОВ, а k – показатель степени, величина которого зависит от механизма рассеяния носителей заряда. Обычно значение k равно 1 или 2. В системе Co_2FeZ коэффициент k = 1.56, что характерно для случая определяющей роли механизма асимметричного рассеяния носителей тока. В системе сплавов $Co_2YAl \ k = 2.9$, что говорит о необходимости учета дополнительного вклада в АЭХ.

Таким образом, показано, что варьирование 3d-компоненты сильно влияет на изменение числа носителей тока и перестройку электронной зонной структуры вблизи уровня Ферми E_F , а, следовательно, и на свойства ПМФ Co_2YAl . В случае сплавов Co_2FeZ изменение s-p-компоненты не сильно изменяет их свойства.

Данная работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин», № 01201463330) при частичной поддержке РФФИ (гранты № 15-02-06686 и № 16-32-00072) и программы фундаментальных научных исследований УрО РАН (проект № 15-17-2-12).

Неупругое рассеяние фотоэлектронов в p-GaN(Cs,O) - фотокатоде

Рожков С.А.^{1,2}, Бакин В.В.¹, Горшков Д.В.^{1,2}, Косолобов С.Н.¹, Шайблер Г.Э.^{1,2}, Терехов А.С.¹

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13 ²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Испускание оптических фононов горячими фотоэлектронами в объёме и на поверхности p-GaN впервые изучено методом фотоэлектронной спектроскопии. Фотоэлектронным спектрометром с однородным тормозящим полем являлся самодельный вакуумный фотодиод, в котором полупрозрачный p-GaN(Cs,O) - фотокатод с эффективным отрицательным электронным сродством и металлический плоский анод были установлены параллельно друг другу в немагнитном металлокерамическом корпусе. Толщина p-GaN - слоя, равная 85 нм, была меньше глубины поглощения света и соизмерима с длиной термализации фотоэлектронов. Измерены спектр квантовой эффективности ($QE(\hbar\omega)$) фотокатода, распределения эмитированных фотоэлектронов по продольной компоненте их кинетической энергии ($n_e(\varepsilon_{lon})$) и их производные ($n_e'(\varepsilon_{lon})$) при различных энергиях возбуждаю-



Рис. 1. – Производные от энергораспределений фотоэлектронов эмитированных p-GaN(Cs,O) – фотокатодом, измеренные при различных энергиях фотонов $\hbar \omega > \varepsilon_{g}$ при 77 K.

щих фотонов $\hbar\omega$ [1]. Измерения проведены в интервале температур 77 - 297 К. Несмотря на высокую (~ 10^{19} см⁻³) концентрацию акцепторной примеси (Mg) в р-GaN - слое, форма $QE(\hbar\omega)$ вблизи порога прямых межзонных переходов свидетельствует о существенном вкладе экситонных эффектов в генерацию фотоэлектронов. В $n_e'(\varepsilon_{lon})$ –распределениях обнаружена осциллирующая составляющая (ОС), показанная на рисунке. Амплитуда ОС максимальна при 77 К и уменьшается с повышением температуры. При $\hbar \omega < \varepsilon_g$ амплитуда ОС монотонно возрастает с увеличением $\hbar\omega$ и достигает максимума при $\hbar \omega^* \approx \varepsilon_{g}$. Поскольку кинетическая энергия фотоэлектронов зоне проводимости В при

 $\hbar \omega^* = \hbar \omega$ пренебрежимо мала по сравнению с энергией LO – фононов в GaN (92 мэВ), наличие ОС в $n_e'(\varepsilon_{lon})$ – распределениях свидетельствует об испускании фотоэлектронами каскада оптических при пересечении интерфейса фононов p-GaN(Cs,O) - вакуум. При $\hbar \omega > \varepsilon_{\sigma}$, как показано на рисунке, амплитуда ОС уменьшается с увеличением $\hbar\omega$, а фаза ОС уменьшается на 2π при увеличении $\hbar\omega$ на ≈ 100 мэВ, что превышает энергию LO – фононов в GaN примерно в $(1 + m_e/m_{hh})$ раз. Это свидетельствует об испускании баллистическими фотоэлектронами каскада LO - фононов в объёме р-GaN при движении к интерфейсу p-GaN(Cs,O) - вакуум. Таким образом установлено, что испускание оптических фононов объёме в p-GaN и на интерфейсе p-GaN(Cs,O) – вакуум существенно влияет на фотоэмиссионные характеристики p-GaN(Cs,O) – фотокатодов. Работа поддержана РФФИ (проект 16-02-00534).

[1] С.А. Рожков и др., Письма в ЖЭТФ, 104, 128 (2016).

Релаксация носителей заряда в узкозонных эпитаксиальных слоях и структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe

Румянцев В.В.^{1,2}, Морозов С.В.^{1,2}, Фадеев М.А.¹, Уточкин В.В.^{1,2}, Гавриленко В.И.^{1,2}, Михайлов Н.Н.³, Дворецкий С.А.³, Winnerl S.⁴, Helm M.⁴

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

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Н.Новгород

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

4 Institute of Ion Beam Physics and Materials Research, Helmholtz-Zentrum Dresden–Rossendorf, Dresden, D–01328, Bautzner Landstraße.

В настоящее время узкозонные твердые растворы HgCdTe являются лидирующим материалом для создания длинноволновых приемников (8 - 15 мкм). Кроме того, недавно возникли предпосылки для создания длинноволновых лазеров на основе гетероструктур с HgTe/CdHgTe квантовыми ямами (КЯ) [1, 2]. Вопрос о продвижении приемников и лазеров на основе HgCdTe структур в дальний ИК/терагерцовый диапазон неразрывно связан с изучением механизмов рекомбинации, определяющих время жизни неравновесных носителей заряда в таких структурах. В данной работе выполнены исследования процессов релаксации неравновесных носителей в узкозонных эпитаксиальных пленках HgCdTe и структурах с КЯ на основе HgCdTe, выращенных на GaAs(013) подложках методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Процессы рекомбинации неравновесных носителей исследовались 1) по кинетике спада межзонной фотопроводимости (ФП) после импульсного возбуждения (с временным разрешением 7 нс); 2) методикой pump-probe (в наносекундном и субнаносекундном диапазоне) с использованием лазера на свободных электронах; 3) при спектрокинетических измерениях фотолюминесценции (ФЛ) на фурье-спектрометре Bruker Vertex 80v в режиме пошагового сканирования. Детальное описание экспериментальных методов можно найти в работах [1, 2].

Исследования наиболее узкозонной объемной пленки (с шириной запрещенной зоны ~ 30 мэВ при 4.2 К) показали, что кинетика релаксации $\Phi\Pi$ при уровне возбуждения ~2*10¹⁴ фотонов в импульсе хорошо описывается законом ~1/t, что отвечает механизму излучательной рекомбинации. Межзонная ФЛ из данной структуры наблюдается на длинах волн ~36 мкм (Рис. 1.) при 20 К. С ростом температуры линия ФЛ сдвигается в сторону коротких длин волн, однако её интенсивность падает слабо (~5 раз при изменении температуры от 20 К до 200 К) и сигнал ФЛ прослеживается вплоть до комнатной температуры. Проявления ожерекомбинации, выраженные отклонением от за-



Рис.1. – Спектры ФЛ излучения объемного слоя №130905 ($x_{Cd} = 0.18$) при различных температурах.

висимости 1/t в кинетике ФП возникают при 20-кратном увеличении энергии в импульсе возбуждения. В работе также сравниваются темпы различных процессов рекомбинации в объемных пленках, широких потенциальных ямах и КЯ различной ширины на основе HgCdTe. Предварительные экспериментальные результаты указывают на дополнительное подавление оже-процессов с структурах с узкими (~3 -- 5 нм) КЯ. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №15-02-05154, №16-32-60172, № 16-02-00685.

- [1] S. Ruffenach, A.M. Kadykov, V.V. Rumyantsev et al. // APL Materials, 5, 035503 (2017)
- [2] S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, A.M. Kadykov et al. // APL, 108, 092104 (2016).

Операторы плотности вероятности и потока плотности вероятности в теории Паули

Румянцев Е.Л.¹, Кунавин П.Е.¹

¹ИЕН УрФУ, 620000, Екатеринбург, ул. Ленина, 51

Представлен вывод операторов плотности вероятности и плотности потока вероятности для двух-компонентного уравнения Паули, полученные в результате квазирелятивистского редуцирования Дирако-подобного **k** · **p** гамильтониана

$$H = \gamma \boldsymbol{\alpha} \boldsymbol{k} + \frac{1}{2} \beta E_g. \tag{1}$$

Рассмотрение проведено в рамках Envelope Function Approximation (EFA), что позволяет сравнить полученные выражения с результатами релятивистской теории Дирака. Для вывода операторов плотности использован метод Вторичного Квантования (ВК), который рассматривается как альтернатива методу преобразования Фолди-Вайтхайзена. Разделение электронных и дырочных степеней свободы в рамках такого подхода возможно при условии пренебрежения процессами порождения электрон-дырочных пар. Показано, что выражение для электронной (дырочной) плотности вероятности не ограничивается традиционным членом $\Psi^*\Psi$ [1]. Дополнительные члены при наличии внешнего классического скалярного возмущения приводят к появлению в гамильтониане дополнительных членов взаимодействия. Во втором порядке по λ_{ck} ($\lambda_{c} = 2\gamma/E_{g}$ - соответствующая «Комптоновская» длина) эти члены совпадают с классическими спин-орбитальными и дарвиновскими поправками к внешнему потенциалу. Таким образом показано, что в рамках предложенного подхода вся информация о квази-релятивистских поправках к приложенному внешнему потенциалу содержится в выражении для оператора плотности вероятности. Редуцированный на одночастичные состояния оператор потока плотности вероятности также отличается от своего канонического вида. В частности, из полученного функционального вида оператора потока плотности вероятности следует зависимость эффективного магнетона Бора от кинетической энергии [2]. Рассмотрение временной зависимости оператора плотности вероятности при наличии внешних воздействий показывает, что уравнение непрерывности выполняется в виде [3]

$$\frac{\partial P(\mathbf{r})}{\partial t} + div \, \mathbf{J}(\mathbf{r}) = -div \, \mathbf{J}_{med}(\mathbf{r}), \tag{2}$$

где $J_{med}(r)$ описывает нелинейную (и в общем случае нелокальную реакцию среды на внешнее воздействие). Интересно, что J(r) не зависит в общем виде от вектор потенциала, а член, обеспечивающий градиентную инвариантность входит в выражение для $J_{med}(r)$. Поскольку оба тока имеют разное происхождение, на них в равновесии могут быть наложены разные условия. Примечательно, что такая ситуация реализуется в сверхпроводниках, где J(r) = 0, а $J_{med}(r) \neq 0$, обеспечивая частичное проникновение магнитного поля [4]. Предложенный метод построения операторов вероятности может быть использован для двух-компонентной формулировки теории функционала плотности для многокомпонентных **k**·**p** гамильтонианов, а также при установлении граничных условий в гетероструктурах.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 15-02-02072 и 16-02-00516.

- [1] Anant Dixit et al., Phys. Rev A., 88, 032117 (2013).
- [2] W. Zawadzki., Phys. Rev D, 3, 1728 (1971).
- [3] J. Shi et al., Phys. Rev. Lett., 96, 076604 (2006).
- [4] A. B. Pippard., Proc. R. Soc. Lond., 216, 547 (1953).

Электронные операторы тока и плотности вероятности в модели Кейна

Румянцев Е.Л.¹, Кунавин П.Е.¹

¹ИЕН УрФУ, 620000, Екатеринбург, ул. Ленина, 51

В приближении огибающих функций рассмотрена проблема построения одночастичных операторов плотности вероятности (ПВ) и плотности тока вероятности (ПТВ) в модели Кейна. Для наглядности выбрана упрощенная модель, описываемая $6 \times 6 \ \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ гамильтонианом с плоской зоной тяжелых дырок. Расщепление электронных и дырочных степеней свободы осуществляется в рамках метода вторичного квантования, учитывающего эффект заполнения валентной зоны, в собственных полупроводниках. Показано, что выражение для ПВ как в щелевой, так и в бесщелевой ситуации существенно отличается от канонического Шредингеровского выражения $\Psi^*\Psi$. Для $E_g > 0$ выражение для ПВ совпадает с аналогичным выражением для электрона в массивной Дираковской теории [1]. В случае Eg < 0, выражение для ПВ функционально напоминает ответ, получаемый для бесщелевой Дираковской задачи (графен). Полученный оператор ПВ позволяет выписать выражение, описывающее взаимодействие электрона с внешним скалярным потенциалом. Полученные выражения для членов модифицирующих внешнее воздействие в двухкомпонентных уравнениях для E_g > 0 совпадают вблизи дна зоны проводимости с классическими выражениями для спин-орбитальных и Дарвиновских членов. Однако, в общем виде они демонстрируют существенную нелинейную зависимость от кинетической энергии [2]. При E_g < 0 модифицированный потенциал демонстрирует тенденцию к частичному подавлению процессов рассеяния назад и в случае безмассового Кейновского электрона [3] к их полному запрету. Нелинейная зависимость Рашба-подобного спин расщепления в случае E_g < 0 выражена значительно более сильно, чем в случае Eg > 0. Полученные выражения для ПТВ позволяют выписать выражения для взаимодействия внешнего векторного потенциала в одноэлектронной теории. В данном случае также для прямого и инвертированного положения зон ответы существенно различны. Отличие продемонстрировано на примере Зеемановского члена взаимодействия с постоянным магнитным полем. Отмечено, что в обоих случая эффективный магнетон Бора демонстрирует нелинейную зависимость от кинетической энергии. В докладе обсуждается также особенности уравнения непрерывности для ПВ в данном подходе. Показано, что для его выполнения необходимо учесть дополнительные токи, описывающие реакцию среды на внешнее возмущение. Обсуждается аналогия данной ситуации с рассмотрением макроскопического отклика в электродинамике сплошных сред [4].

[1] Anant Dixit et al., Phys. Rev A., 88, 032117 (2013).

[2] W. Yang and Kai Chang., Phys. Rev B, 74, 193314 (2006).

[3] M. Orlita et al., Nat. Phys., 10, 233 (2014).

[4] Л.Д.Ландау и Е.М.Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, Наука, Москва (1982).

Примесный ферромагнетизм компенсированного Si:P в области фазового перехода изолятор – металл

Семенихин П.В.¹, Вейнгер А.И.¹, Забродский А.Г.¹, <u>Макарова Т.Л.^{1,2}</u>, Lähderanta E.², Zakharchuk I², Абросимов Н.В.³,

¹ФТИ им. А.Ф.Иоффе, 194021,Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26 ² Lappeenranta University of Technology, 53850, Lappeenranta, Finland ³Leibniz Institute for Crystal Growth, 12489 Berlin, Germany

В сильно легированных полупроводниках в области концентраций мелких примесей близких к фазовому переходу изолятор – металл в результате обменного взаимодействия между примесями возникает магнитное упорядочение. Примесные спины объединяются в пары с противоположным направлением спина (антиферромагнитное взаимодействие) или в пары с параллельно направленными спинами (ферромагнитное взаимодействие). Экспериментально появление магнитного упоря-

дочения наблюдалось в Si [1, 2], SiC [3] и Ge [4]. На примере Ge:As в [4] было установлено, что необходимым условием ФМ упорядочения является наличие компенсации полупроводника.

Представленная работа посвящена поиску спинового упорядочения в Si:P. Фазовый переход изолятор-металл в Si происходит при концентрациях больших, чем в Ge, поэтому намагниченность кристалла в результате упорядочения должно быть гораздо сильнее. Для исследования



Рис.1. – Зависимость намагниченности образца при T = 5 K

был выращен образец Si:P с концентрацией фосфора N_P $\approx 3 \cdot 10^{18}$ см⁻³, с компенсацией бором K ≈ 0.5 . Измерения магнитных свойств проводились как с помощью ЭПР, так и с помощью СКВИД магнитометрии. На рисунке 1 показана зависимость магнитного момента этого образца от приложенного магнитного поля при температуре T = 5 K, измеренная с помощью СКВИД магнитометрии, после вычитания из экспериментальной зависимости отрицательного диамагнитного вклада. Видно, что эта кривая проявляет свойства, характерные для ферромагнетиков: она насыщается в полях выше 6 кЭ, что указывает на существование магнитных доменов; в слабых полях наблюдается гистерезис с остаточной намагниченностью M = $3 \cdot 10^{-4}$ Гс·см³/г и коэрцитивной силой H ≈ 250 Э. Таким образом, результаты СКВИД измерений демонстрируют возникновение намагниченности в в Si:P, компенсированном мелким акцептором В. Из температурных зависимостей остаточной намагниченности в соответствии с законом Блоха, было получено значение температуры Кюри T_C = 48 K.

Проведенные параллельно измерения с помощью ЭПР показали, что ниже TC определение магнитной восприимчивости и, следовательно, спиновой концентрации из такого эксперимента становится невозможным из-за возникающей зависимости магнитной восприимчивости от поля.

В ходе наших экспериментов также удалось зафиксировать изменение примесной диамагнитной восприимчивости ниже TC, что позволяет использовать этот параметр для определения TC.

Работа частично поддержана РФФИ, проект 16-02-00352.

[1] M.A.Paalanen, S.Sachdev, R.N.Bhatt, A.R.Ruckenstein. Phys. Rev.Lett., 37, 2061, (1986).

[2] M.Reznikov, A.Yu.Kuntsevich, N.Teneh, V.M.Pudalov. Pis'ma v ZheTF 92, is.7, 518, (2010).

[3] Y. Liu, G. Wang, S. Wang, et al. Chen, Phys. Rev. Lett., 106, 087205, (2011).

[4] А.И.Вейнгер, А.Г.Забродский, Т.Л.Макарова, Т.В.Тиснек, С.И.Голощапов, П.В.Семенихин. ЖЭТФ **143**, 918, (2013).

Скейлинг экситонных параметров в закиси меди

Семина М.А.¹, Глазов М.М.¹, Хекотер Д.², Фрайтаг М.², Ассман М.², Фрелих Д.², Байер М.^{1,2}

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26 ² Технический университет Дортмунда, D-44221, Дортмунд, Германия

В последние несколько лет возобновился интерес к экситонам в закиси меди. Именно в этом материале была впервые обнаружена серия экситонных состояний [1], а недавние эксперименты позволили наблюдать состояния экситона с главным квантовым числом n=25 [2]. Это позволило провести аналогию между экситонными состояниями с n>>1 и ридберговскими состояниями атомов, где внешний электрон возбужден на оболочку с большим n. Несмотря на то, что основные черты экситонной серии в Cu2O можно описать

в рамках водородоподобной модели, с учетом того, что в спектрах линейного поглощения и излучения проявляются Pэкситоны (с угловым моментом огибающей l=1), наличие кристаллического окружения приводит к ряду качественных изменений экситонных спектров, связанных, главным образом, со сложной структурой валентной зоны и проявлениями обменного взаимодействия между электроном и дыркой [3,4].

В докладе приведены результаты исследования скейлинговых закономерностей в свойствах экситонов в закиси меди, в том числе при наличии внешних полей. Показано, что из-за непараболичности спектра дырок снимается кулоновское вырождение по угловому моменту *l*, причем ширина мультиплета при задан-



Рис.1. – Поляризуемость Р- (квадраты) и S- экситонов (треугольники) в зависимости от главного квантового числа. Прямая – подгонка скейлинговым законом n⁷.

ном главном квантовом числе *n* описывается скейлинговым законом $1/n^3$. Во магнитном поле за счет диамагнитного и зеемановского эффекта энергии уровней сдвигаются и возникают пересечения уровней с различными *n*. Резонансное магнитное поле B_r , в котором пересекаются уровни от мультиплетов с *n* и *n*+1, масштабируется согласно $B_r \sim 1/n^4$. Резонансы между мультиплетами с различными *n* возникают и во внешнем электрическом поле, причем резонансное поле описывается скейлинговым законом $E_r \sim 1/n^5$. В электрическом поле наблюдаются антипересечения уровней с разными *n*, причем энергии антипересечения уровней с разными *n*, причем энергии антипересечений ведут себя как $1/n^4$. Из квадратичного по электрическому полю штарковского сдвига уровней можно определить поляризуемость экситона, которая масштабируется с *n* согласно закону *n*⁷. Отметим, что в водородоподобной модели антипересечения состояний в электрическом поле не возникают, а поляризуемость пропорциональна *n*⁶.

Экспериментальные результаты находятся в согласии с разработанной моделью, учитывающей непараболичность валентной зоны.

[1] Е. Ф. Гросс, Н. А. Каррыев, ДАН СССР 84, 261 (1952)

[2] T. Kazimierczuk, D. Fröhlich, S. Scheel, H. Stolz, M. Bayer, Nature 514, 343 (2014).

[3] J. Thewes, J. Heckötter, T. Kazimierczuk, M. Aßmann, D. Fröhlich, M. Bayer, M. A. Semina,

M. M. Glazov, Phys. Rev. Lett. 115, 027402 (2015).

[4] F. Schöne, S.-O. Krüger, P. Grünwald, H. Stolz, S. Scheel, M. Aßmann, J. Heckötter, J. Thewes, D. Fröhlich, M. Bayer, Phys. Rev. B 93, 075203 (2016).

Генерация второй гармоники оптического излучения из кремния в сильном ТГц поле

Бодров С.Б., Корытин А.И., Мурзанев А.А., Сергеев Ю.А., Степанов А.Н.

ИПФ РАН, 603950, г. Нижний Новгород. БОКС - 120, ул. Ульянова, 46.

С развитием техники генерации терагерцового (ТГц) излучения расширяется область научного применения данного диапазона частот. Одним из направлений является нелинейное воздействие интенсивного ТГц излучения на вещество, в частности, с целью диагностики поверхностных свойств образцов. В настоящей работе представлены экспериментальные результаты по генерации второй гармоники (ВГ) оптического излучения с поверхности кремния (111) при одновременном воздействии на образец интенсивного короткоимпульсного ТГц поля.

Схема экспериментальная установка показана на рис 1. Для исследования была использована титан-сапфировая лазерная система Spitfire, генерирующая фемтосекундные импульсы с энергией 1 мДж, центральной длиной волны 795 нм и длительностью 50 фс с частотой повторения 700 Гц. Интенсивные ТГц импульсы генерировалось с использованием техники наклонного фронта интенсивности [1]. Максимальное электрическое поле тера-



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



Рис.1. Угловая зависимость интенсивности ВГ: оптика Р-поляризация, ТГц поле Р-поляризация, ВГ Р-поляризация

герцового излучения на образце достигало300 кВ/см.

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, энергии оптического и ТГц полей, азимутального угла. На рис. 2 представлен пример угловой зависимости интенсивности ВГ. Для описания экспериментальных результатов развита феноменологическая теория генерации второй гармоники от кристаллического образца кремния с учетом ТГц поля.

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

Исследование структуры и фотоэлектронных свойств полупроводникового перовскита CH₃NH₃PbI₃

Юданова Е.С.¹, Семенова О.И.¹, Абрамкин Д.С.¹, Голяшов В.А.¹ Шмаков А.Н.²

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13 ²ИК СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 5

Поиск и изучение новых полупроводниковых материалов для фотовольтаики и оптоэлектроники является актуальным как для фундаментальных исследований, так и для решения прикладных задач. Особое внимание исследователей привлекает гибридный полупроводниковый материал перовскит CH₃NH₃PbI₃, так как КПД лабораторных солнечных

элементов на его основе за последние годы вырос с 4 до 20% [1]. Дальнейшее исследование материала показало, что перовскит можно применять не только в тонкопленочных СЭ, но также в детекторах рентгеновского и у-излучения [2], в лазерах и светодиодах [3]. Столь широкий спектр применения этого полупроводникового материала и высокие КПД приборов на его основе объясняются уникальными свойствами перовскита: оптимальная для СЭ ширина запрещенной зоны (1.5 эВ), высокое значение коэффициента поглощения солнечного спектра (10⁵) и рентгеновского излучения, низкая энергия связи экситонов (16 мэВ), большая длина свободного пробега носителей заряда



Рис.1. – Спектры ФЛ для различных фаз перовскита.

(до 1 мкм в плёнках и до 175 мкм в монокристаллах). Одной из главных проблем для практического использования перовскита является деградация материала во внешней среде, что обычно решается разработкой соответствующих материалов для инкапсуляции.

В данной работе мы сообщаем о разработке уникальной технология роста монокристаллов перовскита с использованием стабилизатора, исключающей деградацию кристаллов во внешней среде. Химический состав кристаллов определялся методами энергодисперсионной спектроскопии и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. Исследование фотолюминесценции (ФЛ) кристаллов перовскита, синтезированных без применения стабилизатора и со стабилизатором, показало, что для кристаллов, выращенных с использованием стабилизатора, практически отсутствовала деградация интенсивности ФЛ во времени, что свидетельствует о его стабильности во внешней среде. Изменение температуры в диапазоне 77 К – 400 К приводит к модификациям спектров ФЛ монокристаллов перовскита, как это видно из рис.1. Показано, что изменение формы спектра ФЛ при изменении температуры обусловлено фазовыми переходами, связанными с изменением структуры материала (от орторомбической структуры к тетрагональной при 160 К и от тетрагональной к кубической при 330 К). Структурные фазовые переходы для синтезированных нами монокристаллов подтверждены методом рентгеновской дифракции с использованием синхротронного излучения. Проведено исследование фотопроводимости кристаллов перовскита для различных фаз.

[1] J. Burschka et al., Nature, 499, 316 (2013).
[2] Sergii Yakunin et al., Nature photonics, 10, 585 (2016).
[3] Ying G. et al. Nat. Mater. 13, 476 (2014).

Секция 2

Поверхность, пленки слои

Закрепление уровня Ферми на поверхности Ш-Аз нанопроводов

Алексеев П.А., Дунаевский М.С., Кириленко Д.А., Смирнов А.Н., Давыдов В.Ю., Берковиц В.Л.

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

Закрепление уровня Ферми (пиннинг) вследствие высокой плотности поверхностных состояний является широко известным явлением для окисленных поверхностей III-As полупроводников. Для GaAs и AlGaAs поверхностные состояния приводят к закреплению уровня Ферми примерно в середине запрещённой зоны. Для InAs такое закрепление происходит на 0.13 эВ выше дна зоны проводимости [1]. При этом в GaAs положение уровня Ферми для окисленных поверхностей, совпадает с тем, которое наблюдается при нанесении слоев различных металлов, что приводит к независимости высоты Шоттки-барьера от работы выхода металла [2]. Поверхностные состояния также увеличивают скорость поверхностной безызлучательной рекомбинации.

В полупроводниковых нанопроводах (НП), ввиду их малого диаметра (~100нм), электронные свойства поверхности в значительной мере определяют свойства всего нанопровода [3]. Для GaAs и AlGaAs НП поверхностные состояния уменьшают диаметр канала проводимости, не обеднённого носителями заряда, а также снижают подвижность носителей заряда в нём. В p-InAs НП такие состояния приводят к формированию инверсного п-

канала проводимости. Природа поверхностных состояний в III-As до сих пор остаётся дискуссионной.

Мы показали, что формирование слоя атомов мышьяка на поверхности кристаллической структуры III-As НП при окислении обусловливают появление поверхностных состояний, ответственных за закрепление уровня Ферми [4]. При исследовании использовалась комбинация методов просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), EDX, спектроскопии комбинационного рассеяния света и фотолюминесценции. Обнаружено, что в атмосферных условиях под действием интенсивного лазерного излучения на поверхно-



Рис. 1. – ПЭМ изображение участка GaAs НП вблизи поверхности после фотоокисления.

сти нанопровода происходит образование двойного слоя As/GaO_x (Puc.1). Такой двойной слой также формируется при фотоокислении InAs HП [5]. Рост толщины As слоя сопровождается уменьшением интенсивности фотолюминесценции (ФЛ). При этом частичная термическая сублимация As слоя приводит к восстановлению ФЛ.

Таким образом, главным источником поверхностных состояний, приводящих к закреплению уровня Ферми в III-As полупроводниках, является слой атомов мышьяка. Это предположение подтверждается одинаковым положением закрепления уровня Ферми для всех III-As полупроводников относительно уровня вакуума (работа выхода). Измерения методом Кельвин-зонд микроскопии на поверхности сколов GaAs/AlGaAs и GaAs/InGaAs гетроструктур выявили схожие работы выхода для гетерослоёв различного состава, но одинакового уровня и типа легирования. Для (110) поверхности III-As полупроводников положения закрепления уровня Ферми относительно уровня вакуума составили 4.8 ± 0.1 эВ и 4.9 ± 0.1 эВ для n- и p-типа соответственно.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №16-32-60147 мол а дк.

- [1] H.-U. Baier et al, Solid State. Commun., 58, 327 (1986).
- [2] W.E. Spicer et al, Phys. Rev. Lett., 44, 420 (1980).
- [3] P.A. Alekseev et al, Nano Lett., 15, 63 (2015).
- [4] P.A. Alekseev et al, J. Appl. Phys., 121, 074302 (2017).
- [5] R. Tanta et al, Nanotechnology, 27, 305704 (2016).

Эмиссия электронов из p-GaAs(Cs,O) с положительным и отрицательным электронным сродством

Журавлев А.Г.^{1,2}, Хорошилов В.С.^{1,2}, Альперович В.Л.^{1,2}

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13 ²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Спектральный порог и величина тока фотоэмиссии определяются потенциальным барьером на поверхности кристалла и вероятностью выхода в вакуум электронов, имеющих достаточную для эмиссии энергию и импульс. Совместная адсорбция цезия и кислорода на поверхности *p*-GaAs позволяет снизить величину поверхностного барьера до состояния с отрицательным эффективным электронным сродством (ОЭС) х*, при котором уровень вакуума лежит ниже дна зоны проводимости в объеме GaAs. Благодаря высокому квантовому выходу (до ~ 50%), фотокатоды на основе p-GaAs(Cs,O) широко используются в фотоумножителях, электронно-оптических преобразователях и источниках ультра-холодных и спин-поляризованных электронов [1]. Поверхности полупроводников с относительно небольшим положительным электронным сродством (ПЭС) $\chi^* \sim 0.2$ -0.4 эВ в последнее время привлекают внимание в связи с возможностью повышения эффективности преобразования солнечной энергии за счет использования "фотонно-усиленной термоэлектронной эмиссии" (photon-enhanced thermionic emission, PETE) электронов, рожденных светом вблизи дна зоны проводимости и выходящих в вакуум за счет термализации вверх по энергии [2]. Ранее экспериментально показано, что реализация преимуществ РЕТЕ-преобразователей на основе Cs/GaAs(001) с ПЭС ограничивается малостью (≤10%) вероятности выхода электронов в вакуум [3]. Вопросы о причинах этой малости и о характере зависимости вероятности выхода от сродства остаются открытыми. В данной работе, с помощью метода спектроскопии квантового выхода фотоэмиссии, экспериментально изучена эволюция вероятностей выхода горячих (P_h) и термализованных (P_t) электронов из GaAs(Cs,O) при переходе от положительного к отрицательному сродству. Установлено, что при снижении сродства вероятность выхода горячих электронов монотонно возрастает, в то время как вероятность выхода термализованных электронов ведет себя более сложным образом: проходит через максимум $P_t \approx 6\%$ при $\chi^* = 0.15$ эВ, через минимум $P_t \approx 1\%$ вблизи нулевого сродства и растет в области ОЭС. Минимум при $\chi^* \approx 0$ обусловлен, по-видимому, эффективным захватом электронов со дна зоны проводимости в объеме GaAs в квантоворазмерную подзону в области изгиба зон и необходимостью термоактивации для эмиссии со дна этой подзоны. При дальнейшем снижении уровня вакуума, в области ОЭС $\gamma^* < 0$, P_t растет благодаря уменьшению энергии, требуемой для термоактивации. В работе обсуждаются возможные причины различного поведения $P_h(\chi^*)$ и $P_t(\chi^*)$ при переходе от положительного к отрицательному электронному сродству.

[1] O. H. W. Siegmund, A. S. Tremsin, J. V. Vallerga, Nucl. Instrum. Methods A 510, 185 (2003).

[2] J. W. Schwede et al., Nat. Mater. 9, 762 (2010); Nat. Commun. 4, 1576 (2013).

[3] A. G. Zhuravlev, A. S. Romanov, V. L. Alperovich, Appl. Phys. Lett. 105, 251602 (2014).
Формирование Ge/Si наноструктур с квантовыми точками

Арапкина Л.В., Сторожевых М.С., Чапнин В.А., Чиж К.В., Юрьев В.А.

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

В докладе будут представлены результаты исследования структурных свойств поверхностей эпитаксиальных слоев Si/Si(001) и Ge/Si(001), выращенных методом МЛЭ. Исследовано влияние температуры и скорости роста, величины и направления угла разориентации Si(001) на структурные свойства ростовой поверхности. Показано, что на поверхно-

сти формируется неоднородное распределение моноатомных степеней Si/Si(001) (рис.1а), а при низких температурах роста и дефекты в виде ям. Все дефекты имеют размер, сравнимый с размерами квантовых точек Ge. Образование таких дефектов связано с особенностями процессов диффузии и присоединения к ступеням атомов Si во время эпитаксиального роста. Неоднородное распределение моноатомных ступеней влияет на процесс зарождения Ge QD. Наноразмерные дефекты на ростовой поверхности Si/Si(001) слоя уменьшают однородность в размерах квантовых точек в массиве низкотемпературных Ge QD (hut-кластеров). На основании экспериментальных данных построена модель формирования неоднородного распределения моноатомных ступеней и проведено моделирование роста методом Монте-Карло. Модель учитывает зависимость процессов диффузии и присоединения к краю моноатомных ступеней атомов Si от типа моноатомных ступеней, образующих ростовую поверхность Si(001), и от энергии барьеров, контролирующих переход атомов Si с одной ступени на другую.

На основании экспериментальных данных показано, что вид ростовой поверхности Si/Si(001) (дефекты и распределение моноатомных ступеней) влияет на места зарождения и концентрацию Ge QD (рис.1б). Исследование процессов трансформации тонких слоев Ge (пленка состоит из зерен Ge нанометрового масштаба), выращенных при комнатной температуре (рис.1в), в результате высокотемпературных отжигов (600°C), и прямого роста Ge QD при температурах 360°C и 600°C показало, что образование квантовых точек и смачивающего слоя происходят в разных режимах. Формирование смачивающего слоя происходит в условиях близких к термодинамического равновесию, тогда как рост Ge QD (hutкластеры, формирующиеся при 600°C) определяется кинетическими условиями процесса.



Рис. 1. – СТМ изображения: (а) 50нм Si на подложке Si(001) с углом разориентации 0.2° в направлении [001],T=650°C; (б) 7Å Ge на слое Si (а), T=360°C; (в) пленка, состоящая из зерен Ge, 7Å Ge, T=25°C.

Селективный рост нитевидных кристаллов GaN на поверхности графена методом молекулярно-пучковой эпитаксии

Babichev A.^{1,2}, Kumaresan V.¹, Largeau L.¹, Madouri A.¹, Glas F.¹, Zhang H.¹, Oehler F.¹, Cavanna A.¹, Gogneau N.¹, Tchernycheva M.¹, Harmand J-C.¹

¹ Center of Nanoscience and Nanotechnology (C2N), Univ. Paris Sud and Paris-Saclay, Marcoussis and Orsay sites, France

² Академический университет, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8/3

Использование новых материалов, в том числе графена, в качестве подложки для выращивания нитевидных кристаллов (НК) Ш-V группы элементов представляет большой интерес для научного сообщества [1]. Продемонстрирован ряд результатов синтеза НК GaN на углерод-содержащих подложках методом металлоорганической газофазной эпитаксии [2-5]. Использование буферных слоев [4], расположение графена на кристаллической подложке (сапфира) [5] применялось для роста вертикально-ориентированных НК GaN. Результаты синтеза НК GaN методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменным источником (МПЭ ПИ) на поверхности графитовых слоев представлены в [6]. В свою очередь, синтез НК GaN методом МПЭ ПИ на поверхности монослойного графена не исследовался.

В ходе доклада будут представлены результаты синтеза НК GaN методом МПЭ ПИ на поверхности графена, перенесенного на подложку, покрытую слоем аморфного SiO₂, как новый тип подложки для синтеза НК GaN. Продемонстрирована высокая селективность роста НК (расположены исключительно на поверхности графена) [7]. НК одинаково ориентированы вертикально относительно плоскости подложки на масштабе в несколько мкм² в пределах поликристаллических доменов монослойного графена. Сравнение ориентации массивов НК, расположенных в различных доменах графена свидетельствует о слабой разориентации массивов НК. Максимум на рентгенодифракционной кривой имеет полуширину на полувысоте (FWHM), равную 1.62°, что свидетельствует о высокой степени ориентации НК. Продемонстрировано уменьшение плотности расположения на подложке и высоты НК при выращивании на графене с увеличенным числом слоев. Предложена модель, качественно описывающая данное поведение. Низкотемпературные спектры фотолюминесценции (ФЛ) НК GaN, выращенных на поверхности монослойного графена демонстрируют пик, соответствующий ширине запрещенной зоны GaN. Типичное значение FWHM максимума спектра ФЛ составляет 14 мэВ. Наблюдается три составляющих, вносящих вклад в данных пик. Основной вклад соответствует энергии переходов 3.472 эВ (переходы с уровня нейтральной донорной примеси в связанное экситонное состояние, D₀X_A). Интенсивность ФЛ данного пика сопоставима с результатами, полученным для случая НК GaN. выращенных на кристаллических подложках Si. Достигнутый результат свидетельствует о перспективности эпитаксии методом МПЭ вертикально-ориентированных НК GaN на дешевых аморфных подложках за счет использования графена.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке проекта РФФИ № 15-02-08282 А, стипендии президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам (грант № СП-4716.2015.1).

- [1] A. M. Munshi et al. Nano Lett., 12(9), 4570-4576 (2012).
- [2] F. Yuan et al. ACS Appl. Mater. Interfaces, 5(22), 12066-12072 (2013).
- [3] J. B. Park et al. Curr. Appl. Phys., 14(11), 1437-1442 (2014).
- [4] K. Chung et al. APL Mater., 2(9), 092512 (2014).
- [5] M. Heilmann et al. Cryst. Growth Des., 15(5), 2079-2086 (2015).
- [6] S. Nakagawa et al. Jpn. J. Appl. Phys., 52(8S), 08JE07 (2013).
- [7] V. Kumaresan et al. Nano Lett., 16(8), 4895-4902 (2016).

Полупрозрачный p-GaAs(Cs,O) – фотокатод с атомарно-гладкой эмитирующей поверхностью

Бакин В.В.¹, Рожков С.А.^{1,2}, Шайблер Г.Э.^{1,2}, Косолобов С.Н.¹, Рудая Н.С.¹, Кожухов А.С.^{1,2}, Терехов А.С.¹

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13 ² НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Известно, что максимальные величины вероятности выхода фотоэлектронов (Ре) из p-GaAs(Cs,O) – фотокатодов были достигнуты при нанесении цезия и кислорода на ростовые поверхности p-GaAs, рельеф которых представляет собой атомарно-гладкие террасы, разделённые ступенями «атомной» высоты. Р таких фотокатодов достигает 0.6 [1], что заметно превышает Р_е практически важных «полупрозрачных» (ПП) p-GaAs(Cs,O) – фотокатодов, с шероховатой эмитирующей поверхностью. Кроме этого, поверхность ППфотокатодов обрабатывается раствором HCl для удаления поверхностных оксидов. Известно [2], что HCl – обработка ростовых поверхностей p-GaAs увеличивает их шероховатость, и, следовательно, аналогичное негативное воздействие она оказывает на исходно шероховатую поверхность ПП - фотокатода. Мы предположили, что для повышения Р до физически предельного уровня, шероховатая поверхность ПП - фотокатода должна быть «выглажена» до физически предельного уровня путём её прогрева в равновесных условиях, а негативное воздействие HCl-обработки должно быть минимизировано. Стремление энтальпии поверхности к минимуму должно «выгладить» её рельеф и устранить оборванные связи между поверхностными атомами. Эксперименты проводились на полупрозрачных фотокатодах на стекле с малым уровнем остаточных механических напряжений. Среднеквадратичная шероховатость поверхности p-GaAs – слоя после удаления GaAs – подложки и вспомогательного AlGaAs - слоя селективными травителями была близка к 0.2 нм. Сначала мы «выглаживали» p-GaAs – слой химико-механическим полированием (ХМП) в разбавленном щелочном травителе без использования абразивных материалов. Типичные величины остаточной шероховатости поверхностей p-GaAs - слоёв после XMП

лежали в интервале 0.05÷0.1 нм. Формирование регулярных атомарно-гладких террас на поверхности p-GaAs – слоёв проводилось путём длительного прогрева фотокатода в водороде при достаточно высокой температуре. Поверхность р-GaAs – слоя ПП - фотокатода при прогреве «прикрывалась» гетероструктурой с идентичным p-GaAs – слоем. АФМ – изображение (см.рис.) доказывает возможность формирования атомно-гладких террас на поверхностях ПП - фотокатодов без введения дислокаций в полупроводниковую структуру. Мы рассчитываем привезти на конференцию результаты первых исследований ПП - фотокатодов с атомарно-гладкой поверхностью.



1 мкм

[1] G.H. Olsen et al., J. Appl. Phys., 48,
1007 (1977).
[2] V.L. Alperovich et al., Appl. Surf. Sci., 235, 249 (2004).

Оптический отклик на туннельное магнитосопротивление в плёнках манганитов с вариантной структурой

Бессонова В.А.¹, Телегин А.В.¹, Сухоруков Ю.П.¹, Носов А.П.¹, Патраков Е.И.¹, Шишкин Д.А.¹, Барсауме С.², Ганьшина Е.А.³

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

²Университет Радбоуд, Наймеген, Нидерланды

³Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119992, Москва, Ленинские горы

В плёнках La_{0.67}Ba_{0.33}MnO₃/ZrO₂(Y₂O₃) (LBMO/ZYO), обладающих вариантной (эквивалентной) структурой [1], впервые обнаружен оптический отклик в пропускании (поглощении) естественного света на магнитосопротивление, связанное с туннелированием спинполяризованных электронов через когерентные границы структурных доменов (TMC). Теоретически данный эффект был ранее предсказан в работе [2] для металлических гранулярных систем.

0.5

В данной работе изучены механизмы магнитопропускания (МП – относительное изменение прозрачности образца под действием внешнего магнитного поля) света в плёнках LBMO/ZYO толщиной 80 нм. Для сравнения магнитооптических свойств были получены плёнки La0.67Ba0.33MnO3 на подложке SrTiO3 (без вариантной структуры) такой же толщиной. Обе группы плёнок выращены методом лазерной абляции. Свойства плёнок исследо-ИК-лиапазоне вались В ллин волн $1 \le \lambda \le 22$ мкм, температурном интервале от 10 до 350 К и в магнитных полях до H = 15 кЭ, приложенных в плоскости плёнки.

Сравнительный анализ эффектов магни-

 $\begin{array}{c} 0.0 \\ \textcircled{S} \\ -1.0 \\ -1.5 \\ -8 \\ -6 \\ -4 \\ -2 \\ 0 \\ -24 \\ -$

6

Рис. 1. – Полевые зависимости магнитопропускания (МП) и туннельного магнитосопротивления (ТМС) при T=80 K для длины волны $\lambda=3.4$ мкм.

тосопротивления и магнитопропускания [3] естественного света в плёнках на разных подложках позволил выделить вклады в магнитопропускание откликов на колоссальное магнитосопротивление (КМС) и ТМС, имеющие подобные температурные и полевые зависимости. В отличие от оптического отклика на КМС [4] в отклике на ТМС существует гистерезис с положительными максимумами в малых полях на фоне отрицательного знака эффекта, а также насыщение эффекта. Показано, что вклад в МП на ТМС увеличивается при $T \rightarrow 0$ и может быть описан в рамках теории магниторефрактивного эффекта для гранулярных плёнок.

Результаты работы полезны для развития теории магниторефрактивного эффекта в магнетиках и новых материалов для оптической спинтроники.

Работа выполнена при частичной поддержке государственного задания ФАНО России (тема «Спин» № 0120146330), программы УрО РАН № 15-9-2-4 и Мегагранта № 14.Z50.31.0025

[1] А.Р. Кауль и др., Успехи химии, 73, 932 (2004).
[2] А.Б. Грановский и др., ЖЭТФ, 116, 1762 (1999).
[3] А.V. Telegin et al., JMMM, 383, 104 (2015).
[4] А.Б. Грановский и др., ЖЭТФ, 139, 90 (2011).

Генерация собственных точечных дефектов в приповерхностных атомных слоях GaAs в процессе наноиндентации зондоматомно-силового микроскопа

Брунков П.Н.^{1,2}, Гуткин А.А.¹, Прасолов Н.Д.^{1,2}, Федоровский А.Э.², Ермаков И.А.², Конников С.Г.¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 191024, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26 ²Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

Механическое взаимодействии поверхностей твердых тел в процессе трения при их относительном движении приводит к широкому спектру трибологических явлений [1].

В данной работе представлены исследования трибоэлектризации поверхности n-GaAs при механическом взаимодействии с ней зонда атомно-силового-микроскопа (ACM) в контактном режиме сканирования. Поверхность эпитаксиальных слоев GaAs, выращенных методами молекулярно-пучковой или MOC-гидридной эпитаксии, выбрана в качестве тестового объекта, тк характеризуется высоким кристаллическим совершенством поверхности и объема. Для исследования локальных электро-физических свойств эпитаксиальных слоев используется метод Сканирующей Кельвин-Зонд Микроскопии (СКЗМ). Использование методов ACM для локальной трибоэлектризации и локальной диагностики позволяет провести сравнение электро-физических свойств модифицированных и немодифицированных участков поверхности в одних и тех же условиях позволяет наиболее четко выявить физические основы данного явления.

Получены зависимости локального изменения потенциала от скорости сканирования и силы прижима зонда. Результаты объясняются генерацией собственных точечных дефектов в приповерхностных слоях образцов под влиянием деформации этих слоев при сканировании зонда. Заряд, локализующийся на этих дефектах в равновесии, изменяет потенциал поверхности, подвергнутой трибоэлектризации. Показано, что для качественного объяснения наблюдающихся зависимостей необходимо учитывать как генерацию, так и аннигиляцию дефектов в области, подвергающейся деформации. Установлена связь изменения локального потенциала с концентрацией точечных дефектов, которые генерируются в приповерхностных слоях образцов под влиянием деформации этих слоев при сканировании зонда [2].

С помощью моделирования методами молекулярной динамики показано, что при данных воздействиях не реализуются условия для пластической деформации в GaAs, а область с наибольшими деформациями находится на несколько атомных слоев ниже поверхности. Показано, что с ростом температуры происходит увеличение концентрации собственных точечных дефектов в приповерхностных атомных слоях.

Полученные результаты могут быть описаны с использованием кинетической модели разрушения С.Н. Журкова [3], где генерация точеных дефектов в деформированных областях происходит за счет флуктуаций термической энергии. Данная модель позволяет описать полученные зависимости локального изменения потенциала от скорости сканирования и силы прижима зонда.

Таким образом, разработана физическая модель локальной трибоэлектризации атомарно-гладкой поверхности GaAs зондом ACM и предложена новая методика исследования начальной стадии разрушения поверхности кристаллических материалов.

[1] B. Bhushan, Principles and Applications of Tribology, John Wiley, Chichester (2013).

[2] А.В. Бакланов, и др, ФТП, **49**, 1083 (2015).

[3] S. N. Zhurkov, Int. J. Fract. 26, 295 (1984).

Особенности структурных изменений поверхности GaSb(001) при прогреве в потоках сурьмы и мышьяка

Васев А.В., Путято М.А., Преображенский В.В.

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

Полупроводниковое соединение GaSb наряду с InAs и AlSb принадлежат к так называемому семейству 6.1 Å, которое представляет интерес при создании гетероструктур для устройств фотоники длинноволнового диапазона.

Соединение GaSb в этом семействе стоит особняком. Оно единственное (в отличие от всех остальных соединений III-V с *fcc* решеткой) не формирует на грани (001) анионобогащенную реконструкцию $c(4\times4)$. Вместо этого на ней наблюдаются реконструкции с симметриями (n×5) и (n×3), имеющие структуры ячеек, которые не являются электронейтральными [1]. Кроме того, на поверхности GaSb(001) связи типа V-V (Sb-Sb) значительно (на ~ 1 эВ) прочнее связей типа III-V (Ga-Sb) [1]. Поэтому свойства поверхности GaSb(001) отличаются от свойств уже хорошо изученных соединений III-V.

При создании структур на основе GaSb для выбора условий роста совершенных гетерограниц требуется детальное знание (на атомарном уровне) кинетики поверхностных процессов в типичных для эпитаксии условиях. Представленных в литературе данных, которые были бы посвящены изучению процессов на поверхности GaSb(001), для создания полной картины явно недостаточно.

Данная работа является продолжением исследований методом ДБЭО кинетики структурных изменений на сингулярной и вицинальной поверхностях GaSb(001) при вакуумном прогреве в потоках сурьмы и мышьяка, проведенных нами ранее [2]. Принципиальным отличием является использование в ходе работ потока сурьмы с молекулярной формой Sb₂, а не Sb₄.

Показано, что степень отклонения поверхности влияет параметры реконструкционных переходов. Повышение плотности краев террас приводит к сдвигу точки структурного перехода (2×5) \rightarrow (1×3) в высокотемпературную область. Установлено, что вне зависимости от степени отклонения, данный переход осуществляется через формирование состояния DO (*disordered*) с симметрией элементарной ячейки (1×1). Значительное увеличение температурного диапазона (360 ÷ 433°C) исследований позволило изучить кинетику структурных переходов всего ряда реконструкционных состояний *ex*(2×5), (2×5), DO и (1×3) при термодесорбции сурьмы в режиме Ленгмюровского испарения. В рамках модели Колмогорова определены активационные энергии сверхструктурных переходов между этими состояниями для сингулярной и вицинальной поверхностей.

Изучен характер взаимодействия потока мышьяка (As2 либо As4) с поверхностью GaSb(001) обедненной сурьмой. Установлено, что As2 активно заполняет позиции Sbдимеров на поверхности, параллельно занимая как пустые (*через вакансии*), так и заполненные (*через замещение*) места. Избыточная экспозиция приводит к корругации поверхности из-за диффузии мышьяка в объем. Активность As4 не столь высока. Показано, что существуют температурные диапазоны, где взаимодействие As4 с поверхностью практически полностью ограничивается физсорбцией. На сингулярной поверхности этот диапазон шире. Изучен эффект конкуренции при встраивании в анионную подрешетку элементов V группы из смешанных потоков As2+Sb2 и As4+Sb2.

[1] L.J. Whitman et al., Phys. Rev. Lett. 79(4), 693 (1997).

[2] E.A. Emel'yanov et al., OI&DP (Avtometriya) 47(5), 452 (2011).

Изменение электрофизических свойств n+InAs(Si) тонкопленочных структур под воздействием реакторного нейтронного облучения

Васильевский И.С.¹, Виниченко А.Н.¹, Грехов М.М.¹, Каргин Н.И.¹, Стриханов М.Н.¹, Большакова И.А.², Васильев А.², Кость Я.², Киесh Т.³, Радишевский М.², Шурыгин Ф.², Булавин М.⁴, Куликов С.А.⁴

¹НИЯУ МИФИ, 115409, г. Москва, Каширское ш., 31

²Magnetic Sensor Laboratory, Lviv Polytechnic National University, Lviv, Ukraine

³University of Wisconsin-Madison, Madison, Wisconsin, USA

⁴ОИЯИ, 141980 г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио Кюри, 6

Узкозонные полупроводники InAs и InSb могут быть легированы до весьма высоких электронных концентраций и привлекательны для использования в целом ряде приложений. Кроме того, данные полупроводники, в отличие от Si и GaAs, могут сохранять работоспособность под действием высоких нейтронных флюенсов, что может быть использовано для работы устройств в аппаратуре контроля магнитного поля токамаков [1]. В связи с этим нами изучалось изменение электронных свойств датчиков Холла в онлайн-режиме набора нейтронного флюенса на ректоре ИБР-2, и были получены уникальные данные о последовательном изменении свойств структур на базе InAs, легированного кремнием. Структуры n+InAs(Si), изготовленные в НИЯУ МИФИ, имели тонкую (~100 нм) легированную область с различной концентрацией доноров Si, вплоть до 4.5 · 10¹⁹ см⁻³ [2] и различались конструкцией вспомогательных слоев между подложкой и легированным слоем. Электрофизические свойства образцов исследованы в широком температурном интервале 5-300 К и в магнитном поле до 5 Тл. Для увеличения радиационной стойкости InAs структур к высоким флюенсам нейтронов были применены следующие подходы: снижение растекания тока по верхней части толстого метаморфного буфера, рост InAs с тонким переходным слоем, обеспечивающим кинетическую релаксацию рассогласованных решеток, и наконец, рост пленки InAs на диэлектрике - сапфире. Удалось реализовать режим эпитаксии, при котором морфология и кристаллическая структура пленок InAs на подложках GaAs оказывается достаточно совершенной, например, полуширина дифракционного пика (004) от слоя InAs составила всего 500-600 угловых секунд, а RMS шероховатость поверхности - не более 2-3 нм. Пленки InAs/Al2O3 имеют ориентированную поликристаллическую структуру. Сильнолегированные структуры n+InAs(Si) продемонстрировали низкие температурные коэффициенты концентрации и сопротивления – менее 2·10⁻³ %/К и 2·10⁻⁴ %/К, соответственно.

При облучении нейтронами у всех исследованных образцов наблюдается стабильность основных параметров вплоть до флюенсов $5 \cdot 10^{17}$ см⁻². При дальнейшем увеличении нейтронного флюенса у образцов гетероструктуры InAs/i-GaAs, легированных до $(1\div2)\cdot10^{18}$ см⁻³, концентрации носителей начинает заметно возрастать, что свидетельствует о нарушении баланса между радиационными дефектами акцепторного типа и трансмутационными донорами. У сильно легированных гетероструктур InAs/i-GaAs (> $8\cdot10^{18}$ см⁻³) концентрация носителей начинает падать, что связано, очевидно, с образованием преобладающего числа радиационных дефектов акцепторного типа, а при достижении флюенса 10^{19} см⁻² в этих образцах начинается резкое падение подвижности носителей и аномальное поведение концентрации, что, очевидно, связано с деструктивными явлениями в решетке. В то же время, в области экстремально высоких флюенсов ($\geq 10^{19}$ см⁻²) структура InAs/canфир демонстрирует работоспособность почти до флюенса 10^{20} см⁻² при плавном снижении концентрации и подвижности носителей в этом интервале.

[1] I. Bolshakova et al., Nuclear Fusion, 55, 083006 (2015).

[2] I.S.Vasil'evskii et al., IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng., 151, 012029 (2016).

Оптические свойства плёнок HfO_x(x<2) выращенных методом ионно-лучевого распыления-осаждения

Герасимова А.К., Алиев В.Ш., Воронковский В.А., Кручинин В.Н.

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

В настоящее время плёнки оксида гафния нестехиометрического состава стали предметом пристальных исследований благодаря тому, что они обладают эффектом обратимого переключения электрической проводимости. На их основе возможно создание ячеек энергонезависимой памяти (ReRAM) [1]. Принципиальным вопросом для технологии ReRAM является возможность контроля коэффициента х. Нами показано, что в качестве рабочего метода для определения величины х могут выступать оптические методы.

Методом ионно-лучевого распыления-осаждения были выращены плёнки оксида гафния различного нестехиометрического состава HfOx (x<2), содержание кислорода в которых варьировалось путём изменения парциального давления кислорода в ростовой камере. Толщина плёнок составляла ~ 50 нм. Методом эллипсометрии были определены спектральные зависимости оптических констант n и k плёнок в области длин волн света от 250 до 1100 нм. Установлено, что в диапазоне x=1.67÷1.82 характер спектральных зависимостей оптических констант претерпевает радикальные изменения. При x<1.67 плёнки имеют высокие значения коэффициента экстинкции k >1 и характер спектральных зависимостей оптических констант подобен таковым для металлов. Оптические свойства этих плёнок хорошо описываются в рамках модели Лоренца-Друде.

При x>1.82 плёнки прозрачные и k **≅**0. Дисперсия n(λ) диэлектрических (прозрачных) плёнок хорошо аппроксимировалась полиноминальной зависимостью Коши. Ранее в работе [2], используя данные РФЭС, мы показали, что прозрачные плёнки НfOx представляют собой смесь двух фаз: субоксида Hf4O7 и оксида HfO2. От величины х зависит их соотношение. Для каждой фазы были найдены коэффициенты Коши. Затем методом эффективной среды Бруггемана была рассчитана зависимость показателя преломления прозрачных плёнок HfOx (1.75<x<2) от коэффициента х (Рис. 1). Данная зависимость позволяет оценить химический состав HfOx плёнки по оптическим измерениям, не прибегая к РФЭС измерениям, что может быть полезно при отработке технологии синтеза функциональных слоёв ReRAM структур.

[1] J.J. Yang et al., Nat. Nanotechnol., 3 429 (2008). [2] V.S. Aliev et al, Mater. Res. Express, 3 085008 (2016).



Рис. 1. – Зависимость показателя преломления прозрачных плёнок HfO_x (1.75<x<2) от коэффициента x. С_{Hf4O7} – содержание суб-оксида Hf₄O7 в плёнке HfO_x.

Формирование топологической фазы на поверхности BiTeI

Голяшов В.А.^{1,2}, Кох К.А.^{2,3,4}, Еремеев С.В.^{2,5,6}, Чулков Е.В.^{2,7}, Терещенко О.Е.^{1,2,4}

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

²Санкт-Петербургский государственный университет, 198504, Санкт-Петербург, ул. Ульяновская, 1

³ИГМ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак Коптюга, 3

⁴Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

⁵Институт физики прочности и материаловедения, 634055, Томск, пр. Академический, 2/4

⁶Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

⁷Donostia International Physics Center, 20018, Spain, Donostia-San Sebastián, Paseo Manuel de Lardizabal, 4

В последние несколько лет наблюдается огромный интерес к изучению систем с сильным спин-орбитальным взаимодействием, таких как топологические изоляторы (ТИ) и материалы с сильным расщеплением Рашбы, поскольку жесткая связь спина носителей заряда с квазиимпульсом и возможность управления спином в таких системах делают их интересными для применения в устройствах спинтроники. Отдельный интерес вызывает возможность формирования электронной структуры, сочетающей в себе гигантское спиновое расщепление состояний с дисперсионными зависимостями безмассовых частиц. В квазидвумерном полярном полупроводнике BiTeI сильное спин-орбитальное взаимодействие и инверсионная асимметрия объема приводят к гигантскому расщеплению Рашбы поверхностных и объемных состояний, по величине на порядок превышающему значения для других известных систем [1]. При нормальных условиях BiTeI является тривиальным изолятором, но может переходить в топологическую фазу под давлением [2]. Также, комбинированная электронная структура Рашбовских и Дираковских состояний может возникнуть в гетероструктурах BiTeI/TИ [3, 4].

Целью данной работы являлось изучение возможности формирования гетероструктур ТИ /BiTeI на поверхности (0001) BiTeI при прогреве ее вакууме. Идея трансформации соединения BiTeI из полупроводника с гигантским расщеплением Рашбы в состояние ТИ состояла в последовательном уменьшении концентрации йода в приповерхностной области



Рис.1. Дисперсионные зависимости, полученные методом ARPES на поверхности (0001) BiTeI после скола в вакууме (а) и после последующего прогрева при T= 230 °C (b). (c) и (d) - соответствующие им картины циркулярного дихроизма. (hv = 23eV, направление Г-К)

ВіТеІ путем десорбции в вакууме и формировании соединения, близкого по стехиометрии к Ві2Тез, являющегося трехмерным ТИ. Было изучено влияние прогревов в вакууме на химический состав, морфологию и электронные свойства поверхности скола (0001) ВіТеІ. Установлено, что при температурах отжига 200-250 °С, вследствие изменения стехиометрического состава, в поверхностных слоях происходит структурный фазовый переход от трехслойной структуры ВіТеІ к квинтислойной Ві2Те2І, с формированием электронной структуры, сочетающей расщепление Рашбы с существованием топологического поверхностного состояния (рис. 1).

Работа выполнена при поддержке СПбГУ (проект 15.61.202.2015) и РФФИ (гранты 15-02-01797 А и 16-32-00637 мол_а).

[1] K. Ishizaka et al., Nat. Mater. 10, 521 (2011)

- [2] M. Bahramy et al., Nat. Commun. 3, 679 (2012)
- [3] J. Zhou et al., Scientific Reports 4, 3841 (2014)
- [4] S.V. Eremeev, et al., Sci. Rep. 5, 12819 (2015).

Атомная и электронная структура тонких пленок Cu₂ZnSn(Se,S)₄ материалов для солнечной энергетики

Гребенников В.И.^{1,2}, Кузнецова Т.В.^{1,2}, Pogue E.³, Johnson N.³, Rockett A.³, Якушев М.В.^{1,2,4,5}

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

²Уральский федеральный университет, Екатеринбург

³Department of Materials Science and Engineering, University of Illinois at Urbana-Champaign,

⁴Институт химии твердого тела УрО РАН, Екатеринбург

⁵Department of Physics, Strathclyde University, Glasgow, United Kingdom

Изучено распределение дефектов и вкраплений вторичных фаз и их влияние на свойства Cu₂ZnSn(S,Se)₄ (CZTS) пленок методом микроскопии и спектроскопии катодолюминесценции (КЛ). Тонкие пленки Cu₂ZnSn(S,Se)₄ были получены реакцией с серой распыленных магнетроном металлов. Исследовано пространственное изменение КЛ трех характерных спектральных линий 1,28, 1,18 и 1.03 эВ. Первые два сигнала изменяются на масштабе длины зерна, в то время как третий сигнал равномерно распределен по образцу и не зависит от присутствия гранул на поверхности. В КЛ спектре явно присутствуют четыре пика (рис. 1). Исследование зависимости мощности этих пиков от величины тока электронов позволило установить, что три низкоэнергетических линии формируются переходами из свободных состояний в связанные примесные состояния, а линия 1,28 эВ – рекомбинацией экситонов. Также была получена температурная серия КЛ спектров в интервале от 6 до 300 К (рис. 1). Точки на рисунке показывают изменение площадей четырех линий с температурой, которое хорошо описывается кривыми, полученными по формуле погасания:

$$J_{i}(T) = J_{i}(0) / [1 + b_{i} \exp(-E_{i} / T)]$$
(1)

Отсюда определяется энергии активации E_i и скорости b_i безрадиационного распада состояний, участвующих в процессе люминесценции. Энергии активации (положение состояний относительно краев запрещенной зоны) равны 208, 174, 141 и 256 мэВ. Методом КЛ-спектроскопии обнаружены четыре типа низкоэнергетических состояний в запрещенной зоне в пленке CZTS, влияющие на преобразование солнечной энергии в электрическую, дана их классификация и определены их энергии активации.



Рис. 1. – Интенсивность КЛ из Cu2ZnSnS4 в зависимости от энергии фотонов при шести температурах. Площадь линий (точки) в зависимости от температуры и подгонка по формуле (1) (сплошные кривые).

Исследование выполнено при поддержке гранта РНФ № 17-12-01500.

¹³⁰⁴ W Green St., Urbana, Illinois 61801, USA

Эллипсометрический контроль параметров квантовых ям при выращивании лазерных структур на основе HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te

Михайлов Н.Н.^{1,2}, Швец В.А.^{1,2}, Икусов Д.Г.¹, Ужаков И.Н.¹, Дворецкий С.А.^{1,3}

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

²Новосибирский государственный университет, 630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2 ³Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

Для создания лазерных структур необходимо контролируемое выращивание множественных HgTe квантовых ям (КЯ) с воспроизводимыми толщинами и составом, расположенных в широкозонных волноводах. На основе решения основного уравнения эллипсометрии был разработан метод измерения толщины растущих слоёв, состава и его распределения по толщине слоистых структур КРТ по экспериментальным данным эллипсометрических параметров, измеренных в процессе роста [1].

Основная методическая трудность при выращивании многослойных лазерных структур заключается в необходимости учёта в основном уравнении эллипсометрии большого числа выращенных слоёв, которые служат подложкой при вычислении эллипсометрических параметров растущего слоя. При этом точность определения параметров растущего слоя зависит от точности определения толщины и состава нижележащих выращенных слоёв.

Поставленная задача решается при использование модели "эффективной подложки". При этом многослойная структура заменяется однородной средой с эффективными оптическими константами, интегрально учитывающими интерференционный вклад всех ниже-

лежащих слоёв. Корректность такого подхода для структур КРТ обоснована в работе [2]. Проведённые нами численные расчёты показывают, что ошибки в эллипсометрических параметрах при такой замене не превышают нескольких угловых минут и не сказываются на точности и результатах интерпретации.

На рисунке показан фрагмент экспериментальной кривой изменения эллипсометрических параметров в плоскости дельта-пси (точки) при росте HgTe KЯ в широкозонных обкладках X_{CdTe}=0.65 и номограмма кривых постоянного состава (сплошные линии), рассчитанная с использованием модели «эффективной подложки». Исходная точка номограммы А на



Рис.1. – Экспериментальная траектория эллипсометрических параметров и расчёт. Цифры возле кривых – состав.

экспериментальной кривой соответствует началу роста HgTe KЯ. Сравнение эксперимента с расчетом показывает резкое изменение состава в КЯ от Х_{СdTe}=0.65 до Х_{СdTe}≈0.3 и далее плавно стремится к Х_{СdTe}=0. Рассчитанная толщина КЯ d=4.6 нм. Последовательные расчеты для всех КЯ в лазерной структуре показали высокую воспроизводимость толщины и изменения состава в HgTe KЯ.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проекты № 15-52-16017 и № 15-52-16008) и программой Volkswagen Stiftung.

[1] В.А. Швец, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, ЖТФ, 79, Вып. 11, 41 (2009). [2] В.А. Швец, Опт. и спектр. 107, №5, 822 (2009).

Электронные свойства интерфейса In₂S₃/InN

Дементьев П.А., Давыдов В.Ю., Лебедев М.В., Львова Т.В., Смирнов А.Н.

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

В работе рассматривается интерфейс аморфный In_2S_3 — кристаллический InN. Интерес к такой гетероструктуре обусловлен тем, что нитрид индия InN благодаря своим уникальным оптическим и электронным свойствам является весьма перспективным материалом для создания оптоэлектронных приборов, а сульфид индия In_2S_3 в солнечных энергетике начал активно вытеснять такие традиционные материалы, как CdS, замена которого на сульфид индия позволит в технологии отойти от канцерогенного кадмия.

Несмотря на большое количество проведенных за последние годы исследований, технологии получения и свойства слоев In_2S_3 являются недостаточно изученными. В нашей работе слои сульфида индия были получены методом химического осаждения из спиртового раствора сульфида аммония ((NH4)2S) на поверхность подложки InN. Толщина слоёв In_2S_3 варьировалась временем осаждения. Химический состав образцов контролировался методом рентгеновской фотоэмиссионной спектроскопии (РФЭС). Из анализа спектров РФЭС следует, что уже 30 минут обработки в спиртовом растворе (NH4)₂S приводит полному удалению оксидов с поверхности подложки InN и формированию слоя In_2S_3 . На основании спектров валентной зоны гетероструктур была предложена модель зонной структуры интерфейса In_2S_3/InN — разделенный гетеропереход второго рода. Для характеризации электронных свойств структур In_2S_3/InN был использован метод фотолюминесценции (ФЛ). Показано, что формирование слоев In_2S_3 приводит к значительному снижению плотности поверхности InN, что выражалось в усилении ФЛ отно-

сительно окисленной поверхности. Обнаружена также зависимость сигнала ФЛ от толщины слоев In₂S₃.

Стабильность электронных свойств сформированных интерфейсов изучалась в течение 20 месяцев. В случае образцов, полученных осаждением в течение 30 и более минут, снижения ФЛ практически не наблюдалось, в то время как для остальных образцов изменения были значительны (см. рис. 1). Полученные результаты позволили установить время, необходимое для формирования стабильного недеградирующего интерфейса In₂S₃/InN.

Исследование топографии поверхности и электрофизических свойств сформированных структур проводилось методом атомно-силовой микроскопии. Показано,



Рис.1. – Интенсивность ФЛ структур In₂S₃/InN в зависимости от времени их формирования до и после экспозиции на воздухе в течение 20 месяцев.

что обработка поверхности InN спиртовыми растворами сульфида аммония не приводит к заметному изменению ее рельефа, а формирование слоев In₂S₃ происходит равномерно. Измерения вольтамперные характеристик гетероструктур обнаружили зависимость величины фотоЭДС от толщины слоев In₂S₃. Показана также зависимость величина фотоЭДС от спектра и интенсивности облучения.

МЛЭ твёрдых растворов InAs_xSb_{1-х} на вицинальных подложках GaAs(001) с использованием потоков молекул As₂ и As₄

Емельянов Е.А., Путято М.А., Петрушков М.О., Васев А.В., Лошкарёв И.Д., Семягин Б.Р., Преображенский В.В.

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

Твёрдые растворы InAs_xSb_{1-х} перспективны для использования в различных оптоэлектронных устройствах ИК-диапазона с рабочей длинной волны вплоть до 12,4 мкм. Однако существует ряд проблем, связанных с получением высококачественных эпитаксиальных слоёв InAs_xSb_{1-x}.

На сегодняшний день отсутствует изопериодический подложечный материал для всего диапазона составов $InAs_xSb_{1-x}$ [1]. Выращивание эпитаксиальных слоев $InAs_xSb_{1-x}$, несогласованных по параметру решетки с подложкой, обуславливает возникновение в них различных структурных дефектов. Так же существуют трудности с определением условий роста слоев твердых растворов $InAs_xSb_{1-x}$ с заданным составом в подрешетке V группы. Это обусловлено тем, что на состав твердого раствора оказывают влияние не только величина потоков молекул мышьяка и сурьмы (J_{As} , J_{Sb}), но и коэффициенты их встраивания (S_{As} , S_{Sb}). Коэффициенты встраивания являются сложными функциями условий роста [2,3]. Целью данной работы было экспериментальное исследование влияния температуры роста (T_s), величины отклонения подложки GaAs от грани (001) и молекулярной формы мышьяка в падающем потоке на состав и кристаллические свойства плёнок твёрдых растворов InAs_xSb_1-x в процессе МЛЭ.

На подложках GaAs, отклоненных от плоскости (001) в направлении к (111) на 0°,1°, 2° и 5°, одновременно выращивались структуры со слоями твердого раствора InAs_xSb_{1-x}. Слои выращивались при $T_s \sim 310^{\circ}$ C и 380°C с использованием потоков молекул сурьмы Sb4 и молекул мышьяка As₂ или As₄. Выращенные структуры исследовались методами рентгеновской дифрактометрии, высокоразрешающей электронной микроскопии и атомносиловой микроскопии. Получены данные о составе и кристаллических свойствах слоев твердых растворов InAs_xSb_{1-x}, в зависимости от температуры роста, молекулярной формы молекул мышьяка в потоке и угла отклонения подложки.

Установлено, что состав твёрдого раствора InAs_xSb_{1-x} зависит от величины угла отклонения подложки. В ряду отклонений $0^{\circ} \rightarrow 5^{\circ}$ доля *x* последовательно увеличивается как при использовании потока молекул As₂, так и As₄ для температур роста 310°C и 380°C. Обнаружено, что отношение S_{As2}/S_{Sb4} возрастает на 7% с увеличением угла отклонения $0^{\circ} \rightarrow 5^{\circ}$. В случае отношения S_{As4}/S_{Sb4} наблюдается возрастание на 60% с увеличением угла $0^{\circ} \rightarrow 5^{\circ}$.

В работе обсуждается механизм влияния степени разориентации поверхности на состав слоев твердых растворов InAs_xSb_{1-x}.

Работа проводилась при поддержке гранта РНФ 16-12-00023 и гранта Президента Российской Федерации СП-749.2016.1.

[1] H. Gao, W. Wang, Z. Jiang, L. Liu, J. Zhou, H. Chen, J. Cryst. Growth. 308 406 (2007).

[2] А.Н. Семенов, В.С. Сорокин, В.А. Соловьев, Б.Я. Мельцер, С.В. Иванов ФТП **38**(3) 278, (2004).

[3] Naganuma, M., et al. J. Vac. Science & Techn. 17(2) 606 (1980).

Влияние ширины приповерхностной области изгиба зон на вероятность выхода электронов из Cs/GaAs

Журавлев А.Г.^{1,2}, Романов А.С.², Савченко М.Л.^{1,2}, Казанцев Д.М.^{1,2} Альперович В.Л.^{1,2}

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

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

Поверхности полупроводников с относительно небольшим положительным эффективным сродством $\chi^* \sim 0.2$ -0.4 эВ в последнее время привлекают внимание в связи с возможностью повышения эффективности преобразования солнечной энергии за счет использования "фотонно-усиленной термоэлектронной эмиссии" (photon-enhanced thermionic emission, PETE) [1]. В РЕТЕ процессе электроны возбуждаются светом в зону проводимости, ниже уровня вакуума, а затем приобретают тепловую энергию, необходимую для эмиссии, от кристаллической решетки. Поверхность Cs/GaAs перспективна для создания РЕТЕ-преобразователей благодаря оптимальной ширине запрещенной зоны GaAs и возможности задать оптимальную величину сродства χ^* , изменяя концентрацию цезиевых адатомов. В работе [2] с помощью метода спектроскопии квантового выхода фотоэмиссии показано, что на поверхности Cs/GaAs(001) с положительным электронным сродством при адсорбции Cs вероятность выхода электронов проходит через максимум при цезиевом покрытии ~0.4 монослоя. Максимум вероятности выхода может быть обусловлен надъямным резонансом при прохождении электроном приповерхностной области изгиба зон. Цель данной работы состоит в проверке гипотезы о надъямном резонансе в эксперименте по адсорбции цезия и кислорода на поверхностях GaAs(001) с различной шириной области изгиба зон.

Эксперименты проводились в сверхвысоковакуумной установке на эпитаксиальных слоях однороднолегированного p^+ -GaAs с концентрацией дырок 7×10^{18} см⁻³, что соответствует ширине области изгиба зон ~ 10 нм, а также на GaAs UP⁺-структуре, в которой 100нм ширина области поверхностного поля задавалась толщиной нелегированного слоя GaAs, выращенного поверх сильнолегированного p^+ -GaAs. Вероятность выхода P и эффективное электронное сродство χ^* при адсорбции цезия и кислорода на поверхностях GaAs(001) определялись методом спектроскопии квантового выхода фотоэмиссии [2]. Установлено, что измеренные на p^+ -GaAs и UP⁺-структуре GaAs зависимости вероятностей



Рис.1. - Зависимость вероятности выхода электронов в вакуум от электронного сродства из p-GaAs и UPструктуре GaAs.

Nature Mater. 9, 762 (2010).

выхода от величины электронного сродства $P(\chi^*)$ похожи: наблюдается максимум вероятности выхода при $\chi^* \sim 0.15$ эВ (рис. 1). С учетом десятикратного различия в ширине поверхностной потенциальной ямы для электронов, этот факт не согласуется с гипотезой о надъямном резонансе как причине возникновения максимума в зависимости вероятности выхода от сродства. В работе обсуждаются другие возможные причины проявления максимума, такие как захват эмитируемых электронов в квазидвумерные состояния в приповерхностной области изгиба зон и рассеяние электронов в *L*-долину зоны проводимости

[1] J.W. Schwede, I. Bargatin, D.C. Riley, et al.,

[2] A.G. Zhuravlev, A.S. Romanov, V.L. Alperovich, Appl. Phys. Lett. 105, 251602 (2014).

Эффекты экситонной фотопроводимости GaAs: прямая оценка спектра и плотности поверхностных состояний

Зайцев Д.А., Савченко Г.М., Сейсян Р.П

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

Изучалась низкотемпературная фотопроводимость (ФП) чистых эпитаксиальных слоёв GaAs в области экситонного резонанса при одновременном действии лазерной накачки в области межзонных переходов и зондирующего излучения от ламы накаливания. Фотоэффект, обусловленный генерацией экситонов, изучался ещё в [1-2], мы возвращались к эффектам экситонной ФП сравнительно недавно, в [3]. Здесь, в частности, был обнаружен эффект немонотонного поведения максимума сигнала ФП от интенсивности лазерной накачки в область континуума экситонных состояний. Зависимость характеризуется двумя довольно острыми максимумами от интенсивности накачки.

Анализ этой зависимости позволяет связать явление с «барьерной» ФП [4], когда проводимость реализуется в тонком слое между двумя барьерами Шоттки (на поверхности и границе раздела с полуизолирующей подложкой), с высотами барьеров, модулируемыми лазерной подсветкой. Учёт одновременного заполнения ПС в двух-уровневой системе ПС даёт основания для оценки плотности ПС через интенсивность накачки в момент прохождения максимума. Получены аналитические выражения, позволяющие оценить плотность не только «мелких» ПС, расположенных на фоне запрещённых состояний GaAs под зоной проводимости, но и «глубоких», расположенных несколько выше валентной зоны. Полученые результаты позволяют обосновать и предложить новый способ определения такого трудно измеряемого параметра полупроводниковых приборных структур как спектр и плотность ПС.



Рис.2. – Зависимость максимума сигнала фотопроводимости от мощности лазерной накачки



Puc.1. – Спектры фотопроводимости GaAs в области экситонного резонанса при различных

[1] И.П. Акимченко, В.С. Вавилов, А.Ф. Плотников, А.А. Соколова, ФТТ, 10, 974 (1968)

[2] C. Richard, M. Dugue. Phys. Stat. Sol. (b) 50, 263 (1972).

[3] Н.С.Аверкиев, Д.А.Зайцев, Г.М. Савченко, Р.П.Сейсян, ФТП, 48, 1311 (2014)

[4] И.А. Карпович, Б.И. Бедный, Н.В. Байдусь, С.М. Планкина, М.В. Степихова, М.В. Шилова, ФТП, **23**, 2164 (1989)

Формирование нанокомпозитного слоя в диоксиде кремния и его электрофизические свойства

Иванова Е.В.¹, Дементьев П.А.¹, Ситникова А.А.¹, Александров О.В.², Заморянская М.В.¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26 ² Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

В данной работе предлагается новый метод формирования нанокластеров кремния. Показано, что после отжига при температуре 1150⁰С в атмосфере азота происходит формирование слоя, содержащего нанокластеры кремния. Методами просвечивающей электронной микроскопии и локальной катодолюминесценции было показано, что происходит формирование слоя, содержащего нанокластеры кремния, на глубине около 10 нм от поверхности (Рис.1). Нанокластеры кремния имеют кристаллическую структуру и размер от 3 до 5.5 нм [1].

В работе предложена методика оценки электрофизических свойств пленок диоксида кремния до и после отжига на основе метода Кельвин-зонд микроскопии. Было обнаружено, что на всех образцах возможна инжекция в слои зарядов обоих знаков в зависимости от знака внешнего смещения. Для выяснения работающих в данном случае механизмов дис-

Было показано, что ухода заряда в подложку не происходит и все изменения профиля потенциала связаны исключительно с движением носителей вдоль поверхности образца. Известно, что существует два механизма диссипации заряда вдоль слоя диэлектрика. Во-первых, это кулоновское электростатическое расталкивание. Этот механизм характерен для начальных процессов диссипации, когда высока плотность инжектированного заряда. Вторым возможным механизмом диссипации является диффузия. В этом случае линейный размер зарядовой области должен меняться во времени по квадратичному закону [2].



Рис.1. – Изображения ПЭМ, полученные в поперечном сечении образцов после отжига в течение 10 часов в атмосфере азота.

Было показано, что основным механизмом диссипации заряда является диффузия вдоль поверхности. Были определены коэффициенты диффузии для электронов и дырок (Табл.1). В таблице 1 представлены коэффициенты диффузии для электронов и дырок в диоксиде кремния до и после отжига. В случае подложки типа КЭФ кремний легирован фосфором. Известно, что фосфор не приникает в слой диоксида кремния при окислении. В данном случае видно, что коэффициенты диффузии для электронов и дырок практически совпадают. В случае подложки типа КДБ кремний легирован бором. Бор хорошо растворяется в пленке диоксида кремния при окислении. Соответственно, в такой пленке формирующиеся нанокластеры также будут легированы бором, то есть р-типа.

кремния, вырищенных на различных пооложках, об и после отжига в течение 10 часов.				
см²/сек	КЭФ	КДБ исходный	КЭФ отжиг 10 часов	КДБ отжиг 10
	исходный			часов
0	-10	-10	-10	-10
e	2.10	0.3.10	12.10	9.8.10
h	-10	-10	-10	-10
п	5.7.10	0.7.10	11.10	26.10

Табл. 1 — Коэффициенты диффузии носителей заряда в приповерхностном слое пленок диоксида кремния, выращенных на различных подложках, до и после отжига в течение 10 часов.

[1] Е.В. Иванова, А.А. Ситникова, О.В. Александров, М.В. Заморянская, ФТП, 50, 6, 807 (2016). [2] М. S. Dunaevskiy, P. A. Alekseev, P. Girard, E. Lahderanta, A. Lashkul, and A. N. Titkov. J. Appl. Phys. 110, 084304 (2011).

Формирование композитных пленок оксида кремния с включениями коллоидных наночастиц золота

Илькив И.В.¹, Котляр К.П.¹, Амельчук Д.Г.², Лебедев С.П.², Буравлев А.Д.^{1,2}

¹СПб АУ НОЦНТ РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул.Хлопина, 8/3 ²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

На сегодняшний день интенсивно развивается ряд направлений, связанных с созданием и применением металлических частиц диаметром менее 100 нм, которые обладают уникальными свойствами, отличными как от свойств изолированных атомов, так и от массивного металла [1]. Широкое распространение получили наночастицы золота в растворах, обладающие заданным размером и формой (коллоидное золото), в связи с простотой синтеза и высокой стабильностью. В частности, коллоидные наночастицы золота активно используются в медицине (для создания сенсоров на основе плазмонного резонанса и в качестве биологических маркеров [2]) и в наноэлектронике (солнечные элементы [3], эффективные преобразователи для искусственного фотосинтеза [4]). Кроме того, такие наночастицы могу быть использованы как катализаторы роста полупроводниковых нитевидных нанокристаллов, синтеза нанопористых материалов и мембран [5].

В свою очередь, коллоидные наночастицы золота могут быть использованы в качестве включений SiO_xN, SiO₂ и других оксидных пленок, представляющих огромный интерес с точки зрения создания и исследования нанокомпозитных материалов с нелинейными оптическими и электронными свойствами. В настоящее время наиболее распространенные способы получения подобных нанокомпозитных пленок основаны на использовании зольгель метода, ионной имплантации или in-situ роста. Однако, ввиду постоянно возрастающей потребности в неорганических нанокомпозитных пленках, обладающих большими площадями, а также фиксированным профилем распределения включений, приоритетным направлением является разработка альтернативных малоотходных и экономичных методов.

Настоящая работа посвящена изучению процессов внедрения коллоидных наночастиц золота в слои SiO₂, предварительно созданных на подложках монокристаллического кремния с ориентацией типа (100). Внедрение наночастиц золота осуществлялось путем термического отжига образцов с нанесенными золотыми наночастицами при повышенных температурах вплоть до 1000°С, как в условиях вакуума, так и в атмосферах воздуха, азота, кислорода. Морфологические особенности формируемых при внедрении наночастиц в окисные слои наночастиц пор были исследованы с использованием растровой электронной микроскопии.

[1] B. Cuenya et. al., Surf. Sc. Rep., 70, 2 (2015).

- [2] L. Austin et. al., Arch. of tox., 88, 7, (2014).
- [3] M. Chen et.al., ACS apl. mat. & interf., 6, 3, (2013).
- [4] W. Zhu et. al., J. Am. Chem. Soc., 135, 45 (2013).

[5] L. De Vreede et.al., J. of micromech. and microeng., 26, 3 (2016).

Кинетическое огрубление рельефа поверхности GaAs: эксперимент и Монте-Карло моделирование

Казанцев Д.М.^{1,2}, Ахундов И.О.¹, Кожухов А.С.¹, Альперович В.Л.^{1,2}, Латышев А.В.^{1,2}

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13 ²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Атомно-гладкие поверхности кристаллов необходимы для научных исследований, а также создания наноструктур и приборов. В работах [1,2] была развита методика получения поверхностей GaAs с атомно-гладкими террасами, разделенными ступенями моноатомной высоты. Эта методика состоит в отжиге в условиях, близких к равновесию между кристаллом и парами мышьяка и галлия, когда не происходит ни роста, ни сублимации, и позволяет получать ступенчато-террасированные поверхности при отжиге GaAs «еріready» подложек с малой исходной величиной среднеквадратичной шероховатости $\rho \sim 0.1$ -0.2 нм. Для выглаживания поверхностей с большей величиной шероховатости желательно увеличить температуру отжига, чтобы ускорить массоперенос на поверхности. Однако максимальная температура отжига ограничивается разупорядочением (огрублением) рельефа поверхности, которое наблюдается при высоких температурах $T > 700^{\circ}$ C и состоит в разрушении ступенчато-террасированной морфологии, формировании островков или ямок более чем моноатомной высоты и эшелонов ступеней [1]. Известно, что огрубление рельефа может быть обусловлено термодинамическим «огрубляющим переходом» («roughening transition») к шероховатой поверхности при уменьшении линейного натяжения атомных ступеней до нуля, когда становится выгодной спонтанная генерация ступеней [3]. Помимо этого, разупорядочение поверхности может быть вызвано кинетическими нестабильностями, возникающими из-за отклонения условий отжига от равновесия в сторону роста или сублимации. Задача данной работы состоит в выяснении причин разупорядочения поверхности GaAs при высоких температурах.

Методики отжига GaAs и измерения рельефа поверхности с помощью атомносиловой микроскопии описаны ранее [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]. Моделирование показало, что термодинамический огрубляющий переход должен происходить при температурах $T \sim 1800$ - 2000°C, существенно больших, чем в эксперименте. Экспериментально и с помощью моделирования установлено, что термическое разупорядочение поверхности GaAs обусловлено кинетическими нестабильностями при отклонении условий отжига от равновесия в сторону роста или сублимации. Эта гипотеза объясняет экспериментально наблюдавшееся формирование мультислойных островков или ямок при отклонении условий отжига от равновесных в сторону сублимации или роста, соответственно, а также эффекты эшелонирования ступеней. Островки и ямки образуются благодаря обтеканию "центров торможения" атомными ступенями. Обсуждается возможная природа центров торможения. Изучена зависимость эффектов эшелонирования ступеней на центрах торможения от угла отклонения поверхности от сингулярной грани. Установлено, что эшелоны формируются при достаточно больших углах отклонения и, соответственно, малой ширине террас на исходной ступенчато-террасированной поверхности. Рассмотрены тепловые флуктуации формы атомных ступеней с различной кристаллографической ориентацией.

[1] V.L. Alperovich, I.O. Akhundov et al., Appl. Phys. Lett. 94, 101908 (2009).

[4] D.M. Kazantsev, I.O. Akhundov et al., Appl. Surf. Sci. 333, 141 (2015).

^[2] I.O. Akhundov, V.L. Alperovich et al., Appl. Surf. Sci. 269, 2 (2013).

^[3] J. Lapujoulade, Surf. Sci. Rep. 20, 191 (1994).

Модифицирование поверхности CaF₂ сфокусированным электронным пучком

Кацюба А.В.¹, Кучинская П.А.¹, Крупин А.Ю.²

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр.. Лаврентьего 13 ²НГТУ, 630073, Новосибирск, пр. К.Маркса 20

В установках молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) основным способом контроля растущей пленки является метод дифракции быстрых электронов (ДБЭ) на отражение. Однако в ряде случаев этот метод, оказывает сильное воздействие на поверхность растущей пленки, и как следствие приводит к изменению механизма роста. При эпитаксии щелочноземельных металлов (ЩЗМ) в области падения пучка электронов ДБЭ всегда наблюдался характерный след. Такие изменения связаны с явлением радиолиза, т.е. диссоциации молекулы CaF₂ на кальций и фтор. В проводимых нами экспериментах по влиянию ДБЭ на поверхность CaF₂, варьируемыми параметрами были: температура подложки, ориентация подложки, способ роста.

Проведенные расчеты показывают, что несколько электронов обладают достаточной энергией для разрыва химической связи одной молекулы CaF₂. Методом комбинационного



Рис. 1. – ACM-изображение:а) поверхности пленки CaF₂ без облучения; б) поверхности пленки CaF₂,облученной быстрыми электронами;

рассеяния света было показано, что в месте облучения образуется химическая связь CaSi₂. Сфокусированный пучок электронов оказывает различное влияние на морфологию эпитаксиальной пленки. Прежде всего, это зависит ОТ параметров осаждения СаF₂. При определенных режимах такое воздействие позволяет получить структурированную поверхность. На рис.1(а) показана поверхность

пленки CaF₂ выращенная на подложке Si (100) при температуре 500 °C. На рис.1(б) показана поверхность пленки CaF₂,этого же образца, облученная быстрыми электронами вовремя роста структуры.

Осаждение CaF2 на подложку Si при температуре 700 °C, приводит к образованию вытяну-



Рис. 2. – ACM-изображение:а) поверхности пленки CaF₂ без облучения; б)поверхности пленки CaF₂,облученной быстрыми электронами;

тых линий, вдоль направления [110] рис.2(а), но при этом образуется много дефектов, облучение такой поверхности после окончания роста, при той же температуре приводит к уменьшению дефектов рис.2(б). Такие подложки со структурированной поверхностью можно использовать для упорядоченного роста квантовых точек.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-32-00352 мол_а.

Расчет изменения температуры многослойных гетероструктур в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии

Кацюба А.В.¹ Рудин С.А.¹ Кучинская П.А.¹, Крупин А.Ю.²

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр.. Лаврентьего 13 ²НГТУ, 630073, Новосибирск, пр. К.Маркса 20

В установках молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) важнейшим параметром во время роста является температура подложки, как правило, она определяется термопарой, но отсутствие контакта с образцом не позволяет точно определить температуру в процессе эпитаксиального роста. При появлении эпитаксиальной пленки происходит дополнительное поглощение и отражение энергии, соответственно, количество не поглощенной энергии изменятся, что приводит к увеличению или уменьшению температуры образца, в зависимости от преобладающего процесса. В данной работе проводился расчет изменения температуры в процессе эпитаксиального роста для многослойных структур Ge/Si и CaF₂/Si. Была разработана физическая модель и методика расчета изменения температуры гетроструктур в процессе МЛЭ. В предлагаемой модели использовалось уравнения теплового баланса.

$$(1 - R(\lambda))\sigma T_{\mu}^{4} = I_{s} + 2\sigma T_{s}^{4} \tag{1}$$

Здесь учтено равенство площадей поверхностей нагревателя и подложки. Плотность потока энергии, излучаемой нагревателем, описывается законом Стефана-Больцмана, где *T*_H- радиационная температура нагревателя, *T*_S-искомая температура подложки. В выражении (1) *I*_S-плотность потока теплового излучения, прошедшего через образец наружу.

Помимо влияния коэффициента поглощения, в определенных случаях, сильное влияние на температуру образца оказывает коэффициент отражения. За счет многократного переотражения в многослойных структурах Ge/Si поглощается дополнительная часть энергии, и температура такой гетероструктуры увеличивается (рис.1(а)). Видно, что с каждым периодом температура образца повышается примерно на 1 °C. Это означает, что при большом количестве периодов, 20 и более, механизм роста германия будет меняться, что приведет к деградации структуры. При эпитаксии многослойной структуры промежуточным слоем, в которой является CaF₂, из-за эффектов многократного отражения, изменение температуры происходит каждый раз при эпитаксии нового слоя. Проведен расчет многослой-



Рис. 1. – увеличение температуры образца в зависимости от количества слоев: a-Ge, б-CaF₂

ной периодической структуры Si 500 mkm/CaF₂ 0.01 mkm/Si 1 mkm при T_H=1000 °C (рис.1(б)), который показал, что при появлении пленки CaF₂ температура образца снижается, так как часть энергии покидает образец (просветляющее покрытие), далее при появлении эпитаксиальной пленки Si температура резко увеличивается, так как часть энергии многократно отражается и поглощается образцом.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-32-00352 мол_а.

Формирование необычных *трансротационных* кристаллов, выявляемых дифракционной электронной микроскопией *in situ* при фазовых переходах в тонких аморфных плёнках

Колосов В.Ю.

Уральский федеральный университет, 620000, Екатеринбург, пр. Ленина 51, ИЕНиМ

Последние 30 лет наблюдается возрастающий интерес к получению и исследованиям необычных для конденсированного состояния структур: квазикристаллов, фулеренов, нанотрубок (и их модификаций), в т. ч. наноструктур. В данной работе обобщаются новые и ранее полученные экспериментальные результаты по формированию и строению на нано-, мезо- и микроуровне других, мало известных, необычных кристаллический образований, выявленных для целого ряда пленок, преимущественно полупроводников, и окислов, приготовленных различными методами в исходно аморфном состоянии. Основные данные получены методами дифракционной просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), с использованием микродифракции и оригинального метода изгибных экстинкционных контуров [1], а также ЭМ высокого разрешения и атомно-силовой микроскопии.

Как показано ранее [2] рост кристаллов в нанотонких (до 100 нм) аморфных плёнках может сопровождаться сильным (по последним данным до 300 градусов на 1 мкм) внутренним "искривлением кристаллической решетки" недислокационной природы. Для столь необычных микрокристаллов, соответствующих новому типу конденсированного состояния в тонкой пленке, введен термин "**трансротационные**" кристаллы [3], так как застройку атомной решетки упруго искаженной структуры можно схематично описать **транс**ляцией элементарной ячейки кристаллической решетки, сопровождаемой небольшим постоянным вращением (**ротац**ией, до долей градуса в расчете на элементарную ячейку). Наибольшее своеобразие трансротационной структуры проявляется на мезоуровне, когда на участках 100-1000 нм достигаются сильные закономерные, преимущественно неазимутальные, повороты решетки. Охарактеризованы факторы, влияющие на возникновение, величину и различные типы геометрии внутреннего искривления решетки трансротационных



Рис.1. Схема геометрии внутреннего изгиба плоскостей трансротационных кристаллов (сверху) и ПЭМ кристаллов Se, Fe₂O₃, Ta₂O₅, C+Se+C, Cu-Te (справа-налево). Метка 1 мкм (где не указано.

кристаллов, рис. 1.

Поддержано Минобрнауки (№ 3.6121) и Пр. 211 правительства РФ (№ 02.А03.21.0006)

[1] I. E. Bolotov and V. Yu. Kolosov, Phys. Stat. Sol. 69a, 85 (1982).
[2] I. E. Bolotov, V. Yu. Kolosov and A. V. Kozhyn, Phys. Stat. Sol., 72a, 645 (1982).
[3] V. Yu. Kolosov and A. R. Tholen, Acta Mater., 48, 1829 (2000).

Полуполярные нитриды алюминия и галлия на кремнии: роль фасетированной поверхности подложки

Бессолов В.Н.¹, Калмыков А.Е.¹, **Коненкова Е.В.**¹, Кукушкин С.А.², Мясоедов А.В.¹, Osipov A.V.², Пантелеев В.Н.¹, Сорокин Л.М.¹

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26 ² ИПМаш, 199178, Санкт-Петербург, Большой пр. В.О., 61

<u>Цель работы:</u> оценить возможности эпитаксий - газофазной (HVPE) AlN и GaN и твердотельной SiC/Si - для синтеза полуполярного GaN на подложке Si(100), как новой платформы нитрид-галлиевой оптоэлектроники.

Методика синтеза: Использовались разориентированные на 4⁰ подложки Si(100). Синтез SiC толщиной 50-80 нм проходил при температуре 1250°С из смеси газов CO+SiH4 либо при давлении CO равном 0,6 Torr (образец № 1), либо - 1 Torr (образец № 2). Затем на поверхности SiC были выращены методом HVPE при T=1080°C слои AlN толщиной ~ 0,3-1 мкм при разных (0,02 мкм/час и 1 мкм/час) скоростях и затем GaN – (температура эпитаксии 1050⁰С и скорость - 1 мкм/час.

Экспериментальные результаты: Особенность синтеза SiC на Si заключается в том, что на вицинальных поверхностях (100) происходит формирование наклонных фасеток. При низких давления CO образуются более толстые и шероховатые пленки SiC, а при высоких давлениях CO пленки вырастают более тонкими и гладкими. Это приведет к тому, что критический размер зародыша AlN будет "чувствовать" и различать структуру фасеток как на террасе, так и на ступенях. Это означает, что морфология и ориентация слоя AlN,



Рис. 1. – ПЭМ изображения интерфейса скола AlN/3C-SiC, отклоненного от оси «с» на 47°.

выращенного на подложке № 1 и подложке № 2 будет существенно различной. Полученные нами рентгеноструктурные измерения слоев AlN подтвердили наши предположения и показали, что при росте на образце № 1, поверхность которого покрыта пирамидальными выступами при скорости роста AlN около 1 мкм/час (высокое значение пересыщения) формируется полуполярная структура AlN(20-23) на SiC/Si(100). На более гладкой поверхности образца № 2 при тех же условиях синтеза формируется слой AlN с совершенно другим наклоном, а именно, он отклонен от полярного состояния только на 15 градусов. Если скорость роста слоя AlN составляет около 0,02 мкм/час (низкое значение пересыщения), то на обоих типах (№ 1 и № 2) подложек SiC/Si(100) растет слой AlN(0002). Слой GaN повторяет структуру AlN ТЕМ-изображения слоя. скола структуры AlN/SiC/Si(100) вырощенное со скоростью 1 мкм/час показывает, что отклонение слоя от поверхности с

трехмерными зародышами и огранкой 3C-SiC(111) составляет около 47°, что соответствует плоскости (20-23) (рис.1), а отклонение слоя AlN от плоской поверхности 3C-SiC– около 15 градусов. Дифракционная картина слоев AlN(20-23) и слоев AlN с отклонением на 15° показывает более высокое качество AlN(20-23).

<u>Выводы</u>: Установлено, что в методе HVPE при низких (около 0,02 мкм/час) скоростях роста AlN на фасетированной поверхности SiC/Si(100) слой формирутется в полярном направлении, а при более высоких >1 мкм/час – в полуполярном. Показано, что фасетирование поверхности Si(100) зародышами 3C-SiC – перспективный путь получения полуполярных AlN и GaN(20-23).

Получение низкой плотности GaN/AlN КТ в процессе перераспределения вещества на поверхности смачивающего слоя

Конфедератова К.А., Мансуров В.Г., Малин Т.В., Галицын Ю.Г., Александров И.А., Вдовин В.И., Журавлев К.С.

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

Нитриды металлов третьей группы (GaN, AlN, InN) являются важными материалами для развития современной силовой и СВЧ электроники, а так же оптоэлектроники в види-

мом и УФ диапазоне. В частности, квантовые точки (КТ) низкой плотности (~ 10^8 см⁻²), созданные на основе Азнитридов, позволяют создавать одноэлектронные приборы, излучатели одиночных или запутанных фотонов, работающие при комнатной температуре. Обычно КТ выращиваются методом Странского-Крастанова (СК) или капельной эпитаксией. В этих случаях сложно получать низкую плотность GaN КТ и при этом сочетать ее с необходимой формой и размерами островков. КТ, полученные методом капельной эпитаксии, имеют низкую кристалличность из-за неполной нитридизации капель Ga.

В данной работе представлен метод создания GaN KT на поверхности (0001)AlN при перераспределения адатомов

Ga и N на поверхности смачивающего слоя GaN. Формирование КТ исследовалось *in situ* методом ДБЭО, *ex situ* методами ACM, СЭМ с ЭДС, ПЭМ и м-ФЛ. Сначала выращивался двумерный слой GaN: на поверхность AlN осаждался Ga (3–4 монослоя), затем поверх-

ность выдерживалась в потоке аммиака (10 sccm). Температура нанесения Ga варьировалась от 540 до 750°С. При этом на дифракционной картине (ДК) сначала наблюдались штрихи от поверхности двумерного AlN, затем ДК гасла при осаждении Ga, и при обработке поверхности аммиаком снова появлялись штрихи от смачивающего слоя GaN. Далее температура подложки резко повышалась от 540°С до 900°С и полученный смачивающий слой GaN прогревался. Формирование КТ подтверждалось появлением 3D рефлексов на ДК. Затем массив GaN КТ заращивался материалом матрицы AlN. Методом ПЭМ получены изображения одиночных GaN КТ высотой ~3 нм и диаметром 10 нм (рис. 2). В спектрах гелиевой м-ФЛ обнаружены пики, соответствующие рекомбинации экситонов и

[11-20] 3D GaN 2D AIN (0 -1) (0 0) (0 1) (0 2)

Рис. 1. – ДК в точке перехода от гладкой поверхности к образованию трехмерных островков в процессе нагрева подложки от 540°С до 900°С.



Рис. 2. – ПЭМ изображение одиночной GaN KT.

биэкситонов в КТ, идентифицированные используя зависимость интенсивности пиков от мощности лазера. Анализ спектров м-ФЛ позволил оценить высоту ~3нм и плотность 10^8 см⁻² КТ.

Высота полученных GaN KT (3нм) больше, чем исходная толщина слоя GaN (1нм). Его поверхность шероховата, следовательно, увеличивается влияние кинетических эффектов, которые возникают из-за наличия барьера Эрлиха-Швобеля (БЭШ). БЭШ - энергетический барьер, расположенный на ступенях, который адатомы должны преодолеть, чтобы диффундировать вниз по ступеньке и прикрепиться к ее нижнему краю. При наличии такого барьера вероятности прикрепления к верхнему и нижнему краям ступеней различны. Эта асимметрия делает рост нестабильным при наличии перепада высот. Как следствие, он индуцирует массовый ток "в гору", который может индуцировать специфические самоорганизующиеся поверхностные структуры такие, как КТ. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 17-02-00947 и 17-52-04023).

Исследование влияния соотношения галлия и индия на электронную структуру и оптические свойства монокристаллов CuIn_{1-x}Ga_xSe₂

Кузнецова Т.В.^{1,2}, Гребенников В.И.^{1,2}, Поносов Ю.С.¹, Якушев М.В.^{1,2,3,4}

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

³Институт химии твердого тела УрО РАН, Екатеринбург

⁴Department of Physics, Strathclyde University, Glasgow, United Kingdom

Полупроводники CuIn1-xGaxSe2 (CIGS) используются в качестве поглощающего слоя в солнечных элементах. Тонкопленочные устройства на их основе являются ведущими по эффективности (~20 %) преобразования солнечной энергии, стабильности работы и радиационной устойчивости. До сих пор основное внимание исследователей уделялось измерению величины энергетической щели по оптическим спектрам поглощения или отражения. Методом резонансной фотоэмиссии определена электронная структура монокристаллов CuIn_{1-x}Ga_xSe₂, установлены основные закономерности ее трансформации при изменении концентрации х от 0 до 1. Исследована зависимость формы спектров валентных полос от энергии фотонов. Показано, что интегральные интенсивности фотоэмиссии определяются атомными сечениями фотоионизации. Изучены сопровождающие фотоэмиссию процессы прямого и двухступенчатого рождения фотоэлектронов, участие внутренних состояний в спектрах электронов из валентных полос. При пороговом возбуждении Cu 2p-уровня получены двухдырочные конечные состояния в фотоэмисии. Сильное взаимодействие дырок приводит к мультиплетному расщеплению этих состояний. С использованием энергетической зависимости атомных сечений фотоионизации определены парциальные плотности состояний компонентов. Комбинационное рассеяние света является мощным неразрушающим методом для характеризации различных материалов, будучи чувствительно как к химическому составу, так и структуре и ее нарушениям в реальных образцах, полученных в различных условиях. В спектрах КРС активны 19 оптических колебаний : А₁+3B₁+3B₂+6E. Наиболее интенсивным является колебание А₁ симметрии, частота которого при замещении индия галлием смещается со 175 до 185 см⁻¹. В этом колебании смещаются только атомы селена и его энергия слабо меняется при малых концентрациях галлия. При содержании галлия выше 20% начинается линейный рост частоты, что дает возможность оценивать количество галлия в этой области концентраций из спектров КРС. Данные получены на монокристаллических образцах и могут быть использованы для оценок в пленочных материалах. Использование фотоэлектронной спектроскопии и спектроскопии комбинационного рассеяния в сочетании с расчетами из первых принципов позволило изучить эволюцию структуры валентной зоны в твердых растворах CuIn_{1-x}Ga_xSe₂, где х меняется от 0 до 1.

Исследование выполнено при поддержке гранта РНФ № 17-12-01500.

²Уральский федеральный университет, Екатеринбург,

Кинетика формирования наноструктур с квантовыми точками в системах Ge_xSi_{1-x}/Sn/Si и Ge_xSn_ySi_{1-x-y}/Si

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

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

В работе рассматривается рост по механизму Странского–Крастанова эпитаксиальных слоев Ge_xSi_{1-x} на поверхности Si(100) с предварительно нанесенным слоем олова (Ge_xSi_{1-x}/Sn/Si), а также слоев Ge_xSn_ySi_{1-x-y} с невысоким содержанием олова на чистой поверхности кремния Si(100) (Ge_xSn_ySi_{1-x-y}/Si). Выбранные системы материалов привлекают в настоящее время большое внимание исследователей, так как в их рамках можно управлять шириной запрещенной зоны и получать прямозонные полупроводники, что снимает ограничения на создание светоизлучающих устройств на основе кремния, вызванные его непрямозонностью [1, 2]. В свою очередь, синтез пленок Si_{1-x}Ge_x используется не только для создания виртуальных подложек для последующего роста Ge, но и имеет самостоятельное значение. Так, например, напряженные гетероструктуры Si_{1-x}Ge_x используются в качестве материала базы для увеличения быстродействия в современных транзисторах. При этом в литературе практически отсутствуют работы, посвященные теоретическому описанию процессов роста твердых растворов Si_{1-x}Ge_x и Ge_xSn_ySi_{1-x-y}, способные адекватно описать экспериментальные результаты [3, 4].

Рассматриваются основные особенности послойного роста смачивающего слоя и условия перехода от двумерного к трехмерному росту в указанных материальных системах. Кроме того, рассматривается зарождение и рост трехмерных наноостровков (квантовых точек) в этих системах. При этом используется обобщенная кинетическая теория формирования точек, основанная на общей теории нуклеации Зельдовича. Определяется изменение свободной энергии при переходе атомов из смачивающего слоя в островок, активационный барьер нуклеации и критическое число атомов в зародыше. Затем определяется критическая толщина перехода от двумерного к трехмерному росту и функция распределения квантовых точек на стадии их зарождения, а также ее трансформация во времени [5, 6].

В результате, впервые теоретически описаны наблюдаемые в эксперименте зависимости критической толщины перехода по Странскому–Крастанову от состава твердого раствора и температуры синтеза. Более того, получены выражения, позволяющие определять поверхностную плотность, средний размер и функцию распределения по размерам для квантовых точек в ансамбле. Проводится сравнение рассчитанных величин с экспериментальными данными, которое подтверждает применимость используемой модели.

Разработанная теоретическая модель роста квантовых точек в материальных системах Ge_xSi_{1-x}/Sn/Si и Ge_xSn_ySi_{1-x-y}/Si может быть использована при разработке и создании различных полупроводниковых приборов нано- и оптоэлектроники, таких как быстродействующие транзисторы, светоизлучающие устройства, инфракрасные фотодетекторы и солнечные элементы.

- [1] S. Zaima et al., Sci. Technol. Adv. Mater., 16, 043502 (2015).
- [2] S. Wirths et al., Progr. Cryst. Growth and Chararateriz. Mater., 62, 1 (2016).
- [3] J.-N. Aqua et al., Phys. Rep., 522, 59 (2013).
- [4] J. Wu et al., J. Phys. D: Appl. Phys., 48, 363001 (2015).
- [5] V.G. Dubrovskii, Nucleation theory and growth of nanostructures, Springer, Berlin (2014).
- [6] K.A. Lozovoy et al., Cryst. Growth Des., 15, 1055 (2015).

Образование преципитатов Mg₃N₂ при легировании слоёв GaN магнием в аммиачной МЛЭ

Малин Т.В.¹, Журавлев К.С.¹, Мансуров В.Г.¹, Галицын Ю.Г.¹, Протасов Д.Ю.¹, Бер Б.Я.², Давыдов В.Ю.², Ратников В.В.², Смирнов А.Н.², Казанцев Д.Ю.², Елисеев И.А.²

¹ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 13 ²ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, , 94021, ул. Политехническая, 26

Слои GaN легированные магнием (GaN:Mg) активно используются для разработки новых мощных светодиодов, лазеров, видимо-слепых и солнечно-слепых фотоприемников и других устройств оптоэлектроники. Ранее, при исследовании процессов легирования GaN магнием, было обнаружено в условиях ex situ, что при повышении концентрации Mg, наряду с образованием акцепторов, возможно образование фазы Mg₃N₂ [1].

Данная работа посвящена комплексному исследованию эпитаксиальных слоев GaN:Mg, выращенных на слое (0001)AlN методом аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии. При исследовании эпитаксиального роста in situ методом дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) было обнаружено, что при увеличении потока Mg выше определенного критического значения в ДБЭО картине GaN действительно появляются новые рефлексы (смотри Рис.1.), связанные с образованием фазы Mg₃N₂ с периодичностью 2.8-2.9 A [1,2].

Образцы GaN легированные Mg исследовались KPC. методом Концентрация дырок определялась с помощью эффекта Уровень Холла. легирования образцов определялся методом ВИМС. Плотности



Рис. 1. – ДБЭО картины поверхности слоёв GaN с разным уровнем легирования Mg.

краевых и винтовых дислокаций расчитывались из данных ДРЛ.

Было обнаруженно, что при увеличении потока Mg на ростовую поверхность количество встроенного магния растет, вместе с увеличением концентрации дырок (максимальное значение концентрации $h\sim7.0E+17$ см⁻³ при уровне легирования Mg~5.0E+19см⁻³), но при достижении порогового значения концентрация дырок резко падает. Такое поведение согласуется с образованием новой фазы Mg₃N₂ и свидетельствует о том, что образование преципитатов Mg₃N₂ конкурирует со встраиванием магния в галлиевые узлы кристаллической решетки GaN, то есть с образованием акцепторных состояний. При этом Рамановские спектры так же демонстрируют немонотонное поведение линий Mg, помимо этого при избыточном увеличении концентрации Mg в слоях GaN наблюдается увеличение плотности краевых и винтовых дислокаций рассчитанных по данным ДРЛ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 17-02-00947, 16-02-00018). ВИМС измерения выполнялись в ЦКП "Материаловедение и диагностика в передовых технология" (ФТИ им. А.Ф. Иоффе), поддерживаемом Минобрнауки России.

[1] P. Vennegues et al., Phys. Rev. B, 68, 235214 (2003).

[2] C.M.Fang et al., J. Phys. Condens. Matter, 11, 4833 (1999).

Формирование графеноподобного AlN на поверхности (111)Si

Мансуров В.Г.¹, Малин Т.В., Галицын Ю.Г.¹, Милахин Д.С.¹, Журавлев К.С.¹, Cora I.², Kovács A.², Pecz B.²

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

²Institute for Technical Physics and Materials Science, Centre for Energy Research, Hungarian Academy of Sciences, Budapest, KFKI Campus Building 26, HUNGARY

После пионерских работ Гейма и Новоселова, посвященных исследованию графена, возник большой интерес ко многим другим графеноподобным материалам, в том числе и к графено-(графито-) подобному AlN (g-AlN). На настоящий момент имеется ряд теоретических работ [1,2] о возможности образования g-AlN. Имеется всего одна экспериментальная работа по формированию g-AlN на поверхности серебра Ag(111). Данная работа посвящена экспериментальному исследованию образования g-AlN на поверхности кремния (111)Si

Эксперименты проводились в МЛЭ установке (фирмы Riber, Франция). При температурах 900-1150°С поверхность кремния обрабатывалась аммиаком. Возникала реконструк-

ция (8×8) поверхностного слоя SiN. Затем, при нанесения металлического Al реконструкция (8×8) переходила в сверхструктуру (4×4), которая показана на рис. 1.

Прецизионные измерения постоянной решетки g-AlN и совпадение рефлекса (0 1) AlN с дробным рефлексом (0 5/4) кремния позволили определить величину постоянной решетки



Рис. 1. — (а) ДБЭО g-AlN реконструкция (4×4), (b) профиль интенсивности (A-B).

g-AlN – 3.08±0.003 A, в то время как для объемного AlN постоянная решетки a = 3.12 A. Полученное экспериментально значение совпало с теоретически рассчитанным значением

g-AlN [1,2]. для Электронномикроскопическое изображение высокого разрешения (ВРЭМ) образца с 4 монослоями g-AlN на поверхности Si показано на рис.2. Отметим, что межплоскостное расстояние в g-AlN изменяется от 2.86 А до 2.5 А, (последнее приближается к значению в вюрцитной структуре AlN, w-AlN). При достижении 6 монослоев g-AlN происходит фазовый переход в w-AlN. Латеральная постоянная решетки графеноподобных структур меньше, чем соответствующая постоянная трехмерных кристаллических V



Рис. 2. – Изображение ВРЭМ g-AlN.

структур, что есть естественное следствие увеличения порядка межатомной связи в графеноподобных структурах (p=1.5) по сравнению с объемными (p=1).

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 17-02-00947, 17-52-45108).

[1] H. Şahin, et al., Phys. Rev. B, **80**, 155453 (2009).

[2] M. Xu, T. Liang, M. Shi, H. Chen, Chem. Rev. 113, 3766 (2013).

Образование двумерного монослоя SiN на поверхности (111)Si в потоке аммиака

Мансуров В.Г.¹, Малин Т.В, Галицын Ю.Г¹, Милахин Д.С.¹, Журавлев К.С.¹

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

Нитрид кремния (Si₃N₄) широко используется в микроэлектронике благодаря его уникальным свойствам таким как: высокое удельное сопротивление (10^{16} Ом см) и высокое пробивное напряжение (10^7 В/см). Образование сверхтонких качественных слоев Si₃N₄ на поверхности кремния является одной из актуальных задач современной нанотехнологии. Кроме того, большой интерес вызывает использование тонких кристаллических слоев Si₃N₄ в качестве подложек для формирования графена и других двумерных кристаллов. Образование Si₃N₄ в процессе нитридизации кремния изучалось в ряде работ, однако кинетика и механизм начальных стадий все еще не выяснены.

В настоящей работе исследовалось образование двумерного упорядоченного монослоя SiN в процессе нитридизации (111)Si в потоке аммиака методом дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО).

Эксперименты проводились в МЛЭ установке (фирмы Riber, Франция). Исходная чистая поверхность кремния, демонстрирующая реконструкцию (7×7), обрабатывалась аммиаком при температурах 700-1150 °С. Обнаружено, что вначале (через 5 секунд после начала нитридизации) на поверхности возникает реконструкция (8×8), означающая формирование упорядоченного двумерного слоя SiN; дифракционная картина реконструкции (8×8) показана на рис.1. Яркость и ши-



Рис. 1. – Изображение ДБЭО реконструкции (8×8), в процессе формировании SiN при температуре 1050 °C.

рина профиля дифракционных рефлексов реконструкции (8×8) существенно зависят от температуры поверхности, а именно, повышение температуры приводит к увеличению яркости и «резкости» дифракционных рефлексов. При дальнейшей нитридизации (при всех исследованных температурах) наблюдалось постепенное гашение дифракционной картины в целом, что мы связываем с образованием аморфной фазы Si₃N₄. Кривые изменения интенсивности дробного дифракционного рефлекса

(0 -3/8) показаны на рис.2.

температурной Анализ зависимости кинетики формирования фазы (8×8) показал, что энергия активации этой стадии 0.68 эB. а образование аморфной фазы происходит с энергией активации 2.4 эB. Такая двухстадийность процесса нитридизации, повидимому, означает, что высокоупорядоченная структура (8×8) не есть результат эпитаксиального роста кристаллической фазы β-Si₃N₄ на (111)Si, как предполагалось в [1], а является реконструкцией поверхности (111)Si индуцированной хемосорбцией NH₃.

Работа поддержана грантами РФФИ (№17-02-00947, 17-52-45108).

[1] X.-S. Wang, G. Zhai, J. Yang, L. Wang, et al., Surf. Sci., 494, 83 (2001).



Рис. 2. – Поведение интенсивности дробного рефлекса (0 -3/8) при нитридизации

Влияние условий роста твёрдых растворов GaInAsP изопериодных к InP на распределение компонентов пятой группы по толщине эпитаксиального слоя

Маричев А.Е.^{1,2}, Гагис Г.С.¹, Фёдоров И.В.³, Попова Т.Б.¹, Казанцев Д.Ю.¹, Васильев В.И.¹, Пушный Б.В.^{1,2}.

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе (Ioffe Institute), 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

² НТЦ микроэлектроники РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

³БГТУ «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова, 190005, Санкт-Петербург, ул. 1-я Красноармейская, 1

Твёрдые растворы GaInAsP, изопериодичные с InP представляют интерес для изготовления оптоэлектронных приборов ближнего инфракрасного диапазона (охватывают диапазон длин волн $\lambda = 0.92 - 1.77$ мкм). В данной работе исследовано влияние условий роста эпитаксиальных слоёв GaInAsP на подложках InP на однородность распределения компонентов по толщине и на резкость гетерограниц.

Выращивание осуществлялось методом ГФЭМОС при температуре 600 °С и пониженном давлении. В течение осаждения каждого эпитаксиального слоя температура и молярные потоки соединений элементов третьей и пятой групп оставались постоянными. Состав эпитаксиальных слоёв $Ga_{1-x}In_xAs_yP_{1-y}$ был измерен с помощью рентгеновского микроанализатора «Camebax» (*x*с, *y*с – измеренное содержание индия (*x*) и мышьяка (*y*) соответственно), для каждого из полученных слоёв величина несоответствия параметра решётки (НПР) рассчитывалась по выражению (1):

$$f_{\rm C} = (a(x_{\rm C}, y_{\rm C}) - a_{\rm InP})/a_{\rm InP},$$
 (1)

где $a(x_{\rm C}, y_{\rm C})$ – параметр решётки в отсутствие деформаций, определяемый правилом Вегарда, $a_{\rm InP}$ – параметр решётки буферного слоя InP и подложки. Распределение компонентов по толщине эпитаксиального слоя было измерено с помощью вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС).

В случаях $|f_C| < 5 \cdot 10^{-3}$, распределение элементов третьей группы (*x*) по толщине слоя было равномерным, в противном случае у гетерограницы с InP имелся переходный слой от 40 до 200 нм. У образцов с $x_C = 0.86 - 0.87$, $y_C = 0.07 - 0.41$ и $|f_C|$ больше $1 \cdot 10^{-3}$, содержание мышьяка (*y*) возрастало от гетерограницы с InP к поверхности. Для образцов с $0.53 \le x_C \le 0.85$, $0.45 \le y_C \le 0.94$ содержание мышьяка (*y*) выходило на постоянное значение на некотором расстоянии от границы с буферным слоем, протяжённость переходного слоя зависила от величины $|f_C|$.

Изменение НПР по толщине слоя f_D , рассчитанное по данным ВИМС показывало, что для полученных в данной работе образцов параметр решётки либо оставался постоянным на всей толщине слоя (для $|f_C| < 1 \cdot 10^{-3}$), либо увеличивался от гетерограницы GaInAsP/InP к поверхности эпитаксиального слоя в соответствии с характером распределения компонентов.

Обобщая полученные данные, можно сделать вывод, что поверхность роста оказывает влияние на состав осаждаемой твёрдой фазы наряду с величинами потоков прекурсоров компонентов и температурой роста.

Ионно-стимулированное преобразование слоя собственного оксида GaAs в слой диэлектрика Ga₂O₃

Микушкин В.М.¹, Никонов С.Ю.¹, Солоницына А.П.¹, Наумочкин М.А.¹, Марченко Д.Е.²

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

²Санкт-Петербургский государственный университет, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб. 7/96

Недостатком GaAs, одного из наиболее распространённых полупроводников, являются неудовлетворительные диэлектрические свойства собственного окисла, состоящего из смеси оксидов Ga₂O₃, As₂O₃ и As₂O₅ [1-3]. Уменьшить токи утечки удаётся термическим окислением, которое позволяет обогатить слой диэлектрически более прочным оксидом галлия благодаря относительно высокой летучести оксидов мышьяка. При этом отношение концентраций основных элементов может достигать величины [Ga]/[As] ~ 1.2 [4]. В насто-

ящей работе в слое естественного окисла GaAs, образующегося при комнатной температуре на воздухе, наблюдалось намного более значительное увеличение указанного отношения благодаря облучению слоя ионами Ar^+ с энергией $E_i =$ 2500 эВ. Ионное облучение приводило к полному распаду оксида мышьяка, образованию элементарного мышьяка и его последующей диффузии за пределы исследуемого слоя. В результате был получен слой собственного оксида GaAs, в котором концентрация Ga почти в три раза превысила концентрацию As ([Ga]/[As] = 2.8), а содержание фазы Ga₂O₃ достигло 80%. Приведённый на Рис. 1 фотоэлектронный спектр мышьяка демонстрирует полное исчезновение оксидов мышьяка в результате ионного облучения. В спектре As3d облучённого образца наблюдается лишь линия элементарного мышь-



Рис.1. – Фотоэлектронные спектры As3d исходной пластины GaAs со слоем собственного оксида (сплошная линия) и этой же пластины после удаления оксидного слоя пучком ионов Ar⁺.

яка As^o (41.9 эВ), медленно покидающего слой даже при комнатной температуре. Показано, что кислород в атомарном и молекулярном виде, не успевший принять участие в восстановительном окислении галлия, также покидает оксидный слой. При этом фотоэлектронный спектр галлия Ga3d обнаруживает лишь линию оксида Ga₂O₃.

Таким образом, исследование элементного и химического состава слоя собственного оксида GaAs, облучённого пучком ионов Ar⁺, позволило обнаружить избирательный и полный распад оксида мышьяка и переход его в элементарное состояние с последующей диффузией за пределы исследуемого слоя. В результате был получен слой на 80% состоящий из фазы Ga2O₃, ширина запрещённой зоны которого, как известно, достигает 4.9 эВ.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 17-19-01200) и Гельмгольццентра-Берлин (HZB BESSY II).

- [1] C.C. Surdu-Bob, S.O. Saied, J.L. Sullivan, Appl. Surf. Sci. 183, 126 (2001).
- [2] M. Rei Vilar, J. El Beghdadi, F. Debontridder, at al., Surf. Interface Anal. 37, 673 (2005).
- [3] L. Feng, L. Zhang, H. Liu, at al., Proc. SPIE 8912, 89120N (2013).
- [4] T. Ishikawa, H. Ikoma, Jpn. J. Appl. Phys. 31, 3981 (1992).

Электронная структура слоя собственного оксида на поверхности *n*-GaAs (100)

Микушкин В.М.¹, Никонов С.Ю.¹, Солоницына А.П.¹, Наумочкин М.А.¹, Марченко Д.Е.²

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

² Санкт-Петербургский государственный университет, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб. 7/96

Атомно-чистая поверхность GaAs, как известно, химически исключительно активна и быстро окисляется даже в условиях высокого вакуума. Поэтому исследование свойств оксидов на поверхности GaAs на протяжении многих лет было объектом пристального внимания [1, 2]. Метод фотоэлектронной спектроскопии (ФЭС) оказался одним из наиболее эффективных в исследовании элементного и химического состава собственного оксида GaAs, поскольку информационная глубина метода сопоставима с обычной толщиной ок-

сидного слоя (~ 2 нм) [2-4]. В настоящей работе методом фотоэлектронной спектроскопии с использованием синхротронного излучения исследована зонная структура слоя собственного оксида на поверхности n-GaAs. На Рис. 1 приведён фотоэлектронный спектр валентной зоны оксида, образовавшегося на поверхности *n*-GaAs(100) в атмосфере при комнатной температуре естественным образом. Спектр характеризует плотность заполненных состояний валентной зоны исклю-



Рис. 1. – Фотоэлектронный спектр валентной зоны собственного оксида GaAs-ох и зонная структура GaAsох/n-GaAs.

чительно оксидного слоя без вклада подложки, поскольку длина свободного пробега фотоэлектрона, испущенного под действием фотона с энергией hv = 150 эВ, меньше толщины слоя. Экстраполяция края спектра валентной зоны даёт положение вершины зоны относительно уровня Ферми: $\Delta E_V = 1.0$ эВ. Полученная величина была использована при составлении схемы зонной структуры оксидного слоя на подложке GaAs-ox/n-GaAs, представленной на Рис. 1. Оксидный слой, состоящий из смеси оксидов Ga₂O₃, As₂O₃ и As₂O₅ [3-5] с шириной запрещённой зоны $\Delta E_g = 3.6 - 4.8$ эВ [6], выглядит на этой схеме, как широкозонный полупроводник *p*-типа, а вся система, как *p-n* гетеропереход.

Таким образом, использование мягкого рентгеновского излучения позволило установить электронное строение слоя собственного оксида, образующегося на поверхности *n*-GaAs(100) естественным образом. Показано, что оксидный слой образует с подложкой слоистую наноструктуру, напоминающую *p-n* гетеропереход.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 17-19-01200) и Гельмгольццентра-Берлин (HZB BESSY II).

- [1] A.G. Baca, C.I.H. Ashby, Fabrication of GaAs devices, IET, London, United Kindom, 2005.
- [2] C.C. Surdu-Bob, S.O. Saied, J.L. Sullivan, Appl. Surf. Sci. 183, 126 (2001).
- [3] M. Rei Vilar, J. El Beghdadi, F. Debontridder, at al., Surf. Interface Anal. 37, 673 (2005).
- [4] L. Feng, L. Zhang, H. Liu, at al., Proc. SPIE 8912, 89120N (2013).
- [5] T. Ishikawa, H. Ikoma, Jpn. J. Appl. Phys. 31, 3981 (1992).
- [6] D.P. Norton, Mater. Sci. Eng. R. 43, 139 (2004).

Механизм ускорения нитридизации сапфира быстрыми электронами

Милахин Д.С., Малин Т.В., Мансуров В.Г., Галицын Ю.Г., Журавлев К.С.

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

Процесс нитридизации является основополагающей стадией формирования А3нитридов на подложке сапфира, определяющей уровень качества последующих кристаллических эпитаксиальных слоев. Данный процесс представляет собой экспонирование нагретой подложки в потоке аммиака, используемого в качестве источника активного азота, с последующим образованием 1-2 ML кристаллического AlN.

Нагрев подложки в ростовой камере осуществляется посредством теплового излучения от нагревателя, в результате чего образуется реконструкция поверхности (1x1). При нагреве до температуры 1150 °C происходит реконструкционный переход (1x1) - $(\sqrt{31} \times \sqrt{31})$ R±9°. Реконструированная $(\sqrt{31} \times \sqrt{31})$ R±9° поверхность сапфира характеризуется пониженным по сравнению с объемом количеством атомов кислорода и содержит большое количество атомов алюминия. В работе [1] было предположено, что реконструированная поверхность $(\sqrt{31} \times \sqrt{31})$ R±9°, обогащенная атомами алюминия, будет активно взаимодействовать с атомами азота, поступающего на поверхность в процессе нитридизации. Однако в работе [2] экспериментальным путем было показано, что происходит лишь частичное восстановление алюминия до металлического состояния и кристаллическая фаза AlN не образуется.

В процессе исследования реконструированной ($\sqrt{31} \times \sqrt{31}$) R±9° поверхности сапфира методом дифракции быстрых электронов на отражение нами было обнаружено, что при непрерывном воздействии пучком электронов высоких энергий 11 кэВ, используемых в данном методе, происходит обратный реконструкционный переход ($\sqrt{31} \times \sqrt{31}$) R±9° - (1x1) и поверхность успешно нитридизуется исключительно в области воздействия пучка. В связи с этим была поставлена цель – изучить механизмы влияния пучка электронов высоких энергий на начальную стадию эпитаксии А3-нитридов и определить оптимальные параметры нитридизации в его отсутствие.

На основании анализа полученных экспериментальных данных и расчетов был сделан вывод, что в процессе электронного возбуждения поверхностных атомов кислорода, пучок инициирует электронно-стимулированную десорбцию кислорода ускоряя, тем самым, процесс нитридизации вглубь подложки сапфира в несколько раз за счет увеличения количества активных атомов алюминия.

С учетом влияния пучка электронов высоких энергий, было определено корректное время нитридизации сапфира и значительно повышено структурное качество буферного слоя AlN. В пленках AlN понизилась плотность инверсионных доменов и плотность дислокаций. Работа поддержана РФФИ (грант № 17-02-00947, № 16-02-00018).

[1] B. Agnarsson, M. Gothelid, S. Olafsson, H.P. Gislason, U.O. Karlsson. J. Appl. Phys., 101, 013 519 (2007).

[2] Милахин Д.С., Малин Т.В., Мансуров В.Г., Галицын Ю.Г. и Журавлев К.С., Физика и техника полупроводников, 49, 925-931(2015).

МЛЭ рост и характеризация лазерных структур с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe для длинноволновой области спектра

Михайлов Н.Н.^{1,2}, Дворецкий С.А.^{1,3}, Икусов Д.Г.¹, Ремесник В.Г.¹, Швец В. А.^{1,2}, Ужаков И.Н.¹, Морозов С.В.⁴, Гавриленко В.И.⁴.

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

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

³ Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

^{4.} Институт физики микроструктур РАН, 607680, Нижний Новгород, ул. Академическая, 7

В данной работе приведены результаты по выращиванию лазерных структур на основе HgTe квантовых ям (КЯ) методом МЛЭ с эллипсометрическим контролем состава и толщины *in-situ*. Расчет лазерных структур на основе HgTe/CdHgTe и экспериментальные результаты по стимулированному излучению таких структур представлены в [1,2]. Лазерная структура состоит из 5 HgTe KЯ толщиной $3,5\div6,5$ нм каждая, разделенных широкозонными барьером с составом $X_{CdTe}\approx0.65$ толщиной ≈50 нм и волноводными

широкозонными слоями с составом Х_{СdTe}≈0.65 толщиной 0,7÷4 мкм. Для получения излучения лазерные структуры должны иметь одинаковые параметры КЯ, согласованные с параметрами волноводов.

Была выращена серия лазерных структур с ожидаемым стимулированным излучением в области длин волн от 4 до 25 мкм. Контроль толщины HgTe KЯ и скорости роста осуществлялся с помощью эллипсометрических измерений *insitu*. Распределение состава в каждой HgTe KЯ и толщины получено расчетом по экспериментальным данным эллипсометрических параметров с помощью ме-



Рис. 1. – профиль распределения состава для 5 НдТе КЯ в лазерной структуре.

тода «эффективной подложки» [3] с учетом скорости роста. На рисунке 1 показано распределение состава в каждой из 5 HgTe KЯ лазерной структуры. Видно, что распределение состава и толщина во всех 5 HgTe KЯ практически совпадают.

Для прогнозирования ожидаемой длины волны стимулированного излучения был разработан метод измерения поглощения и фотопроводимости при комнатной температуры с использованием ИК Фурье-спектрометра «Инфралюм 801» (λ = 2 ÷ 20 мкм, разрешение 0,5 ÷ 4 см⁻¹). Экспериментально показано, что наблюдается зависимость длинноволнового края поглощения и фотопроводимости от толщины HgTe KЯ, измеренных при комнатной температуре и при 77 К. Получено стимулированное излучение лазерных структур в области длин волн от 4 до 25 мкм. Сравнение полученных результатов длинноволновой границы фотопроводимости и длины волны стимулированного излучения позволило получить экспериментальную калибровочную зависимость.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проекты № 15-52-16017 и № 15-52-16008) и программой Volkswagen Stiftung.

[1] S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev et al., Appl. Phys. Lett. 107, 042105 (2015)

- [2]. S.V. Morozov, V.V. Rumvantsev et al., Appl. Phys. Lett. 108, 092104 (2016)
- [3] В.А. Швец, Опт. и спектр. 107, №5, 822 (2009).

Особенности формирования гибридных ансамблей полупроводниковых квантовых точек InAs и полуметаллических нановключений As в GaAs

Неведомский В.Н.¹, Берт Н.А.¹, Чалдышев В.В.¹, Преображенский В.В.², Путято М.А.², Семягин Б.Р.²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26 ²ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак.Лаврентьева, 13

Гибридные композиции, содержащие одновременно ансамбли полупроводниковых и металлических наноразмерных включений, представляют значительный интерес, т.к. в них может возникать взаимодействие между экситонными и плазмонными возбуждениями. Одной из таких композиций является GaAs с полупроводниковыми квантовыми точками (ПКТ) InAs, формируемыми по механизму Странски-Крастанова, и металлическими нановключениями (МНВ) As, образующимися в результате преципитации избыточного мышьяка, захваченного в GaAs, выращенный при низкой температуре (LT-GaAs) методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ).

Целью работы являлось изучение влияния барьерных слоев GaAs и AlGaAs, отделяющих ПКТ InAs от слоя LT-GaAs, на микроструктуру образца. Исследования проводились методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) на образцах в геометрии поперечного сечения.

Исследованные композиции были получены в едином процессе МПЭ на подложках GaAs(001). После нанесения на подложку буферного слоя GaAs на нем при T=460°C формировался сдвоенный массив вертикально-коррелированных ПКТ InAs, который затем заращивался либо непосредственно слоем LT-GaAs при температуре 150°C или 200°C, либо предварительно массив ПКТ при T=460°C закрывался 5 нм барьерным слоем, которым служил GaAs или комбинация слоев GaAs+AlAs толщиной 2,5 нм каждый. Полученные композиции делились на 4-е части, одна из которых не подвергалась отжигу, а остальные отжигались при T=400, 500 или 600°C в течение 15 мин. под избыточном давлением паров As для формирования ансамбля MHB As в объеме LT-GaAs.

По результатам исследований с помощью ПЭМ установлено, что заращивание ПКТ InAs непосредственно LT-GaAs (без барьерного слоя) приводит к генерации высокой плотности дислокаций, лежащих в плоскостях {111} и простирающихся от края КТ InAs до поверхности структуры. Постростовой отжиг таких образцов не приводил к образованию MHB As из-за диффузии избыточного As в нижележащий стехиометрический GaAs и ухода на поверхность по дислокациям.

Введение барьерного слоя GaAs или комбинации GaAs+AlGaAs позволило избежать генерации протяженных дефектов. В результате постростовых отжигов в слое LT-GaAs формировались MHB As, размер которых возрастал от 4 до 12 нм при увеличении температуры отжига. Использование составного барьерного слоя GaAs+AlGaAs привело к формированию MHB As в слое LT-GaAs в непосредственной близости от барьера, при этом MHB As концентрировались над ПКТ InAs.

Таким образом, показано, что введение барьерного слоя GaAs+AlGaAs, отделяющего ПКТ InAs от LT-GaAs, позволяет подавить генерацию дефектов и формировать МНВ As, пространственное положение которых коррелированно с ПКТ InAs, а дистанция между ПКТ InAs и МНВ As управляемо регулируется толщиной барьерного слоя.

Тонкие пленки полупроводников для мемристоров

Паршина Л.С., Новодворский О.А., Лотин А.А., Храмова О.Д., Михалевский В.А., Черебыло Е.А.

ИПЛИТ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, 140700, Московская область, Шатура, ул. Святоозерская, 1

Использование аналоговой архитектуры искусственных нейронных сетей открывает новые перспективы в создании компьютерных систем [1]. Основу предлагаемых нейроморфных систем составляют мемристоры - двухполюсные устройства, электрическое сопротивление которых изменяется пропорционально заряду, протекшему через него. Электрические характеристики мемристора определяются предысторией его функционирования, что похоже на свойства синапса биологических нейронных систем. Впервые наличие мемристивного эффекта было экспериментально показано в наноразмерных структурах металл-диэлектрик-металл в пленке диоксида титана TiO₂ толщиной ~ 5 нм [2]. К настоящему времени мемристивный эффект обнаружен во многих бинарных оксидах и нитридах металлов [3]. Однако, нестабильность и плохая воспроизводимость параметров мемристоров, таких как напряжение переключения, сопротивление в низкоомном и в высокоомном состояниях сохраняет актуальность поиска новых материалов для мемристивных устройств и новых способов формирования активного слоя и электродов мемристора.

В нашей работе методом импульсного лазерного осаждения на подложках с- сапфира с применением масочных технологий получены тонкие пленки VO₂ и TiO₂, а также гетероструктуры на их основе. Выявлен мемристивный эффект в гетероструктурах Au/VO₂/VO₂x/Au и Au/TiO₂/TiO_{2-x}/Au в вертикальной геометрии, при получении которых значение х варьировалось в процессе роста структур путем изменения давления буферного кислорода в вакуумной камере, что обеспечивало необходимую проводимость в обедненном инжекционном слое. Абляция металлических мишеней осуществлялась излучением эксимерного KrF-лазера с длиной волны 248 нм при плотности энергии на мишени не менее 3 Дж/см². Давление кислорода в вакуумной камере в процессе роста пленок менялось от 0,1 мТорр до 40 мТорр. Толщины оксидных слоев варьировались от 10 до 100 нм. Осаждение всех слоев осуществлялось при комнатной температуре в бескапельном режиме осаждения, что обеспечивало получение гладких однородных пленок высокого качества благодаря устранению капель, вылетающих из мишени на подложку в процессе осаждения. Исследована зависимость ВАХ мемристивных структур при однополярном и биполярном сканировании подаваемого напряжения. Установлена зависимость мемристивных свойств в зависимости от толщины полупроводникового слоя и концентрации кислородных вакансий х.

Работа поддержана проектами РФФИ № 15-29-01171, 16-29-05385, 16-07-00842, 16-07-00657, а также проектами ОНИТ РАН (код программы IV.3.3) и ПРЕЗИДИУМА РАН (код I.III).

[1] I. Gupta et al., Nature communications, 7, 12805 (2016).

[2] D.B. Strukov et al., Nature, 453, 80 (2008).

[3] J.J. Yang et al., Nature nanotechnology, 8, 13 (2013).

Влияние условий зарождения на свойства пленок GaSb/Si(001), выращенных методом МЛЭ

Петрушков М.О., Путято М.А., Семягин Б.Р., Лошкарев И.Д., Василенко А.П., Есин М.Ю., Васев А.В., Хандархаева С.Е., Гутаковский А.К., Преображенский В.В.

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

Гетероструктуры на основе соединений A^{III}Sb широко применяются в производстве различных высокоэффективных оптоэлектронных устройств ИК диапазона, таких как лазеры, фотоприемники и др. Производство таких приборов сдерживается малой доступностью подложек GaSb, на которых выращиваются эпитаксиальные структуры для их изготовления.

Привлекательной альтернативой подложкам GaSb является более дешевые и прочные подложки Si. Из-за различия постоянных решеток и коэффициентов термического расширения кремния с материалами A^{III}Sb в выращиваемых эпитаксиальных пленках возникают механические напряжения, которые релаксируют путем образования дислокаций, в том числе и прорастающих. Вследствие этого ухудшается кристаллическая структура эпитаксиальных слоев, что отрицательно сказывается на качестве гетероструктур. Поэтому актуальной задачей является поиск путей снижения плотности прорастающих дислокаций в пленках GaSb/Si.

Сетка дислокаций несоответствия в гетероструктуре GaSb на Si формируется при росте первых монослоев, поэтому от выбора условий проведения этого процесса зависит преимущественный тип вводимых дислокаций. В работе обсуждается влияние состава и условий формирования переходных слоев между подложкой Si(001), отклоненной на 6° к плоскости (111), и эпитаксиальными слоями GaSb на их кристаллические свойства и морфологию поверхности.

Зарождение GaSb инициировалось методом атомно-слоевой эпитаксии как непосредственно на поверхности Si, так и на поверхности Si, терминированной монослоем As. Выбор условий терминирования позволяет задавать ориентацию димеров As относительно краев террас [1]. Это позволяло формировать пленки GaSb с ориентациями (001) и (00-1). Также были выращены пленки GaSb с использованием подслоев AlSb и GaP с ориентациями (001) и (00-1). Основной слой GaSb, толщиной 500 нм, выращивался методом МЛЭ. Выращенные образцы были исследованы методами рентгеновской дифрактометрии (РД), высокоразрешающей электронной микроскопии (ВРЭМ) и атомно-силовой микроскопии.

Показано, что лучшая морфология поверхности наблюдается у пленок GaSb с ориентацией (00-1). Однако, кристаллическое качество лучше у образцов с ориентацией (001). По полученным данным наилучшее кристаллическое совершенство имела пленка, выращенная с использованием подслоя GaP(001). ПШПВ пика кривой качания РД этой пленки в отражении (004) составляло 455 угл. с.

По данным ВРЭМ все выращенные пленки полностью релаксированы, что совпадает с результатами РД. Гетерограница GaSb-Si содержит сетку краевых дислокаций несоответствия. Плотность прорастающих дислокаций (ПД) наименьшая в системе с подслоем GaP и составляет около 10^8 см⁻². Важно отметить, что в этой системе объем пленки содержит только ПД, в то время, как в других образцах, кроме ПД наблюдаются наклонные дефекты упаковки и микродвойники.

В работе обсуждаются возможные механизмы влияния состава и ориентации слоев зарождения на кристаллическое совершенство гетероструктур GaSb/Si.

Работа проводилась при поддержке гранта РНФ 16-12-00023.

[1] R. D. Bringans, D. K. Biegelsen, L.-E. Swartz, Phys. Rev. B 44 3054 (1991).
Полупроводниковые метаматериалы, фотонные кристаллы и фотонные топологические изоляторы для динамического управления терагерцовым и оптическим излучением

Принц В.Я.

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

Одним из главных вызовов в фотонике является динамическое (сверхбыстрое) управление электромагнитным излучением (амплитудой, поляризацией, орбитальным угловым моментом, фазой, направлением распространения). В первой части доклада представлены основные тенденции в области управления излучением на микро и наноуровне. Большое внимание уделено наноплазмонике и полностью полупроводниковым метаматериалам, фотонным кристаллам, элементам в основе работы, которых лежит использование резонанса Ми. Приведены преимущества и недостатки различных подходов для управления излучением. Рассмотрены последние достижения в области динамического управления излучением с использование фазового перехода полупроводник-металл в пленках двуокиси ванадия. Анализируются работы, посвященные фотонным топологическим изоляторам.

Во второй части доклада представлены оригинальные результаты в области формирования и исследования структур и материалов для динамического управления излучением [1-13]. Демонстрируются структурированные полупроводниковые пленки, формирующие плоские метаповерхности (на основе резонанса Ми). Демонстрируются метаматериалы, фотонные кристаллы, нанорешеточные поляризаторы, фотонные топологические изоляторы, сформированные с помощью 3D микро- и нанопечати, наноимпринт-литографии. Рассмотрены варианты сверхбыстрого управления поляризацией терагерцового излучения с использованием систем на основе киральных метаматериалов. Представлены лабораторные оптические элементы, позволяющие управлять фазой и поляризацией излучения, основанные на использовании фазового перехода в пленках и композитах на основе двуокиси ванадия. Рассмотрены особенности динамического управления излучением с помощью созданных материалов и структур.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 15-12-00050).

[1] V.Ya. Prinz, Three-Dimensional Systems and Nanostructures: Technology, Physics and Applications, Chapter 19 in Advances in Semiconductor Nanostructures: Growth, Characterization, Properties and Applications, Elsevier (2016).

[2] V.Ya. Prinz, E.V. Naumova, S.V. Golod, V.A. Seleznev, et al., Sci. Rep., 7, 43334 (2017).

[3] L.V.Yakovkina, S.V. Mutilin, V.Ya. Prinz, et al. J. of Mat. Sc., 52(7), 4061 (2017).

[4] V.A. Seleznev, V.Ya. Prinz, Nanotech., 28(6), 064004 (2017).

[5] A. I. Komonov, V.Ya. Prinz, V. A. Seleznev, et al. Appl. Surf. Sci. 410, 1 (2017).

[6] I. V.Semchenko, et al. J. Appl. Phys. 121, 015108 (2017).

[7] A. E. Gayduk, V. Ya. Prinz, et al. Infrared Physics & Technology 75, 77 (2016)

[8] С. В. Голод, В. Я. Принц, Патент RU 2586454 (2016).

[9] J. S. Vorobyova, A. B. Vorob'ev, V.Y.Prinz, et al., Nano Lett. 15(3), 1673 (2015).

[10] V. Y. Prinz, K. B. Fritzler, Nanoscale (2017).

[11] S.V. Mutilin, V. Y. Prinz, Annual review of materials research (2017).

[12] V. Y. Prinz, S.V. Mutilin, Opt. exp. (2017).

[13] A. V. Chesnitskiy, A. E. Gayduk, V. Ya. Prinz, Plasmonics, 1 (2017).

Сверхпроводимость в двумерных эпитаксиальных монослоях на поверхности Si(111)

Матецкий А.В.¹, Бондаренко Л.В.¹, Тупчая А.Ю.¹, Грузнев Д.В.¹, Михалюк А.Н.^{1,2}, Ichinokura S.³, Hasegawa S.³, Зотов А.В.^{1,2,4}, **Саранин А.А.^{1,2}**

¹ ИАПУ ДВО РАН, 690041, Владивосток, ул. Радио, 5

² ДВФУ, 690950, Владивосток, ул. Суханова, 8

⁴ ВГУЭС, 690600, Владивосток, ул. Гоголя, 41

Первое предположение о возможности существования сверхпроводимости на поверхности твердого тела было высказано Гинзбургом и Киржницев в 1964 году [1], однако, потребовалось еще более 45 лет развития экспериментальной техники и искусства, а также методов анализа поверхности для создания таких двумерных слоев и обнаружения этого явления. В итоге в 2010 году с помощью сканирующей туннельной спектроскопии (СТС) сверхпроводимость была обнаружена в слоях одно-атомной толщины для Pb и двухатомной толщины для In на поверхности Si(111) [2]. Вскоре после этого с помощью транспортных измерения удалось подтвердить, что сопротивление, действительно, падает до нуля как в одноатомном слое Pb так и в одно- и двухатомных слоях In на Si(111) [3,4].

К сожалению, лишь весьма ограниченное количество реконструкций, которые формируются при нанесение моно-атомных количеств различных химических элементов на поверхность Si(111) 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 [5].

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 обнаружили сверхпроводимость с критической температурой $T_c = 2,25$ К которая сосуществует с гигантским спиновым расщеплением [6]. Анализ температурной зависимости изотерм токнапряжение вблизи T_c показывает, что сверхпроводящий переход может быть описан механизмом Березинского-Костелица-Таулесса (БКТ), а данные о форме сверхпроводящей щели, полученные с помощью СТС, позволяют сделать некоторые выводы о механизме сверхпроводимости в этом соединении.

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. 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».

- [1] В.Л. Гинзбург и Д.А. Киржниц, ЖЭТФ 46, 397 (1964).
- [2] T. Zhang et al., Nature Physics 6, 104 (2010).
- [3] T. Uchihashi et al., Phys. Rev. Lett. 107, 207001 (2011).
- [4] M. Yamada et al., Phys. Rev. Lett. 110, 237001 (2013).
- [5] D.V. Gruznev et al. Scientific Reports 4, 04742 (2014).
- [6] A.V. Matetskiy et al., Phys. Rev. Lett. 115, 147003 (2015).
- [7] S. Ichinokura et al., 2D Materials 4, 025020 (2017).

³ University of Tokyo, 113-0033, Tokyo

Самосборка массивов нанокристаллов CdS, синтезированных в матрице Ленгмюра-Блоджетт на поверхности SiO₂

Свит К.А.¹, Журавлев К.С.^{1,2}

¹ИФП СО РАН, 630090,Новосибирск, пр. ак.. Лаврентьева, 13 ²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В настоящее время процессы самосборки массивов полупроводниковых нанокристаллов (НК) привлекают огромное внимание исследователей благодаря тому, что НК в составе массивов начинают проявлять новые коллективные свойства неприсущие отдельно стоящим НК [1]. Процессы самосборки НК в массивы хорошо исследованы для случая коллоидных НК при испарении жидкого растворителя, а также при испарении высоковязких полимерных растворов с НК [2,3]. Тем не менее, процессы самосборки НК при термодесорбции матрицы Ленгмюра-Блоджетт (ЛБ), которая занимает промежуточное положение между жидкими растворителями и полимерами сих пор не исследованы.

В данной работе исследовалась самосборка массивов НК CdS, полученных при термодесорбции ЛБ-матрицы на поверхности термического SiO₂ (100 нм). Морфология массивов НК исследовались с помощью методов атомно-силовой микроскопии (ACM) и сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). НК синтезировались в ЛБ-матрице, состоящей из 10 монослоев бегеной кислоты. После синтеза НК происходило удаление матрицы путем термодесорбции при температурах от 175 до 250 °C (с шагом 25 °C).

Впервые было обнаружено одновременное формирование круглых массивов, высота которых в несколько раз превышает толщину исходной матрицы, и дендритной или полигональной структуры из НК, окружающей круглые массивы. Было установлено, что дендритная структура из НК становится более разветвленной при возрастании температуры термодесорбции матрицы вплоть до 225 °C. При повышении температуры термодесорбции до 250 °C крупные округлые массивы НК становятся окружены однородной полигональной структурой из НК.

Анализ морфологии поверхности, полученной по данным АСМ и СЭМ, показал, что самосборка НК в исследуемом случае определяется процессами распада ЛБ-матрицы на капли при термодесорбции. НК удерживаются в каплях матрицы за счет сил поверхностного натяжения, и после завершения процесса термодесорбции морфология массивов НК повторяет морфологию ЛБ-матрицы на определенном этапе распада на капли. Впервые обнаружено, что в процессе распада на капли ЛБ-матрица с находящимися в ней НК ведет себя по аналогии с полимерными растворами высокой вязкости, что связано с возрастанием вязкости матрицы за счет растворенных в ней НК. Установлено, что при повышении температуры вязкие свойства матрицы становятся более выраженными, что вызвано увеличением интенсивности испарения матрицы и возрастании в ней концентрации НК. Показано, что при температурах термодесорбции до 250 °С процесс распада ЛБ-матрицы на капли происходит за счет нуклеации и разрастания единичных пор. В ходе процесса разрастания, край поры претерпевает нестабильность Релея-Плато, которая приводит к образованию дендритной структуры из НК. При 250 °С процесс распада происходит в спинодальном режиме, который выражается в одновременном появлении множества пор в пленке матрицы и формировании полигональной структуры из НК после завершения термодесорбции.

[1] M.Pileni, J. Phys. Chem. B, 105, 3358 (2001). [2]A. Boles et al., Chem. Rev., 116, 11220 (2016.) [3]L. Lee et al., Langmuir, 20, 4430 (2004.)

Зарождение и рост одиночных и двойных квантовых точек на структурированных подложках

Смагина Ж.В.¹, Зиновьев В.А.¹, Кучинская П.А.¹, Родякина Е.Е.^{1,2}, Фомин Б.И.¹, Армбристер В.А.¹, Рудин С.А.¹, Кривякин Г.К.¹, Двуреченский А.В.^{1,2}

¹Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13 ²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В настоящее время массивы пространственно упорядоченных полупроводниковых наноостровков (квантовых точек) считаются перспективными объектами для создания на их основе приборов нового поколения. В связи с этим возникает необходимость создания нанообъектов с заданными структурными характеристиками и возможностью их контроля. Так, например, упорядоченные массивы одиночных квантовых точек (КТ) являются перспективными объектами для создания эффективных излучателей фотонов, интегрирован-

ных в микрорезонаторы [1, 2]. Двойные КТ, состоящие из двух наноостровков, расположенных близко друг к другу в плоскости роста и разделенных туннельно-прозрачным барьером, могут стать базовым элементом для квантовых вычислений [3]. В данной работе представлен метод создания одиночных и двойных КТ Ge на структурированных подложках Si.

С помощью электронно-лучевой литографии и плазмохимического травления на подложке Si создавался разреженный массив ямок, имеющих круглую и овальную форму, периодически расположенных на расстоянии от 0.5 мкм до 4 мкм относительно друг друга. На структурированную поверхность осаждали слой Ge толщиной, достаточной для зарождения наноостровков в ямках (~4 монослоя (MC)), но меньшей чем критическая толщина зарождения островков на плоской поверхности. Установлены зависимости пространственного расположения германиевых КТ от температуры, формы ямок, их глубины и периода расположения на подложке. Определены оптимальная форма ямок и условия роста, обеспечивающие зарождение как двойных, так и одиночных КТ внутри ямок в процессе гетероэпитаксии Ge на Si (рис.1). Выявлены условия воспроизводимого роста многослойных структур с заданным расположением КТ. Структурные и оптические



Рис.1. – АСМ-изображения поверхности (3×3 мкм) с ямками (а) – круглой формы, (б) – овальной формы после осаждения 4MC Ge при температуре 700°С.

свойства полученных упорядоченных массивов КТ исследованы с помощью атомносиловой микроскопии (ACM), фотолюминесценции, просвечивающей и микрорамановской микроскопии.

Методом Монте-Карло проведено моделирование роста Ge на подложках Si(100) с ямками различной формы. Показано, что места зарождения трехмерных островков определяются конкуренцией упругой релаксации деформаций в смачивающем слое Ge на краях и внутри ямок. Установлено, что основным параметром, контролирующим данный процесс, является угол наклона боковых стенок ямок.

Работа финансировалась госзаданием № 0306-2015-0024 и Грантом РФФ № 16-52-00160 Бел_а.

[1] M. Schatzl et al., ASC Photonics, 4 (3), 665 (2017). [2] А.В. Гайслер, Д.В. Щеглов, Доклады АН ВШ РФ, в. №4(25), 21 (2014). [3] G.J. Beirne et al., Phys. Rev. Lett, 96, 137401 (2006).

Природа центров зарождения наноостровков Ge на подложках Si, структурированных с помощью ионного облучения

Смагина Ж.В.¹, Зиновьев В.А.¹, Черков А.Г.^{1,2}, Живулько В.Д.³, Мудрый А.В.³, Кучинская П.А.^{1,2}, Селезнев В.А., Рудин С.А.¹, Новиков П.Л.^{1,2}, Ненашев А.В.^{1,2}, Двуреченский А.В.^{1,2}

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

²Новосибирский Государственный Университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2 ³ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению», Минск, Беларусь

Структуры с упорядоченными полупроводниковыми наноостровками считаются перспективными объектами для создания на их основе приборов нового поколения. В связи с этим возникает необходимость получения нанообъектов с заданными структурными характеристиками и возможностью их контроля. Авторами разработан оригинальный метод создания пространственно упорядоченных структур с наноостровками, основанный на сочетании наноимпринт-литографии и последующего облучения ионами через маску [1]. В данной работе представлены результаты исследования роста наноостровков Ge на подложках Si, облученных ионами Ge⁺, Ar^+ и Si⁺. Также показаны результаты исследования дефектов, генерируемых ионами при облучении подложки, и их эволюции при последующем отжиге.

Для создания структурированной поверхности была использована маска, полученная с помощью наноимпринт-литографии. Маска представляла собой массив параллельных канавок шириной 100 нм с периодом 180 нм. Для переноса наноразмерного рельефа с маски на поверхность Si было использовано ионное облучение поверхности. Рост Ge на структурированных подложках Si осуществлялся методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Исследования структур методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) показали, что наноостровки Ge выстраиваются в линейные цепочки, а места зарождения наноостровков в процессе гетероэпитаксии зависят от наличия/отсутствия радиационных дефектов в областях, подвергнутых ионному облучению. В структурах, где глубина канавок не превышает 20 нм, наноостровки растут преимущественно между канавками (на гребнях). Этот результат не зависит от типа ионов, используемых для облучения. Такое расположение островков может быть связано с тем, что радиационные дефекты, генерируемые ионным облучением, создают области деформации растяжения на облученных участках поверхности (в канавках), что в свою очередь приводит к увеличению размера критического зародыша для образования трёхмерных островков (3D) и замедляет переход к трехмерному росту. Подтверждением данного предположения являются результаты моделирования роста трехмерных островков Ge на поверхности Si (100) с предварительно созданными канавками, где показано, что для структур с введенными междоузельными атомами на дне канавок идет подавление зарождения 3D островков.

Структурные и оптические свойства полученных гетероструктур исследованы с помощью высокоразрешающей электронной микроскопии (ВРЭМ) и фотолюминесценции. Показано, что в образцах SiO₂/Si, облученных ионами Ge⁺ и отожженных при 600-800°C, наблюдается интенсивная полоса фотолюминесценции в спектральной области 0.6-0.9 эВ. Эта полоса может быть связана с излучательной рекомбинацией на кластерах междоузельных атомов Ge и Si. В образцах, облученных ионами Ar⁺ и оттоженных в том же температурном диапазоне, просматриваются дислокационные линии в спектральной области 0.81-0.87 эВ, что подтверждается данными ВРЭМ.

Работа финансировалась гос.заданием № 0306-2015-0024 и Грантом РФФ № 16-52-00160 Бел_а.

[1] Zh.V. Smagina et al., Appl. Phys. Lett., 105, 153106 (2014).

Металлический (Cs,O) – слой на поверхности p-GaAs(Cs,O) – фотокатода

Бакин В.В.¹, Рожков С.А.^{1,2}, Шайблер Г.Э.^{1,2}, Косолобов С.Н.¹, **Терехов А.С**.¹

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13 ² НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Фотокатоды с эффективным отрицательным электронным сродством (ОЭС) на основе p-GaAs(Cs,O) давно и успешно используются в фотоприёмниках и источниках «холодных» спин – поляризованных электронов. Несмотря на «значимость» ОЭС – фотокатодов, энергетическая диаграмма (Cs,O) - слоя, определяющая в значительной степени характеристики фотокатода, доказательно не определена до сих пор. Авторы большинства работ полагают, что (Cs,O) - слой в этих фотокатодах является диэлектриком или полупроводником, энергетическая диаграмма которого представляет собой тонкий потенциальный барьер, туннельно – прозрачный для неравновесных электронов. В недавней работе [1] утверждается, что из восьми известных объёмных соединений цезия и кислорода четыре Cs обогащённых соединения от Cs7O до Cs3O являются металлами. Для оценки отношения (r) концентрации атомов кислорода (θ_{0r}) к концентрации атомов цезия в (Cs,O) – слое на поверхности p-GaAs - (Cs,O) – фотокатода мы воспользовались результатами работы [2], в которой изучалось влияние состава и толщины (Cs,O) – слоя на квантовую эффективность (QE) p-GaAs(Cs,O) – фотокатода. Результаты измерения QE(t) и расчёта r(t) показаны на рисунке. Осцилляции QE(t) на рисунке «отражают» модуляцию давления кислорода в камере автоматизированной системой формирования оптимального (Cs,O) - слоя. Форма QE(t) обусловлена тем, что увеличение толщины (Cs,O) – слоя сопровождается увеличением как величины ОЭС ($\chi^*(t)$), так и вероятности рекомбинации фотоэлектронов на ОЭС – интерфейсе. В максимуме QE(t) вклады этих двух процессов уравновешивают друг друга [2]. В течение первых ~ 25 минут на поверхности p-GaAs адсорбируется ~ 0.5 монослоя цезия в отсутствие кислорода и поэтому r(t) = 0. При подаче кислорода в камеру

r(t) быстро возрастает, достигает максимального значения ~ 0.3 при t ≈ 150 -200 мин и начинает медленно умень-Сравнив величины r(t) с решаться. зультатами [1] мы сделали вывод, что во всём изученном интервале составов и толщин, (Cs,O) – слой на поверхности p-GaAs(Cs,O) – фотокатода является, по-видимому, металлом. Дополнительные аргументы, подтверждающие справедливость этого вывода, были получены путём анализа эволюции формы энергетических распределений эмитированных фотоэлектронов при изменении состава и толщины (Cs,O) - слоя.

[1] C. Guéneau et al., CALPHAD, **49**, 67 (2015).

[2] V.V. Bakin et al., Appl.Phys.Lett., 106, 183501 (2015).



Исследование оптических свойств и роли наночастиц серебра в процессе метал-стимулированного химического травления кремния

Жарова Ю.А., Толмачев В.А., Бедная А.И.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН

Существующие современные нанотехнологии позволяют синтезировать металлические наночастицы, в которых могут достигаться существенные поверхностные и локализованные плазмонные резонансы, а с помощью вычислительных средств можно предсказывать и оптимизировать эти оптические эффекты с целью создания наноустройств различного назначения. Металлические наночастицы также используют в качестве катализаторов в так называемой технологии металл-стимулированного химического травления (MCXT). Частицы серебра химически осаждаются на поверхность монокристаллического кремния (рис.1а), затем осуществляется процесс MCXT, при котором химическая или электрохимическая реакции протекают непосредственно под частицами металла. По мере подтравливания эти частицы опускаются вниз (рис.1b), а остающийся нетравленый Si образует массив нитеобразных структур из с-Si размером в сечении нитей 30-100 нм и высотой от 50 нм до нескольких десятков микрон.

В работе с помощью спектральной эллипсометрии (λ =250-900 нм) впервые были измерены спектры эллипсометрических углов нанослоев на всех этапах процесса МСХТ. На основе этих спектров определены комплексные диэлектрической функции слоёв Ag, а также параметры (толщина и фракция пустот) низкопреломляющих слоёв кремниевых нанонитей (КНН) в многослойной оптической модели с использованием приближения эффективной среды. Самоорганизующиеся слои наночастиц Ag, осажденные на поверхности с-Si, формируют структуру с собственной диэлектрической функцией и плазмонным резонансом в области 3.8 эВ (рис.1с). Полученные экспериментальные данные и их интерпретация позволили выявить влияние плотности наночастиц Ag и их морфологии на формирование массива КНН в используемой нанотехнологии.



Рис. 1. – а) SEM изображение слоя наночастиц Ag, сформированных на поверхности Si; b) Схема процесса каталитического травления Si под частицей металла; c) Спектры мнимой части диэлектрической функции ε_2 , начиная от исходного слоя наночастиц Ag к слоям кремниевых нанонитей с различной продолжительностью травления (5 и 10 сек).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 17-02-01116 а.

Влияние поверхности на динамику фотовозбужденных носителей заряда в полупроводниковых нитевидных нанокристаллов GaAs

Трухин В.Н.^{1,2}, Буравлев А.Д.³, Елисеев А.И.^{1,2}, Мустафин И.А.^{1,2}, Цырлин Г.Э.³, Kakko J.P.⁴, Lipsanen H.⁴

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

² Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49

³ СПбАУ НОЦНТ, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, д. 8, к. 3

³Department of Micro and Nanosciences, Aalto University, FIN-00076 Aalto, Finland

Характеризация динамики носителей заряда в полупроводниковых наноструктурах на основе полупроводниковых нитевидных нанокристаллах (ННК) имеет решающее значение для использования этих материалов в нанофотонике и наноэлектронике.

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты временной динамики фотовозбужденных носителей заряда в полупроводниковых ННК на основе

GaAs, выращенных методами MOVPE. Эксперименты были выполнены на основе метода когерентной спектроскопии – optical pump-THz generation probe, который позволял исследовать временную эволюцию эффективности терагерцовой генерации после сверхбыстрого возбуждения в нанокристалле фемтосекундным оптическим импульсом неравновесной электронно-дырочной плазмы.

На рис.1 представлена временная зависимость максимальной амплитуды ТГц поля для разного уровня возбуждения. Падение генерации ТГц излучения в полупроводниковых ННК обусловлено экранированием контактного поля за счет разделения неравновесных электронов и ды-



Рис.1. – Зависимость максимальной амплитуды ТГц поля от времени задержки между фемтосекундными импульсами при разных уровнях возбуждения (d=150нм, a=1200нм).

рок и их транспортом в поверхностном и контактном полях. По начальному наклону было рассчитано время релаксации носителей заряда по импульсу, которое составило величину 50 фс. Из рис.1, видно, что при низком уровне возбуждения восстановление эффективности ТГц генерации носит моноэкспоненциальный характер с временами порядка 800 пс. Это обусловлено, в основном, захватом неравновесных дырок на поверхностные уровни, на которых находятся как равновесные электроны, так и захваченные фотовозбужденные электроны. При интенсивности света порядка 1мВт (это примерно соответствует концентрации неравновесных носителей 10^{15} см⁻³) начинает появляться быстрая динамика восстановления эффективности ТГц генерации. На этот момент в объеме ННК практически нет электронов, создан градиент концентрации дырок за счет их движения к верхней грани ННК и, поэтому происходит перезарядка емкости обедненного поверхностного слоя за счет диффузии дырок. Оценка времени диффузии дырок по порядку соответствует величине наблюдаемой в эксперименте быстрой кинетике восстановления. В дальнейшем происходит, в основном, захват дырок на поверхностные уровни, занятые электронами.

Таким образом было показано, что временная динамика фотовозбужденных носителей заряда в полупроводниковых ННК определяется как быстрым движением электронов в локальном электрическом поле(зарядка емкости обедненного поверхностного слоя) и их быстрым захватом на поверхностные центры, так и диффузией дырок (перезарядка емкости) и их медленным захватом на поверхностные центры.

Формирование наногетероструктур GeSiSn/Si(100) с квантовыми ямами и массивом квантовых точек

Туктамышев А.Р.¹, Тимофеев В.А.¹, Никифоров А.И.¹, Машанов В.И.¹, Тийс С.А.¹, Байдакова Н.А.²

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13 ²ИФМ РАН, 603087, Нижний Новгород, ул. Академическая, 7

Формирование наноструктур, таких как квантовые ямы, квантовые нити и квантовые точки, является актуальной задачей современной полупроводниковой науки и технологии. Прорыв в данной области связан с эффектом самоорганизации полупроводниковых наноструктур при гетероэпитаксиальном росте полупроводниковых систем [1]. Одной из эффективных методик получения таких структур является молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ). Интерес к наноструктурам GeSiSn связан с возможностью получения прямозонных материалов на основе этих соединений, совместимых с кремниевой технологией [2]. Тройные соединения SiGeSn обладают независимой регулировкой ширины запрещенной зоны и параметра постоянной решетки [3]. Для получения наноструктур с требуемыми характеристиками требуется детальный анализ всех стадий роста тонких пленок GeSiSn в широком диапазоне составов, а также изучение влияния Sn на морфологию поверхности, форму и распределение наноструктур, образующихся при гетероэпитаксиальном росте соединений GeSiSn на Si(100).

В данной работе многослойные структуры были выращены методом МЛЭ напрямую на подложках Si(100). На основе методики определения 2D-3D перехода были построены кинетические диаграммы роста соединений Ge_{1-x-y}Si_xSn_y на Si(100) в широком диапазоне температур (150 – 450°C) и при различном рассогласовании тройного соединения GeSiSn с Si по параметру решетки (1 – 5%). На основе этих температурных зависимостей выбирались такие температуры роста и толщины слоев GeSiSn, чтобы достигался псевдоморфный рост. Слои GeSiSn выступают в качестве квантовых ям, которые заращивались слоем Si при повышенной температуре для выглаживания поверхности, а также для создания потенциальных барьеров [4].

Оптические свойства исследовались методом спектроскопии фотолюминесценции. Наблюдается сигнал ФЛ в диапазоне 0.6 – 0.8 эВ. С увеличением концентрации Sn в составе тройного соединения уменьшается максимум фотолюминесценции с 0.77 до 0.65 эВ. Дальнейшее увеличение концентрации олова приводит к продвижению сигнала фотолюминесценции в длинноволновую область 2 – 5 мкм.

Получены многослойные структуры GeSiSn/Si, содержащие наноостровки GeSiSn, которые выступают в качестве квантовых точек. С помощью методик атомно-силовой и сканирующей туннельной микроскопии измерялись параметры наноостровков (размеры и плотность) в зависимости от температуры роста, состава тройного соединения GeSiSn и периода многопериодной структуры. Плотность островков достигает 2 10^{12} см⁻², а средний размер 4±0.7 нм.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 16-32-00039, 16-32-60005, 16-29-03292).

[1] Н.Н. Леденцов и др., ФТП, **32**, №4, 385 (1998).
[2] С. Хи et al., Appl. Phys. Lett., **103**, 072111 (2013).
[3] R.A. Soref et al., J. Mat. Res., **22**, 3281 (2007).
[4] В.А. Тимофеев и др., ФТП, **50**, №12, 1610 (2016).

Кинетика атомных процессов в (Cs,O) – слоях при формировании ОЭС – интерфейсов

Шайблер Г.Э.^{1,2}, Рожков С.А.^{1,2}, Бакин В.В.¹, Косолобов С.Н.¹, Терехов А.С.¹

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13 ²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Изученные к настоящему времени закономерности адсорбции цезия и Cs – индуцированной хемосорбции кислорода на поверхности полупроводников [1] не позволяют формировать предельно – упорядоченные (Cs,O) – слои с максимальным дипольным моментом и минимальной вероятностью диффузного рассеяния фотоэлектронов при их выходе из полупроводника в вакуум. В данной работе мы изучали кинетику атомных процессов, происходящих при формировании (Cs,O) – слоёв на поверхностях p-GaAs и p-GaN в сверхвысоком вакууме, при котором влиянием остаточной атмосферы исследовательской установки на свойства (Cs,O) – слоёв можно пренебречь. Измерялись зависимости вероятности выхода фотоэлектронов в вакуум ($P_e(t)$) и энергетических распределений эмитированных фотоэлектронов $(n_e(\epsilon_{lon},t))$ от времени после «импульсного» нанесения на поверхность цезия или кислорода. Быстродействие измерений $P_e(t)$ и $n_e(\varepsilon_{lon}, t)$ было не хуже 0.5 сек. и 2.5 мин., соответственно. Быстродействие источника цезия оценивалось по зависимости тока Cs⁺ ионов (I_{Cs+}) от времени. При анализе кинетики Cs - адсорбции мы впервые учитывали, что в парах цезия присутствуют не только одиночные атомы, но и многоатомные (1D - 3D) Cs – кластеры [2]. Пример измерений $P_e(t)$ и $I_{Cs+}(t)$ показан на рисунке. Из рисунка видно, что вероятность выхода фотоэлектронов в вакуум продолжает увеличиваться в течение 20 сек после выключения источника цезия, этот рост мы связываем с диссоциацией адсорбированных цезиевых кластеров. Были измерены, также, зависимости $P_e(t)$ и $n_e(\varepsilon_{lon}, t)$, обусловленные объединением подвижных атомов цезия на поверхностях p-GaAs(001) и p-

GaN(0001) в «малоподвижные» 2D – островки. Увеличение количества адсорбированного цезия сопровождается смыканием 2D – островков и на поверхности полупроводников образуется 2D слой цезия с наибольшей стабильностью электронных свойств и, следовательно, атомной структуры. Встраивание кислорода в Cs - слои изучалось путём анализа зависимости n_e(ɛlon,t), измерявшейся после завершения импульсной экспозиции поверхности. Кроме этого, определены кинетические характеристики встраивания кислорода в границу раздела Cs – O – полупроводник, позволяющие, как мы полагаем, создавать ОЭС-интерфейсы, обеспечивающие максимальную вероятность выхода фотоэлектронов в вакуум. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 16-02-00534).

[1] В.В. Бакин и др., Письма в ЖЭТФ, **101**, 412 (2015).

[2] D.I. Zhukhovitskii, J. Chem. Phys., 142, 16470 (2015).



Puc.1. Кинетика изменений вероятности выхода фотоэлектронов в вакуум и тока ионов цезия при нанесении цезия на поверхность p-GaN.

Условия формирования концентрических наноколец методом капельной эпитаксии

Василенко М.А.¹, Настовьяк А.Г.¹, Неизвестный И.Г.^{1,2}, Шварц Н.Л.^{1,2}

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13 ²НГТУ, 630073, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Интерес к кольцевым наноструктурам на основе полупроводников $A^{III}B^{V}$, созданных методом капельной эпитаксии обусловлен перспективами их использования в современной оптоэлектронике [1]. В зависимости от температуры и потока мышьяка выращивают нанокольца различной формы: одиночные, двойные, тройные (и более) концентрические кольца [2]. Влияние плотности капель галлия на морфологию наноколец отмечалось в работе [3]. С помощью Монте-Карло (МК) моделирования анализировались условия формирования GaAs наноколец определенной морфологии. Капли галлия диаметром 30 нм на подложке GaAs(100) отжигались в потоке As2 0.005 – 0.04 MC/c (MC – монослой) при температурах 500 – 600 К. Моделирование проводилось с помощью программного комплекса SilSim3D [4] на основе МК модели капельной эпитаксии [5]. Продемонстрировано, что образование двойных колец происходит на подложках с не очень высокой плотностью капель галлия, когда расстояние между каплями *L* больше удвоенной длины диффузии галлия по подлож-

ке ($L > 2\lambda_{\text{diff Ga}}$). Варьируя поток мышьяка и/или температуру можно менять диффузионную длину галлия, то есть изменять соотношение между L и $\lambda_{\text{diff Ga}}$, и тем самым морфологию наноколец. Показано, что формирование одиночных колец возможно в двух случаях, когда: 1) $L > 2\lambda_{\text{diff}_Ga}$ и $\lambda_{\text{diff}_Ga} > r_0$, 2) L > 2λ diff Ga и λ diff Ga ~ r_0 (r_0 – радиус исходной капли галлия). Во втором случае одиночное кольцо получается в результате слияния внешнего и внутреннего колец из-за уменьшения λ_{diff Ga} в процессе роста. При понижении температуры, когда λ_{diff} Ga стремится к нулю $(\lambda_{\text{diff Ga}} \ll r_0)$ вместо нанокольца получается структура ядро-оболочка с жидким ядром галлия и оболочкой кристаллического GaAs. Формирование компактного кластера со структурой ядро-оболочка наблюдалось и экспериментально [6]. Продемонстрировано образование тройного кольца в двух-стадийном про-



Рис. 1. – Сечения GaAs наноструктур после отжига капли галлия в потоке мышьяка $F_{As2}=0.005$ MC/c при: (a) T=550 K, L=100 нм;(б) T=550 K, L=180 нм; (в) T=550 K (в течение 450 с), затем T=565 K (925 с), L=180 нм.

цессе капельной эпитаксии, когда λ_{diff_Ga} скачкообразно изменяется во время отжига в потоке мышьяка за счет резкого изменения либо температуры, либо интенсивности потока мышьяка. На Рис.1 показаны примеры формирования одиночных, двойных и тройных колец. Предложенная МК модель может быть полезна при выборе условий роста для получения наноструктур нужной формы.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (№16-31-00120-а) и программ РАН.

[1] J. Wu et al., Appl. Phys. Lett., 101, 043904 (2012).

[2] S. Sanguinetti et al., Physics of Quantum Rings (Chap.8), Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2014).

[3] X.L. Li et al., J. Appl. Phys., 105, 103507 (2009).

[4] А.Н.Карпов и др., Вычислительные Методы и Программирование, 15, 388 (2014).

[5] M.A. Vasilenko et al., Comp. Mater. Sci., 102, 286 (2015).

[6] K. Reyes et al., Phys. Rev. B, 87, 165406 (2013).

Секция 3

Гетероструктуры и сверхрешетки

Определение энергетического строения полупроводниковых гетероструктур с диффузионно-размытыми границами

Абрамкин Д.С.^{1,2}, Бакаров А.К.¹, Гутаковский А.К.^{1,2}, Шамирзаев Т.С.^{1,2}

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

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

Важным вопросом при исследовании новых полупроводниковых низкоразмерных гетероструктур (ГС) является определение их энергетического строения. Низкоразмерные ГС подразделяются на структуры с энергетическим спектром первого рода, в которых электроны и дырки локализованы в одной области пространства, и структуры с энергетическим спектром второго рода, в которых носители заряда пространственно разделены. Неопределённость некоторых параметров материалов и твёрдых растворов, из которых состоят ГС, например величины разрыва зон на гетерогранице [1], приводит к тому, что теоретические расчёты не всегда способны предсказать энергетическое строение новых ГС. Это делает необходимым проведение экспериментальных исследований. Одним из наиболее удобных методов экспериментального определения энергетического строения ГС является анализ спектрального смещения полосы фотолюминесценции (ФЛ) ГС в зависимости от плотности мощности возбуждения (Pex). В работе [2] было показано, что в ГС второго рода заполнение двойного заряженного слоя на гетерогранице разделенными в реальном пространстве носителями заряда при повышении плотности мощности возбуждения приводит к «синему» сдвигу полосы ФЛ ~ Pex1/3. Поскольку в хорошо изученных ГС первого рода, таких как GaAs/AlGaAs, сдвиг полосы ФЛ в зависимости от Рех практически отсутствует [3], зачастую утверждение о принадлежности ГС к системам второго рода делается только на основании наличия «синего» смещения полосы ФЛ с ростом Рех, при этом характер смещения не анализируется. Между тем, для ΓC как первого, так и второго рода, возможно «синее» смещение полосы ФЛ, вызванное заполнением энергетических состояний [4]. Особенно этот эффект заметен для ГС с диффузионно-размытыми границами. Неоднородности размеров и/или химического состава приводят в таких ГС к появлению протяжённых флуктуационных «хвостов» плотности состояний [5]. Сдвиг полосы ФЛ, вызванный заполнением энергетических состояний при повышении Pex, может быть сравнимым со сдвигом, вызванным пространственным разделением носителей заряда, что осложняет корректное определение энергетического строения ГС с диффузионно-размытыми границами. В настоящей работе развита методика определения энергетического строения ГС с диффузионно-размытыми границами. Для апробации методики использовались InAs/AlAs ГС с квантовыми ямами (КЯ) первого рода [6], GaAs/AlAs ГС с КЯ второго рода [7] и GaSb/AlAs и AlSb/AlAs ГС с КЯ, энергетическое строение которых было заранее не известно.

Исследованные в работе гетероструктуры были выращены методом молекулярнолучевой эпитаксии. Проведены измерения спектров ФЛ ГС в широком диапазоне значений Pex (7 мкВт/см2 \div 2 Вт/см2). Сопоставление экспериментальных данных ФЛ и результатов моделирования спектров ФЛ квантовых ям, с учётом заполнения флуктуационых «хвостов» плотности энергетических состояний, показало, что повышение плотности мощности возбуждения приводит к «синему» смещению полосы ФЛ при постоянной ширине полосы, пропорциональному: (1) ln(Pex) в ГС первого рода и (2) a·ln(Pex)+ b·Pex1/3 в ГС второго рода. Синее смещение полосы ФЛ с её одновременным уширением при повышении Pex указывает на сосуществование в ГС подсистем первого и второго рода.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 16-32-60015, № 16-02-00242).

[1] D. S. Abramkin, et.al., J. Appl. Phys. 112, 083713 (2012).

[2] N. N. Ledentsov, et.al., Phys. Rev. B 52, 14058 (1995).

[3] R. Stepniewski, et. al., Phys. Rev. B 40, 9772 (1989).

[4] S. K. Brieley S. K, J. Appl. Phys., 74, 2760 (1993).

[5] A. Klochikhin, et.al., Phys. Rev. B, 59, 12947 (1999).

[6] T. S. Shamirzaev, et.al., Phys. Rev. B, 76, 155309 (2007).

[7] P. Dawson, et.al., J. Appl. Phys., 65, 3606 (1989).

Квантово-каскадные лазеры спектрального диапазона 5-10 мкм: эпитаксия и диагностика

Бабичев А.В.^{1,2}, Гладышев А.Г.¹, Курочкин А.С.^{1,2}, Карачинский Л.Я.¹, Новиков И.И.¹, Егоров А.Ю.^{1,2}

¹ООО «Коннектор Оптикс», 194292, Санкт-Петербург, ул. Домостроительная, 16Б ²Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, пр. Кронверкский, 49

С момента практической реализации квантово-каскадных лазеров (ККЛ) достигнут значительный прогресс в теории, эпитаксии и формировании кристаллов. Разработаны различные конструкции активных областей, наиболее эффективными из которых являются конструкции в которых опустошение нижнего лазерного уровня происходит за счет двух-[1], трех-фононного резонанса [2] и на основе переходов «связанное состояние – непрерывный спектр» [3]. Использование молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) повышает эффективность ККЛ, в том числе за счет возможности выращивания идентичных многопериодных сверхрешеток.

В данной работе представлены результаты исследования и оптимизации процесса эпитаксиального выращивания многопериодных гетероструктур ККЛ на основе диагностики их структурных свойств методами рентгеновской дифрактометрии и просвечивающей электронной микроскопии. В результате оптимизации изготовлены гетероструктуры ККЛ трех различных конструкций, излучающие в диапазонах длин волн 5.7±0.2, 7.8±0.2, 9.8±0.2 мкм. Эпитаксия гетероструктур проведена на промышленной установке МПЭ Riber 49. Использование источников ABI 1000 с цилиндрическим тиглем по сравнению с источником ABN 700 позволило повысить стабильность потоков элементов III группы. Конструкция активной области «связанное состояние - непрерывный спектр» была использована при выращивании гетероструктуры ККЛ с генерацией в диапазоне 5.7±0.2 мкм. Структура содержала 60 каскадов на основе упруго-компенсированных слоев In0.44Al0.56As/In0.60Ga0.40As. Продемонстрирована генерация при комнатной температуре с детектируемой мощностью оптического излучения, выходящего с одного торца ККЛ порядка 90 мВт. Реализованы ККЛ на основе конструкции с активной областью, в которой опустошение нижнего лазерного уровня происходит за счет двух-фононного резонанса. Лазеры излучают в диапазоне 7.8±0.2 мкм. Активная область содержит 50 периодов на основе гетеропары In0.53Ga0.47As/Al0.48In0.52As, согласованной по постоянной кристаллической решетки с подложкой. Также реализована конструкция, в которой опустошение нижнего лазерного уровня происходит за счет трех-фононного резонанса. Лазерная генерация наблюдается в диапазоне 9.8±0.2 мкм. Структура содержит 40 каскадов на основе квантовых ям In0.53Ga0.47As с барьерными слоями Al0.48In0.52As.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ, уникальный идентификатор RFMEFI57816X0204.

- [1] M. Beck et al., Science, 295 (5553), 301-305 (2002).
- [2] Q. Wang et al., Appl. Phys. Lett., 94, 011103 (2009).
- [3] A. Tredicucci et al., Appl. Phys. Lett., 73(15), 2101-2103 (1998).

Влияние одноосных деформаций и температуры на длину волны и поляризацию излучения лазерных диодов на основе гетероструктур p-AlGaAs/GaAsP/n-AlGaAs

Богданов Е.В., Колоколов К.И., Минина Н.Я.

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

В настоящей работе представлены результаты численных расчетов, которые позволяют изучить влияние на длину волны и поляризацию излучения лазерных диодов на основе гетероструктур p-Al_xGa_{1-x}As/GaAs_{1-y}P_y/n-Al_xGa_{1-x}As температуры, а также анизотропных деформаций, которые могут возникнуть в результате внешних механических или температурных воздействий.

Уравнение Шредингера с гамильтонианом в представлении Латтинжера-Кона с учетом деформационных членов решалось самосогласованно с уравнением Пуассона для электростатического потенциала конечно-разностным методом [1]. В результате численных расчетов спектры размерного квантования, волновые функции и коэффициенты оптического усиления ТМ и ТЕ поляризационных мод gтм и gте определены для выращенных в направлении [001] гетероструктур p-Al_xGa1-_xAs/GaAs1-_yP_y/n-Al_xGa1-_xAs с содержанием фосфора от y = 0 до y = 0.20 и шириной квантовой ямы от 4 до 20 нм в условиях одноосного сжатия и растяжения вдоль кристаллографических направлений [110], [100] и [001] в интервале давлений до 10 кбар при температурах 77 и 300 К.

Как известно, длина волны излучения лазерных диодов определяется величиной оптической щели E_{opt} , которая равна разнице энергий основных состояний электронов и дырок в квантовой яме. Согласно проведенным расчетам для всех исследованных структур в рассмотренном температурном интервале E_{opt} увеличивается при уменьшении температуры на величину $\Delta E_{opt} \approx 80$ мэВ. По сравнению с этим значением изменение E_{opt} при одноосных деформациях не очень велико и почти не зависит от температуры в интервале 77 ÷ 300 K, но существенно анизотропно: так при максимальной нагрузке и $P \parallel [110]$ её рост при сжатии и уменьшение при растяжении превышает 50 мэВ, тогда как в случае $P \parallel [001]$ её изменение оказывается не более 10 мэВ.

С другой стороны, результаты расчетов коэффициентов оптического показали, что поляризация излучения слабо меняется с температурой, но может быть исключительно чувствительна к одноосным деформациям. Так при одноосных деформациях в плоскости структуры вдоль направлений [110] и [100] отмечается сильная, на порядок и более, барическая зависимость отношения g_{TM}/g_{TE} , в результате при сжатии возможно переключение излучения с доминирующей TM поляризацией к излучению с доминирующей TE поляризацией, а при растяжении обратный эффект. Это является следствием сильного изменения энергетического спектра и симметрии уровней в квантовой яме, что приводит к перемешиванию состояний легких и тяжелых дырок и изменяет правила отбора. В случае одноосного сжатия или растяжения вдоль [001] как сами структуры, так и волновые функции симметрию не меняют, значит, перемешивания состояний легких и тяжелых дырок в Г-точке не происходит, а изменение соотношения g_{TM} и g_{TE} обусловлено в этом случае относительным смещением уровней размерного квантования легких и тяжелых дырок.

Слабое влияние температуры на барические зависимости ΔE_{opt} и *g*_{TM}/*g*_{TE} объясняется устойчивостью деформационных потенциалов и незначительным изменением модулей упругости с температурой [2].

[1] K.I. Kolokolov, A.M. Savin, S.D. Beneslavski et al., Phys. Rev. B 59, 7537 (1999).

[2] S. Adachi, GaAs and Related Materials: Bulk Semiconducting and Superlattice Properties, World Scientific, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong (1999).

Реализация экситонного фильтра в асимметричной системе квантовых ям с квантовыми точками

Будкин Г.В., Еременко М.В., Резницкий А.Н.

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

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование процессов энергетической релаксации и туннелирования электронных возбуждений в двойных асимметричных квантовых ямах CdSe/ZnSe с самоорганизованными квантовыми точками. Исследованы оптические спектры фотолюминесценции (ФЛ) и возбуждения фотолюминесценции (ВФЛ) в наборе двойных квантовых ям с фиксированной глубиной глубокой ямы и различной глубиной мелкой ямы с разной толщиной барьера. Обнаружено, что при некотором соотношении глубин мелкой и глубокой ям в исследованном наборе реализуются условия, когда экситонный канал в спектре возбуждения фотолюминесценции мелкой ямы является

доминирующим. В этом случае в спектре ВФЛ состояний, формирующих коротковолновую часть спектра ФЛ мелкой квантовой ямы, в области выше края поглощения барьера наблюдается отчетливая экспоненциально спадающая осциллирующая структура с периодом равным энергии оптического фонона (см. рис), что является характерной чертой процесса релаксации горячих экситонов.

Разработана микроскопическая модель переноса электронов, дырок и экситонов между элек-



Рис.1. – Спектр ФЛ двойной квантовой ямы и спектр ВФЛ (красная осциллирующая кривая) коротковолновых состояний мелкой ямы.

тронными состояниями мелкой и глубокой квантовых ям, разделенных достаточно широкими барьерами [1]. Вероятности переноса вычислены с учетом рассеяния на примесях, акустических и оптических фононах. Продемонстрировано, что в исследованном диапазоне ширин барьеров наибольшей вероятностью переноса электронного возбуждения между квантовыми ямами обладает процесс непрямого туннелирования с одновременным возбуждением в решетке продольного оптического фонона. Показано, что вероятность этого процесса для одиночных носителей заряда существенно превышает вероятность туннелирования экситонов. Таким образом, в определенной области интенсивностей возбуждений можно реализовать условия, когда в системе двойных квантовых ям электроны и дырки из мелкой ямы переходят в глубокую, а экситоны, захваченные в мелкую яму, излучательно рекомбинируют из состояний квантовых точек. В результате чего основным каналом переноса энергии к состояниям, формирующим спектр ФЛ мелкой ямы, является каскадная релаксация горячих экситонов с излучением продольных оптических фононов.

Экспериментальная реализация гетероструктуры, обладающей свойствами экситонного фильтра, осуществляющего разделение экситонного канала релаксации и релаксации через состояния свободных электронов и дырок, позволяет расширить возможности экспериментальных исследований процессов переноса энергии и спина по состояниям разной размерности.

[1] Будкин Г.В., Еременко М.В., Резницкий А.Н., ЖЭТФ, 151, п4 (2017).

Влияние концентрации донорного легирования кремнием на температурные зависимости электронных транспортных свойств 1δ-PHEMT квантовых ям AlGaAs/InGaAs/GaAs

Виниченко А.Н.^{1,2}, Васильевский И.С.¹, Сафонов Д.А.¹, Каргин Н.И.¹

¹НИЯУ "МИФИ", 115409, Москва, Каширское шоссе, 31 ²БФУ им. И. Канта, 236016, Калининград, А. Невского, 14

Повышение проводимости и плотности тока в квантовых ямах (КЯ) PHEMT гетероструктур связано с особенностями зависимости подвижности от концентрации электронов. В работах различных групп наблюдается различный характер зависимости холловской по-

движности μ от концентрации электронов n_s . В области малых концентраций ($n_s < 10^{12}$ см⁻²) отмечается возрастающая зависимость μ *H*(n_s) [1], выходящая на насыщение. В других работах наблюдается убывание μ *H*(n_s) при высоких значениях n_s в области низких температур, что объясняется как рассеянием электронов на удалённых ионизированных примесях и микросплавным рассеянием в КЯ, а также заполнением верхней подзоны размерного квантования КЯ [2].

На изготовленных в НИЯУ МИФИ РНЕМТ КЯ Alo.25Gao.75As/Ino.2Gao.8As/GaAs концентрация одностороннего донорного легирования изменялась в пределах N_D =(1.0÷15.8)·10¹² см⁻². Зависимость холлов-



Рис.1. – Немонотонная зависимость холловской подвижности электронов от концентрации донорной примеси в РНЕМТ КЯ.

ской подвижности электронов от концентрации, приведенная на рис. 1, оказалась немонотонной. При слабом легировании $\mu_H(N_D)$ возрастает, затем при увеличении легирования убывает приблизительно как линейная функция от N_D во всем исследованном интервале температур. Такой характер $\mu_H(N_D)$ оказывается более плавным, чем в случае прямого рассеяния на донорах, и объясняется ростом экранирования.



Рис.2. – Температурные зависимости холловской кониентрации электронов в КЯ.

В области низких температур $n_H(T)$ слабо зависит от температуры (рис. 2), однако, при достижении определенной температуры демонстрирует резкое возрастание, зависящее от легирования. Причина такого поведения не связана с амфотерностью кремния, а объясняется зонными эффектами ионизации доноров. При слабом легировании в PHEMT уровень доноров Si находится достаточно высоко над уровнем Ферми, ионизация доноров высокая. С возрастанием легирования энергия дна зоны проводимости вблизи δ -Si слоя снижается вследствие кулоновского потенциала

заряженных ионизованных доноров и ионизация доноров становится неполной и зависящей от температуры. При высоких температурах возрастает термоактивация электронов с донорного уровня, зависящая, в том числе, от концентрации введенной примеси кремния.

[1] Y. Cordier et al. / J. Cryst. Growth 251, 822–826 (2003).

[2] A. Babiński, et al. / Appl. Phys. Lett. 77, 999 (2000).

Пространственно-временной хаос и спонтанное упорядочение в сильнонеравновесных поляритонных системах

Гаврилов С.С.

Институт физики твердого тела РАН, 142432, г. Черноголовка

Системы короткоживущих частиц, возбуждаемые внешними силами, как правило, адиабатически следуют за медленными изменениями этих сил. В частности, их установившиеся «макроскопические» состояния неизменны в постоянных внешних условиях даже несмотря на возможную нелинейность, связанную с межчастичным взаимодействием; примерами этого являются практически все короткоживущие элементарные возбуждения в физике конденсированного состояния.

В этом докладе сообщается о весьма необычном поведении поляритонных бозеконденсатов, возбуждаемых плоской электромагнитной волной. В определенных условиях их динамика обнаруживает пространственно-временной хаос. В основе этого явления – спонтанное нарушение спиновой симметрии, имеющее место в анизотропных структурах и приводящее к сильной чувствительности к флуктуациям. С другой стороны, параметрическое рассеяние из конденсата в боголюбовские моды стремится восстановить баланс спинов и тем самым приводит к бесконечной регулярной или хаотической последовательности спиновых переключений, поскольку эти два нелинейных эффекта – нарушения и восстановления симметрии – существенно различны и не погашают друг друга взаимно. Найденный механизм фундаментален, он не зависит от какого-то конкретного распределения энергии экситонов или формы возбуждающего импульса и может послужить созданию источников когерентного электромагнитного излучения с новыми свойствами.

Упомянем, не вдаваясь в детали, какие именно установившиеся решения получаются в зависимости от геометрии системы [1]. Если она латерально ограничена, «бездисперсионный» конденсат, то не имеющий возможности распадаться на моды с другими волновыми числами из-за размерного квантования, переходит к автоколебаниям или хаосу. Неустойчивые распадные моды с отличающимися частотами предопределяют такие нестационарные решения [2]. Но уже в одномерных системах открывается возможность их внутренней стабилизации за счет спонтанного разделения областей «правого» и «левого» спина в виде периодической жестко упорядоченной пространственной структуры. Наконец, в двумерных системах дальний порядок сохраняется, но перестает быть «жестким» и напоминает скорее турбулентную жидкость (см. рис., цвет обозна-



чает круговую поляризацию); состояния таких систем могут быть хаотичны в пространстве и времени.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 14-12-01372) и РФФИ (грант № 16-02-01172).

[1] S. S. Gavrilov, Phys. Rev. B 94, 195310 (2016)

Вертикально-излучающие лазеры спектрального диапазона 1550 нм, сформированные методом спекания

Гладышев А.Г.¹, Бабичев А.В.¹, Карачинский Л.Я.¹, Новиков И.И.¹, Михайлов С.², Яковлев В.², Сырбу А.², Agustin М.³, Леденцов Н.Н.³, Воропаев К.О.^{4,5}, Ионов А.С.⁵, Егоров А.Ю.^{1,6}

¹ООО «Коннектор Оптикс», 194292, Санкт-Петербург, ул. Домостроительная, 16 ²RTI-Research SA, 1400, Switzerland, Yverdon-les-Bains, Galilée, 6 ³VI Systems GmbH, 10623, Germany, Berlin, Hardenbergstrasse, 7 ⁴НовГУ им. Ярослава Мудрого, 173003, Россия, В. Новгород, ул. Б. Санкт-Петербургская, 41 ⁵ОАО «ОКБ-Планета», 173004, В. Новгород, ул. Федоровский ручей, 2/13 ⁶Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, пр. Кронверкский, 49

Длинноволновые вертикально-излучающих лазеры (ВИЛ) (спектральный диапазон 1300 – 1550 нм) в сравнении с более коротковолновыми ВИЛ обладают меньшей потребляемой мощностью и более низкими потерями в оптоволокне на основе кремния. Создание современных высокоскоростных линий передачи данных требует высокого быстродействия на один канал (25 Гбит/с и выше) и выходной оптической мощности ВИЛ, работающего в одномодовом режиме не менее 5 мВт. Основные подходы по формированию длинноволновых ВИЛ состоят в спекании гетероструктур, выращенных в разных системах материалов (GaAs и InP) [1] и непосредственном выращивании ВИЛ на подложке InP [2]. ВИЛ, полученные методом спекания, демонстрируют более высокую выходную оптическую мощность, до 5.2 мВт при скоростях передачи данных ~10 Гб/с [1].

В данной работе представлены результаты исследования оптических свойств кристаллов высокоскоростных длинноволновых ВИЛ спектрального диапазона 1550 нм, изготовленных методами молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) и спекания полупроводниковых пластин с активной областью на основе InP и с распределенными брэгговскими отражателями (РБО) на основе GaAs. Все гетероструктуры были выращены методом МПЭ на промышленной установке Riber 49 в ООО «Коннектор Оптикс». Активная область сформирована на основе набора из 7 «тонких» упруго-напряженных (1.4 %) квантовых ям с химическим составом In0.74Ga0.26As. В качестве потенциальных барьеров были использованы ненапряженные слои In0.53Al0.20Ga0.27As толщиной 12 нм. Туннельный переход на основе слоев n^{++} и p^{++} In_{0.53}Al_{0.20}Ga_{0.27}As, легированных кремнием и углеродом, соответственно, был использован для формирования токовой апертуры. Верхний и нижний РБО состояли из 20.5 и 35 пар чередующихся слоев AlGaAs-GaAs. После эпитаксии составных частей ВИЛ, производилось двойное спекания гетероструктур РБО и активной области ВИЛ. Для формировании кристалла ВИЛ использована конструкция с внутрирезонаторными контактами [3]. Лазеры демонстрируют одномодовую генерацию в непрерывном режиме с максимальной выходной оптической мощностью до 6 мВт при комнатной температуре. Лазеры работают в температурном диапазоне 10-100°С. Характерные приборные параметры изготовленных ВИЛ: плотность порогового тока порядка 1.3 мА; дифференциальная эффективность порядка 0.6 Вт/А; КПД не менее 20 %; коэффициент подавления боковых мод 40-45 дБ. Продемонстрированы глаз-диаграммы (амплитудный формат модуляции без возвращения к нулю) с областью устойчивого разделения нуля и единицы на скоростях 30 Гб/с и 20 Гб/с при 20 и 85 °C, соответственно. Достигнутые высокие значения оптической мошности изготовленных ВИЛ и возможность прямой модуляции оптического сигнала со скоростями вплоть до 30 Гб/с свидетельствуют о перспективности их применения в DWDM-системах.

[1] D. Ellafi et al., Opt. Express, 22(26), 32180-32187 (2014).

[2] M. Muller et al., IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., 17(5), 1158-1166 (2011).

[3] A. V. Babichev et al., In Proc. of SPIE 10122 (San Francisco, CA, USA, 2017), pp. 1012208-1.

«Темные» экситоны в монослоях дихалькогенидов вольфрама

Глазов М.М.¹, Wang G.², Robert C.², Cadiz F.², Courtade E.², Amand T.², Lagarde D.², Taniguchi T.³, Watanabe K.³, Urbaszek B.², Marie X.²

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

²Universite de Toulouse, INSA-CNRS-UPS, LPCNO, 135 Av. Rangueil, 31077 Toulouse, France

³National Institute for Materials Science, Tsukuba, Ibaraki 305-0044, Japan

Мономолекулярные слои дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) являются двумерными полупроводниками с шириной запрещенной зоны около 2 эВ, реализующейся в точках **К**+ и **К**- на границах гексагональной зоны Бриллюэна [1]. Благодаря сильному спин-орбитальному взаимодействию в каждой долине энергетического спектра состояния зоны проводимости и валентной зоны расщеплены по спину, причем спиновое расщепление состояний валентной зоны достигает нескольких сотен мэВ, а зоны проводимости – от единиц до десятков мэВ в зависимости от конкретного соединения. Оптические свойства монослоев дихалькогенидов переходных металлов определяются экситонами Ванье-Мотта с энергией связи около 500 мэВ [2]. При нормальном падении света на монослой возбуждаются междузонные переходы между состояниями зоны проводимости и валентной зоны с параллельными спинами, причем в долине *К*+ переходы идут под действием света, поляризованного по правому кругу, а в долине K- по левому. Экситоны, где спины занятого состояния в зоне проводимости и пустого состояния в валентной зоне антипараллельны, не взаимодействуют со светом при нормальном падении и, соответственно, называются темными [3]. В работе [4] был сделан вывод о наличии темных состояний в монослоях WSe₂ на основе экспериментального исследования температурной зависимости интенсивности люминесценции.

Здесь представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований тонкой структуры темных экситонных состояний в монослоях ДПМ. Показано, что темные экситоны дипольно-активны в *z*-поляризации, где z – нормаль к монослою. Причиной этого является спин-орбитальное смешивание состояний зоны проводимости и валентной зоны с далекими зонами монослоя ДПМ, нечетными по отношению к отражению в горизонтальной плоскости. В рамках расширенной *kp*-модели теории возмущений получена оценка силы осциллятора темного экситонна ~10⁻³ от силы осциллятора светлого экситона. В монослоях WSe₂ и WS₂ темное экситонное состояния лежит по энергии ниже светлого (по оценкам на несколько десятков мэВ). Напротив, в монослоях ДПМ на основе молибдена нижним по энергии оказывается светлое состояние, однако расщепление между темными и светлыми экситонами составляет лишь единицы мэВ. Это связано с отличием знаков спинового расщепления зоны проводимости в системах на основе вольфрама и молибдена, а также со вкладом короткодействующего обменного взаимодействия между электроном и дыркой.

Были выполнены измерения спектров фотолюминесценции монослоев WS₂ и WSe₂, помещенных между слоями гексагонального нитрида бора как при нормальном падении излучения, так и при распространении света в плоскости монослоя. В спектре люминесценции при распространении света в плоскости был обнаружен пик, активный в *z*-поляризации, находящийся на 55 и 40 мэВ ниже светлого экситона в образцах WS₂ и WSe₂, соответственно. Этот пик идентифицирован как темный экситон в монослое ДПМ.

[1] K.-F. Mak, C. Lee, J. Hone, J. Shan, T. F. Heinz, Phys. Rev. Lett. 105, 136805 (2010).

[2] A. Chernikov, T. C. Berkelbach, H. M. Hill, et al., Phys. Rev. Lett. 113, 076802 (2014).

[3] M. M. Glazov, T. Amand, X. Marie, et al., Phys. Rev. B 89, 201302(R) (2014).

[4] X.-X. Zhang, Y. You, S. Yang, F. Zhao, T. F. Heinz, Phys. Rev. Lett. 115, 257403 (2015).

Оптическая диагностика спинодального распада в твердых растворах InGaAsP

Гордеева А.Б.¹, Гагис Г.С.¹, Маричев А.Е.^{1,2}, Пушный Б.В.^{1,2}

¹ФТИ им. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26 ²НТЦ Микроэлектроники РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая,26

В последнее время становится актуальной возможность передачи энергии оптическим путем, в том числе в виде узкого направленного лазерного пучка. Для уменьшения потерь и экологической безопасности оптимальным представляется использование с этой целью ИК излучения с длиной волны попадающей в область локального минимума поглощения земной атмосферы, например 1.06 мкм. Материалом для фотоприемников, рассчитанных на преобразование мощного (до 10 кВт) излучения такой длины волны могут являться пленки твердых растворов InGaAsP изопериодичных с подложкой InP. Сложность получения пленок оптимальной толщины 1-2 мкм с помощью МОС-гидридной эпитаксии обусловлена наличием обширной области несмешиваемости, на границу которой попадают составы, имеющие необходимую ширину запрещенной зоны 1.06-1.2 эВ.

В рамках разработки технологии роста пленок InGaAsP/InP(001) производилась, в том числе, и оптическая диагностика полученных образцов методом спектроскопии анизотропного отражения света (AO). Уникальность данной методики заключается в возможности с ее помощью установления спинодального распада в пленке, т.е. присутствия областей, окруженных нераспавшейся матрицей, имеющих слоистую структуру доменов с чередованием состава вдоль направления наилегчайшего сжатия (001). При этом в спектре AO могут появиться особенности, связанные с оптическим откликом от бинарных фаз InAs, InP, GaAs, GaP. На рисунке 1 представлены спектры пленок растворов InGaAsP до (штриховая линия) и после (сплошная линия) спинодального распада. Стрелка указывает на спектральную особенность, положение которой совпадает с положением оптического перехода E_1 в твердом растворе. Штриховая окружность ограничивает область оптических переходов $E_1 - E_1 + \Delta_1$ в GaAs. Можно заметить, что в результате спинодального распада в спектре AO появляются особенности характерные спектру AO поверхности (001) GaAs. При этом особенности, связанные с твердым раствором, сохраняются. Это свидетельствует о появлении бинарной фазы GaAs в твердом растворе. Одновременно, как результат ча-

стичной релаксации внутренних напряжений, амплитуда спектра существенно уменьшается. Таким образом, показано, что методика спектроскопия АО может быть использована для диагностики спинодального распада в пленке. Кроме этого методика позволяет определять направление и оценивать величину внутренних напряжений в слоях твердого раствора и подложки. В докладе будут также представлены результаты исследований InGaAsP методами атомно-силовой микроскопии, фото-люминесценции.



Рис.1. – Спектры AO пленок GaInAsP. Тонкая линия - спектр GaAs n $2 \cdot 10^{18}$ (001).

Теоретическое и экспериментальное изучение поперечной локализации токовых линий и эффектов шнурования в мультибарьерных гетероструктурах для генерации электромагнитного излучения терагерцового диапазона

Гергель В.А., Горшкова Н.М., Зеленый А.П., Минкин В.С.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, корпус 7

Несмотря на большое количество различных типов структур электромагнитного излучения субмиллиметрового диапазона частот, в настоящее время отсутствует компактный мощный источник излучения, работающий при комнатной температуре. Учитывая современный прогресс в технологиях изготовления микро- и наноструктур, позволяющий достичь малых собственных емкостей гетероструктур из полупроводников с высокой подвижностью носителей, можно сделать вывод о высокой степени актуальности данной задачи.

Проведен теоретический анализ возможности возникновения эффекта шнурования в мультибарьерных гетроструктурах с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС). Для использования элементов с S-образной характеристикой для возбуждения сверхвысокочастотных колебаний необходимо, чтобы амплитуда токовых импульсов питания находилась в пределах участка ОДС S-образной вольт-амперной характеристики (ВАХ), формируя «рабочую точку» возникновения соответствующих электромагнитных колебаний. Определенная величина требуемого полного тока питания может быть обеспечена в случае неоднородного распределения плотности тока по площади гетероструктурного мезаэлемента, когда при том же самом напряжении величина плотности тока на относительно малой площади элемента сравнительно высока и отвечает сильнотоковой ветви ВАХ, а соответственно, плотность тока на большей части площади значительно меньше и отвечает начальному, высокоомному участку ВАХ. Формирование подобного рода неоднородных распределений и называется эффектом шнурования. Дифференциальное сопротивление прошнурованной структуры будет положительным, а следовательно, такая ситуация негативна для возможности генерации СВЧ колебаний.

Теоретически обосновано и расчетным путем доказано предположение о том, что существует устойчивость в отношении эффекта шнурования у гетероструктуры, представляющей собой последовательность перемежающихся высокоомных, нелегированных широкозонных и низкоомных, сильнолегированных узкозонных слоев. Для этого был использован ранее развитый алгоритм учета латерального растекания тока в низкоомных слоях высоколегированного GaAs [1-2]. Двумерная структура была сегментирована на соответствующие вертикальные столбцы, выбраны граничные условия распределения температур и вертикальных потоков. Расчетная процедура продемонстрировала существенное латеральное перераспределение напряжения между функциональными слоями структуры по мере продвижения к нижнему GaAs слою и, как следствие, неравномерному распределению результирующего напряжения. Данное явление свидетельствует в пользу отсутствия эффекта шнурования. Проведены экспериментальные исследования и получены результаты в виде BAX для структур, которые демонстрируют устойчивый участок ОДС характеристик при импульсном питании токовыми микросекундными импульсами от высокоомного источника.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 15-07-05912 а и № 15-07-06032 а.

[1] V. A. Gergel et al., Semiconductors, 48, 481 (2014).

[2] V. A. Gergel et al., Technical Physics, 85, 83 (2015).

Концепция зонного инжиниринга при проектировании устройств генерации электромагнитного излучения на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs

Гергель В.А., Горшкова Н.М., Зеленый А.П., Минкин В.С.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, корпус 7

Изучению особенностей электропроводности гетероструктур, как известно, всегда уделялось большое внимание исследователей. Прежде всего, это относится к изучению продольной проводимости в транзисторах с высокой подвижностью электронов. В последние десятилетия интенсивно изучалась и поперечная электропроводность в туннельнорезонансных структурах с тонкими, менее 1 нм, барьерами и соответствующими Nобразными характеристиками [1-2]. Существенно меньшее внимание уделялось изучению поперечной термоактивационной электропроводности гетероструктур с туннельно непрозрачными барьерными слоями более 10 нм и S-образными характеристиками.

Разработана программа математического моделирования высокополевого дрейфа, которая отличается уникальной сходимостью, что позволяет в рамках единого процесса моделировать поперечный дрейф в сверхрешетках, несмотря на большие значения (~ 106 В/см) встроенных квазиэлектрических полей на гетерограницах [3-4]. С помощью данной программы исследован электронный дрейф в наноразмерных гетероструктурах сложных пространственных конфигураций. Результаты исследований электронного дрейфа в легированных наноразмерных сверхрешетках с конечным числом гетеробарьеров продемонстрировали нелинейность расчетных вольт-амперных характеристик и появление участка с высокой дифференциальной проводимостью (S-образный участок) между областью высокоомного начального участка и сильнотоковой областью (V > 1 B; I ~ 105 A/см2) в зависимости от значений структурных параметров (высота и ширина гетеробарьеров, уровень легирования), исходной температуры электронного газа.

Построена обобщенная модель дрейфа электронов в мультибарьерных гетероструктурах с разновысокими энергетическими барьерами используя концепцию зонного инжиниринга, обеспечивающей последовательный расчет напряжений и плотности тепловой энергии в каждой из элементарных ячеек, проведен теоретический анализ возможных конструктивных решений, включающих вариации толщины и формы (варизонность) первого входного энергетического барьера для обеспечения более равномерного распределения парциальных напряжений на всех последующих барьерах, предпочтительное с точки зрения минимизации паразитного разогрева кристаллической решетки кристалла. Модифицирован предложенный ранее технологический маршрут изготовления тестовых образцов и их топология. Проведены оценки характеристик терморазогрева тестовых образцов и предельных длительностей импульсного питания, которые оказались величиной порядка нескольких микросекунд при частоте повторения порядка 1 кГц. Разработана конструктивная схема определения спектра излучения и соответствующей мощности в импульсе, включающая необходимые элементы квазиоптического согласования с внешней средой.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 15-07-05912 а и № 15-07-06032 а.

[1] L.A. Samoska, IEEE Trans. Terahertz Science Tech., 1, 9 (2011).

[2] T. Nagatsuma, IEICE Electronics Express, 8, 1110 (2011).

[4] V. A. Gergel et al., Technical Physics, 85, 83 (2015).

^[3] V. A. Gergel et al., 48, 481 (2014).

Влияние модуляции поляритонного потенциала на спиновые характеристики сильнонеравновесных поляритонных конденсатов

Деменев А.А.¹, Гаврилов С.С.¹, Крижановский Д.Н.², и Кулаковский В.Д.¹

¹ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 2 ²Department of Physics and Astronomy, University of Sheffild, S3 7RH Sheffild, UK

Экситонные поляритоны возникают в полупроводниковых микрорезонаторах (МР) в режиме сильной экситон-фотонной связи. Их отличие от ранее изучавшихся нелинейнооптических систем связано с анизотропным по спину парным взаимодействием, имеющим высокую интенсивность. Уже при относительно малых плотностях возбуждения перенормировка частоты поляритонного уровня может заметно превышать его спектральную ши-

рину. Это приводит к возможности управления спином макрозаполенного поляритонного состояния за счет сверхбыстрых неравновесных переходов, осуществляющихся вблизи критических параметров возбуждения [1]. Более того, сильная нелинейность и связанная с ней перенормировка собственной частоты поляритона открывает новую возможность переключения среднего спина конденсата при вариации внутренних параметров структуры, а не внешнего поля.

Недавно было показано, что частота поляритона может варьироваться в пикосекундном диапазоне под действием быстрых акусто-деформационных импульсов [2]. В этом случае при фиксированных интенсивности и поляризации накачки возможны контролируемые сверхбыстрые переключения между состояниями с линейной и циркулярной поляризациями поляритонной моды. Также была исследована возможность



Рис.1. – Зависимость максимума степени циркулярной поляризации сигнала СППР от плотности накачки с включением и в отсутствие ПАВ. Температура образца T=2K.

управления как интенсивностью, так и поляризацией сигнала стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния (СППР) при модуляции экситонного потенциала с помощью поверхностных акустических волн (ПАВ) [3].

Влияние ПАВ на пороговые характеристики сигнала СППР оказалось весьма нетривиальным. В отсутствие ПАВ порог поляризационного переключения (как правило, между состояниями с линейной и круговой поляризациями конденсата при строго линейной поляризации внешнего поля) существенно выше порога СППР, при котором скачком увеличивается только амплитуда сигнала. В свою очередь, возбуждение ПАВ значительно понижает порог поляризационного переключения (с 6.5 кВт/см² до 3.3 кВт/см², рис.1). При этом в области мощностей накачки от 3.3 до 6.5 кВт/см² высокая степень циркулярной поляризации сигнала сохраняется на протяжении всего импульса возбуждения. Таким образом, модуляция экситонного потенциала в совокупности со спиновой анизотропией поляритонного взаимодействия позволяет эффективно управлять поляризацией сигнала СППР.

[1] S.S. Gavrilov et al., Appl. Phys. Lett., 102, 011104 (2013).

[2] S.S. Gavrilov et al., Jetp Lett., 100, 817 (2015).

[3] A.A. Demenev et al., Jetp Lett., 101, 334 (2015).

Спиновая динамика экситон-поляритонных конденсатов с ненулевым орбитальным моментов в GaAs микрорезонаторах.

Деменев А.А., Доморецкий Д.Р., Ларионов А.В. и Кулаковский В.Д.

ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., г. Черноголовка, ул.Академика Осипьяна, 2

Экситонные поляритоны в полупроводниковых микрорезонаторах (МР) обладают уникальным, анизотропным по спину, парным взаимодействием, что открывает возможность управления спином поляритонного конденсата, в частности, на основе явления оптической мультистабильности в МР. Использование для накачки МР света с ненулевым орбитальным моментом теоретически позволяет также управлять пространственным распределением спина конденсата. В данной работе исследовалась поляритонная система, приготовленная с помощью внешнего импульсного ($t_p \approx 2$ пс) фотовозбуждения, имеющего ненулевой орбитальный момент.

Нами была продемонстрирована возможность создания оптического лазерного поля в когерентной суперпозиции двух пучков с контролируемо изменяемыми значениями спина и орбитального момента (S, m), где S = σ +, σ - и m=±1. На рис.1 показано качественное согласие теоретического (a,b) и экспериментально полученного (c,d) распределения интенсивности лазерного поля в плоскости образца.

В недавней работе [1] было теоретически исследовано явление пространственного разделения спиновых компонент поляритонного конденсата, возникающее в анизотропном МР при возбуждении лазером в когерентной суперпозиции двух пучков с разными (S, m). Для проверки теоретических предсказаний были выполнены время-разрешенные измерения пространственного распределения поляритонной плотности. Временная динамика интенсивности поляритонного сигнала в циркулярно поляризованном базисе при мощности накачки чуть выше порога мультистабильности представлена на рис.2 для возбуждения светом с нулевым (d,e,f) и ненулевым (a,b,c) орбитальным моментом. Ситуация кардинально меняется при возбуждении МР вихревым оптическим полем с разными (S, m): по противоположные стороны от центра вихревого пучка в области формирования сигнала наблюдается эффект пространственного разделения циркулярных компонент поляритонного конденсата.

Таким образом, при возбуждении МР полученным вихревым лазерным полем наблюдался эффект про-



Рис.1. – Распределение интенсивности в линейном базисе для лазера, находящегося в когерентной суперпозиции двух пучков с разными (S,m). Спектры (a),(b) - рассчитанные и (c),(d) – экспериментальные.



Рис.2. – Временная динамика среза распределения поляритонов в циркулярном базисе при возбуждении MP светом с (a,b,c) - ненулевым и (d,e,f) - нулевым орбитальным моментом; (c,f) - динамика степени циркулярной поляризации сигнала.

странственного разделения спиновых компонент экситон-поляритонного конденсата вследствие наличия у них взаимно противоположного углового момента. Эффект исчезал при отсутствии взаимодействия циркулярных компонент поляритонного конденсата.

[1] С.С. Гаврилов и В.Д. Кулаковский, Письма в ЖЭТФ, т.104, вып.12, стр.849-850 (2016)

Динамика экситонов в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами

Трифонов А.В.¹, Ефимов Ю.П.², Елисеев С.А.² Ловцюс В.А.², Шапочкин П.Ю.², **Игнатьев И.В.**¹

¹Лаборатория Оптики спина СПбГУ 198504 Санкт-Петербург, Петродворец, ул Ульяновская, 1 ²СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, Петродворец, ул. Ульяновская, 1

Современное развитие технологии молекулярной пучковой эпитаксии позволяет выращивать гетероструктуры рекордного качества, в которых динамика экситонов определяется фундаментальными процессами [1]. В данной работе обсуждается несколько фундаментальных процессов, происходящих в экситонном ансамбле в высококачественной гетероструктуре с относительно широкой квантовой ямой In_{0.02}Ga_{0.98}As/GaAs. Большая ширина квантовой ямы, L = 95 nm, позволяет наблюдать несколько размерно-квантованных экситонных состояний. С помощью спектроскопии отражения и метода накачки-зондирования мы исследовали процессы рассеяния экситонов на различных квазичастицах, в частности, экситон-фононное и экситон-экситонное рассеяние, а также рассеяние экситонов на свободных носителях.

Для изучения рассеяния экситонов на фононах проводилось исследование спектров отражения при различных температурах образца и анализировалось уширение наблюдаемых экситонных резонансов методом, предложенным в работе [1]. Исследования показали, что в диапазоне температур 4 – 60 К уширение 4-х наблюдаемых резонансов линейно растет с температурой и обусловлено рассеянием на акустических фононах. Константа рассеяния $\hbar\gamma = 0.65 \ \mu eV/K$ для основного экситонного состояния, что является рекордно малой величиной, опубликованной к настоящему времени. При дальнейшем увеличении температуры наблюдается сверхлинейный рост уширения экситонных резонансов, которых хорошо описывается рассеянием экситонов на оптических фононах.

Экситон-экситонное рассеяние и рассеяние на свободных носителях изучалось по уширению экситонных резонансов при дополнительной подсветке монохроматическим излучением с варьируемой энергией фотонов. Установлено, что при возбуждении в область основных экситонных резонансов наблюдается их резонансное уширение. В частности, наблюдается уширение основного резонанса на несколько десятков µeV при возбуждении во 2-й – 4-й резонансы. Это свидетельствует об эффективном экситон-экситонном рассеянии. При возбуждении выше энергии связи экситона наблюдается сплошной спектр уширения основного состояния, что свидетельствует о включении эффективного механизма экситонного рассеяния. По нашему мнению, таким механизмом является экситон-экситонное и/или экситон-дырочное рассеяние.

Для прямого изучения процессов рассеяния были выполнены эксперименты накачказондирование. В качестве накачки использовались пикосекундные импульсы, возбуждающие один из экситонных резонансов. Спектрально широкие фемтосекундные импульсы, задержанные во времени относительно импульсов накачки, позволяли измерять спектры отражения с разрешением во времени. Эксперименты показали, что при возбуждении основного экситонного резонанса наблюдается его голубой сдвиг, релаксация которого происходит приблизительно за 7 пикосекунд. Одновременно с этим происходит уменьшение силы осциллятора экситонного перехода, которое также быстро релаксирует.

Данная работа поддержана грантом РФФИ № 16-02-00245.

[1] Trifonov, A. V., S. N. Korotan, A. S. Kurdyubov, I. Ya. Gerlovin, I. V. Ignatiev, Y. P. Efimov, S. A. Eliseev, V. V. Petrov, Y. K. Dolgikh, V. V. Ovsyankin, and A. V. Kavokin, Phys. Rev. B, 91, 115307 (2015).

Проводимость сверхрешеток GaAs/AlAs с электрическими доменами при комнатной температуре

Алтухов И.В.¹, Дижур С.Е.¹, **Каган М.С.**¹, Папроцкий С.К.¹, Хвальковский Н.А.¹, Васильевский И.С.², Виниченко А.Н.²

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, Моховая, 11-7 ²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409, Москва, Каширское шоссе,

Ранее было обнаружено влияние ТГц резонатора на электронный транспорт в сверхрешетках (СР) GaAs/AlAs с движущимися доменами и получены данные, указывающие на возбуждение резонатора за счет отрицательного сопротивления СР с доменами [1]. В настоящем сообщении приведены результаты исследования туннельного тока в короткопериодных СР при комнатной температуре при перестройке режимов доменной неустойчивости.

СР GaAs/AlAs, выращенные с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии, содержали 100 периодов 4 нм GaAs/2 нм AlAs, расположенных между сильно легированными верхним контактным слоем n⁺-GaAs (n=1H10¹⁹cm⁻³) и подложкой n⁺-GaAs (n=2H10¹⁸cm⁻³). Концентрация доноров в СР составляла (1-2)H10¹⁷cm⁻³. С помощью электронной литографии изготовлены меза-структуры в форме колец диаметром 10-15 мкм и шириной кольца 0.8-1.5 мкм. Кольцевой металлический контакт к структуре одновременно формировал распределенный ТГц резонатор на длины волн в свободном пространстве от 110 до 160 мкм. Фактически, это микрополосковая линия, замкнутая в кольцо, в которой электрическое поле электромагнитной волны направлено поперёк слоёв, а волна распространяется вдоль периметра кольца.

Изучалась эволюция тока через структуры при прямой и обратной развертке напряжения (треугольные импульсы). При некотором пороговом напряжении на вольтамперных характеристиках (BAX) наблюдалось резкое падение тока (до 50%), вызванное образованием движущихся доменов. При напряжениях выше порогового на BAX обнаруживались: (1) гистерезис при прямой и обратной развертке напряжения и (2) периодические максимумы, практически эквидистантные по напряжению. Гистерезис связывается с переходом между режимами с движущимся и статическим доменом. В последнем случае на BAX появлялся участок с насыщением тока.

Ранее мы обнаружили появление периодических максимумов при нерезонансном туннелировании (т.е. при напряжениях вне области минизонного транспорта, когда исчезает перекрытие уровней в соседних квантовых ямах) в СР InAs/AlSb с ТГц резонатором [2]. Расстояние между максимумами соответствовало разности энергий соседних резонансов, что позволило связать эти максимумы с эффектом Парселла. В данном случае, напротив, периодические максимумы на BAX не связаны с резонатором, поскольку их период не зависел от резонансной частоты. Обсуждается возможная связь этих максимумов с квантованием Ванье-Штарка.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 14-02-01062, 16-29-09626, 16-29-03135) и программ РАН «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий» и «Новые источники миллиметрового и терагерцового излучения и их перспективные приложения».

[1] И.В. Алтухов, С.Е. Дижур, М.С. Каган и др., Письма в ЖЭТФ, 103, 128 (2016) [2] M.S. Kagan, I.V. Altukhov, A.N. Baranov, et al., Lithuanian Journal of Physics, 54, 50 (2014)

Обратимое и необратимое изменение люминесцентных свойств гетероструктур на основе III-N под воздействием облучения электронным пучком низких энергий

Кузнецова Я.В., Заморянская М.В

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

Нитриды III-N привлекают значительный интерес как перспективный материал для создания оптоэлектронных приборов, работающих в видимой и ультрафиолетовой спектральных областях. Однако процессы деградации и нестабильности люминесценции в процессе эксплуатации затрудняют контролируемое управление оптическими свойствами приборов. Поэтому изучение причин изменения оптических характеристик под воздействием различных факторов является актуальной задачей.

Эффект изменения интенсивности люминесценции слоев и структур на основе III-N под воздействием облучения электронным пучком в растровом микроскопе (РЭМ) известен давно [1-2]. Однако на сегодняшний день в литературе нет однозначного объяснения наблюдаемому явлению [3-8]. Так как характерная энергия электронов в процессе облучения на порядки меньше пороговой энергии образования точечных дефектов за счет столкновения электронов с атомами решетки, то есть основание предполагать, что это явление не связано с радиационной деградацией материала.

Ранее автором было показано, что в нитридах наблюдается явление увеличения интенсивности люминесценции в процессе непрерывного облучения электронным пучком,

связанное с захватом носителей заряда ловушками в приповерхностном слое или вблизи интерфейсов [9,10]. В процессе облучения в структурах наблюдалось изменение интенсивности и спектрального положения полос люминесценции, связанное с экранировкой пьезоэлектрического поля в активной области зарядом, захваченным ловушками на интерфейсе (Рис.1). В ряде случаев наблюдался "эффект памяти": оптические свойства структур полностью восстанавливались при комнатной температуре или нагреве до 130÷180°С на воздухе в течение 30 мин.

Однако в некоторых структурах исходные свойства не восстанавливались. Было сделано предположение, что локальное электрическое по-



Рис.1. — Сравнение спектрального положения и интенсивности люминесценции квантовой ямы InGaN до и после облучения электронным пучком.

ле, созданное в результате захвата заряда ловушками, может вызывать перераспределение точечных дефектов и релаксацию напряжений в локальных областях сильнонапряженных квантовых ям [11]. В работе представлены экспериментальные результаты изучения механизма наблюдаемого эффекта.

- [1] Г.В. Сапарин и др. Вестн. Моск. Ун-та сер.3 Физика. Астрономия, 24, 3, 56 (1983)
- [2] H. Amano et al. Jpn. J. Appl. Phys., 28, L2112 (1989)
- [3] B. Sieber. Springer Proc. Phys., 120, 459 (2008)
- [4] M. Thomsen et al., J. Appl. Phys., 109, 123710 (2011)
- [5] P.S. Vergeles et al. J. Surf. Inv. X-ray, Synchr. Neutr. Techn., 10, 33 (2011)
- [6] H. Nykanen et al., Appl. Phys. Lett., 100, 122105 (2012)
- [7] S. Suihkonen et al., Phys. Stat. Solidi A, 210, 2, 383 (2013)
- [8] E.M. Campo et al., J. Appl. Phys., 119, 245108 (2016)
- [9] Ya.V. Kuznetsova et al. Jap. J. Appl. Phys., 52, 08JJ06 (2013)
- [10] Ya.V. Kuznetsova et al. Solid State Phenomena, 205, 435 (2014).
- [11] П.С. Вергелес и др. ФТП, 49, 2, 149 (2015)

Особенности выращивания квантоворазмерных гетероструктур InAs/GaSb методом МОСГФЭ

Левин Р.В.^{1,2}, Данилов Л. В¹., Матвеев Б.А.¹, Берт Н.А.¹, Зегря Г.Г.¹, Пушный Б.В.^{1,2}

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе (Ioffe Institute), 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26 ²НТЦ микроэлектроники РАН, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26

В настоящее время большой интерес вызывают приборы на основе квантоворазмерных гетероструктур и структур с напряженными сверхрешетками с гетеропереходами IIIтипа GaSb/InAs. В первую очередь это связано с широкими возможностями применения данных гетероструктур в области инфракрасной оптоэлектроники. Светоизлучающие и фотоприемные устройства на основе соединения GaSb/InAs способны работать в спектральном диапазоне от 1 до 15 мкм. Сейчас основным методом изготовления рассматриваемых структур является метод молекулярно-пучковой эпитаксии [1]. В данной работе представлены результаты исследования возможности изготовления квантоворазмерных гетероструктур, на примере сверхрешеток GaSb/InAs, методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (МОСГФЭ), т.к. этот метод значительно более технологичен при массовом производстве.

Выращивание квантоворазмерных гетероструктур GaSb/InAs осуществлялось мето-

дом МОСГФЭ на установке AIX-200. Особенностью применяемого метода роста является намеренное прерывание эпитаксии после выращивания каждого из слоев InAs и GaSb. После прекращения подачи реагентов в зону роста подавался чистый водород для полной смены газовой смеси. Затем подавались реагенты для выращивания слоя другого состава. Исследования микроструктуры выращенных образцов методом просвечивающей электронной микроскопии на микроскопе JEM2100F (рис.1) показали, что выращенные структуры обладали резкими гетерограницами и представляли собой сверхрешетку с толщинами однородных слоев 2-3нм. Исследования спектров фотолюминесценции выращенных образцов подтвердили воспроизводимость толщин слоев. Полученные спектры хорошо согласуются с теоретическим расчетом положения энергетических минизон в сверхре-



Рис.1. – Изображение поперечного сечения образца, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии.

шетке с заданными толщинами слоев. Разработанная технология запатентована в РФ [2]. Для апробирования технологии были также выращены и исследованы диодные гетероструктуры с одиночной квантовой ямой n-GaSb/n-InAs/p-GaSb [3].

Авторы выражают благодарность В.Н. Неведомскому за помощь в исследовании образцов и В.М Андрееву за полезные обсуждения и проявленный интерес к работе.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 16-08-01130-а "Исследования и разработка технологии изготовления наногетероструктур на основе напряженных сверхрешеток для оптоэлектроники".

[1] Manijeh Razeghi and Binh-Minh Nguyen, Rep. Prog. Phys. 77, 082401 (2014);

[2] В.М. Андреев, Р.В. Левин, Б.В. Пушный, ПАТЕНТ РФ №2611692 "Способ изготовления наногетероструктуры со сверхрешеткой", от 28.02.2017;

[3] L. V. Danilov et. al., "Electroluminescence and photoeffect in GaSb/InAs/GaSb nanostructure grown by MOVPE", 24thInt. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", 2016.

Дислокационная структура и поворот кристаллической решетки пленки на отклоненной подложке Si (001)

Лошкарев И.Д., Василенко А.П., Колесников А.В., Труханов Е.М., Путято М.А., Петрушков М.О., Преображенский В.В.

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

Использование отклоненных подложек при молекулярно-лучевой эпитаксии пленок полярных материалов на Si позволяет исключить образование антифазных границ. Вицинальный срез понижает симметрию границы раздела (ГР) и изменяет механизмы формирования дислокационной структуры. В работе представлены методики анализа деформационного состояния пленок с большим несоответствием (>7%) на вицинальных подложках, а также способ оценки плотности различных дислокационных семейств в ГР. Анализ опирается на простейшие данные рентгеновской дифрактометрии.

Полная ширина на полувысоте (ПШПВ) максимумов (004) широко используется как интегральная характеристика структурного качества пленок. В то же время, измерение углов ψ между плоскостями (001) в пленке и подложке не столь распространнено, хотя позволяет получить данные о дислокационной структуре границы раздела.

При полной релаксации пленки угол ψ характеризует поворот в целом кристаллической решетки пленки относительно подложки вокруг оси, совпадающей с направлением атомных ступеней на поверхности. На основании измеренного разворота пленки можно оценить соотношение плотностей фактически сформировавшихся дислокационных семейств и долю снимаемого ими несоответствия. Угол разворота ψ в основном определяют пять семейств дислокаций несоответствия (ДН), залегающие вдоль ступеней. Четыре семейства являются 60° дислокациями и одно семейство - 90°ДН (краевые Ломеровские дислокации). Комплементарная пара 60°ДН, векторы Бюргерса краевой дислокациии, рассматривается как одна краевая. Такой подход позволяет определить тип преобладающих 60°ДН, а также вычислить долю несоответствия R_{H60}, снимаемого непарной их частью.

Далее можно предположить, что изменение ПШПВ определяется исключительно изменением количества непарных 60°ДН. Тогда по характеру этой зависимости можно судить о соотношении плотностей краевых ДН и комплементарных пар 60° дислокаций. Поскольку одни от других отличаются количеством пронизывающих участков (у краевых – два, у 60° – четыре), следует заключить, что уменьшение ПШПВ при уменьшении R_{H60} свидетельствует о преобладании чисто краевых дислокаций над смешанными. В противном случае изменение доли непарных 60°ДН не повлечет изменение количества прорастающих участков и ПШПВ меняться не должна.

В качестве примера обсуждаются гетероструктуры с перспективным материалом GaSb на Si(001), 6° к (111). Измерения представлены в таблице, где видна существенная разница структурного состояния пленок между собой. Обнаружено, что увеличение поворота кристалла пленки относительно подложки сопровождается уменьшением ПШПВ. При этом изменение доли непарных 60°ДН указывает на релаксацию преимущественно введением чисто краевых дислокаций.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 16-32-60087, 16-32-00172).

Таблица – Структурные свойства релаксированных слоев GaSb на Si							
	St1581	St1582	St1583	St1584	St1585	St1586	St1587
ПШПВ, угл.с.	759	955	769	1691	849	1101	464
<i>ψ, угл.с</i> .	+1370	-275	+1400	+368	+1360	+850	+1664
R _{H60} , %	3.4	8.66	3.31	6.6	3.44	5.07	2.47

Гальваномагнитные свойства гетероструктур на основе GaAs с дельта-слоем марганца различной концентрации.

Луговых А.М.¹, Чарикова Т.Б.^{1,2}, Окулов В.И.^{1,2}, Моисеев К.Д.³

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, Россия

²ФГАОУ ВПО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н.

Ельцина», 620002, Екатеринбург, Россия

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

Современные полупроводниковые AIIIBV гетероструктуры с примесью переходных металлов являются перспективными для применения в спинтронике. Использование дельта-легирования магнитной примесью полупроводниковой гетероструктуры позволяет получить более высокую концентрацию магнитной примеси, локализованную в достаточно узком пространстве, по сравнению с образцами, где магнитный элемент растворен в объеме полупроводника [1,2]. Для создания локализованных магнитных состояний в матрицу

GaAs вводился дельта-слой Мп, который располагался на расстоянии 5 нм от квантовой ямы GaAs/Ga0.84In0.16As/ GaAs, заполненной дырками. Исследованы температурные и полевые зависимости удельной намагниченности, а также продольного и холловского сопротивления в гетероструктурах с концентрацией Mn в правом барьерном слое в интервале 0.4-2 ML, где ML моноатомный слой. При этом левый барьерный слой GaAs легировался Ве для обеспечения высокой концентрации дырок в квантовой яме. В настоящей работе будут обсуждены зависимости магнитных (рис.1) и транспортных свойств в гетероструктурах с дельта-слоем марганца различной концентрации. Полевые и температурные зависимости удельной намагниченности были измерены в интервале температур T=1.8-300 К и полей до H=±30 кЭ с помощью СКВИДмагнетометра (ЦКП ИФМ УрО РАН). Насыще-



Рис.1. – Удельная намагниченность гетероструктур на основе GaAs с различной концентрацией дельта-слоя Mn.

ние намагниченности наблюдалось в поле H=±10 кЭ при температуре T=5 K для гетероструктур с концентрацией марганца 1.2 ML и 2 ML и достигало величины $M_{M492}=0.864 \cdot 10^{-4}$ еmu/g и $M_{M402}=1.834 \cdot 10^{-4}$ emu/g, соответственно. Установлено влияние облучения лампой накаливания с цветовой температурой t ~ 2700 K в магнитном поле до 5 T на температурную зависимость магнитосопротивления гетероструктур.

Работа выполнена в рамках федеральной целевой программы «Электрон» №01201463326 при частичной финансовой поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН (грант №15-7-2-32) и РФФИ (грант №15-02-08909).

[1] A.M. Nazmul, S. Sugahara, M. Tanaka. Appl. Phys. Lett., V. 80, 3120 (2002).

[2] K.D Moiseev, V.N. Nevedomsky, Yu. Kudriavstev, et al. Semicond., V. 51, 1126 (2017).

Необыкновенные фононы в квантовых ямах

Маслов А.Ю., Прошина О.В.

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

В одноосных кристаллах возможно существование двух типов оптических фононов с различными законами дисперсии. Эти фононы до некоторой степени аналогичны обыкновенной и необыкновенной электромагнитной волнам. Для необыкновенных фононов характерна зависимость частоты колебаний от направления распространения [1,2]. В объемных кристаллах различие частот двух фононных ветвей может оказаться достаточно малым. Это может затруднить их экспериментальное разделение. Поэтому для изучения необыкновенных оптических фононов более перспективными могут оказаться квантоворазмерные структуры, обладающие одноосной симметрией. В этом случае можно получить значительно большее различие между частотами обыкновенных и необыкновенных оптических фононов.

В настоящей работе построена теория необыкновенных оптических фононов в квантовых ямах, в которых для создания ямы или барьеров используются материалы одноосной симметрии. Показано, что электрон-фононное взаимодействие в квантовой яме оказывается анизотропным даже в том случае, когда одноосные материалы используются только для создания барьеров. При этом в длинноволновом пределе вклад барьерных фононов $\Delta \alpha$ может быть представлен в виде:

$$\Delta \alpha = \alpha^{(b)} \sqrt{\frac{\varepsilon_{\parallel}^{(b)}(\omega)\varepsilon_{\perp}^{(b)}(\omega)}{\varepsilon^{(w)}(\omega)}}, \qquad (1)$$

где $\alpha^{(b)}$ – параметр электрон-фононного взаимодействия для материала барьера, $\varepsilon_{\parallel}^{(b)}(\omega)$ и $\varepsilon_{\perp}^{(b)}(\omega)$, $\varepsilon^{(w)}(\omega)$ – значения диэлектрических проницаемостей материала барьеров

и квантовой ямы в области фононных частот. Величина $\Delta \alpha$ в области существования необыкновенных оптических фононов может превосходить параметры собственного электрон-фононного взаимодействия в яме [3].

Установлены общие ограничения на необходимую анизотропию диэлектрической проницаемости и возможное затухание оптических фононов, при реализации которых возможно наблюдение необыкновенных оптических фононов. Определены конкретные материалы, в которых различие частот обыкновенных и необыкновенных фононов максимально, а затухание последних минимально. Полученные общие соотношения использованы для расчета фононного спектра и параметров электрон-фононного затухания для ряда конкретных наноструктур. Полученные результаты важны для диагностики гетероструктур при помощи неразрушающих оптических методов. Особенности фононного спектра определяют тепловые свойства, влияют на процессы электронного рассеяния. Это можно использовать при создании полупроводниковых лазеров на межуровневых внутризонных переходах, каскадных лазеров, диодов на квантовых ямах с двойным барьером, тонкопленочных сверхпроводников и даже ряда биологических структур.

[1] M. A. Stroscio, M. Dutta, Phonons in nanostructures. Published by the press syndicate of the university of Cambridge: the Pitt Building, Trumpington Street, Cambridge, United Kingdom (2001).

[2] Z. Wanget et al., in Length-Scale Dependent Phonon Interactions; eds. by S.L Shinde and G.P. Srivastava. Springer, (2014).

[3] A.Yu. Maslov, O.V. Proshina, Phys. Status Solidi C, 13, 507 (2016).

Нелинейные эффекты в проводимости наноструктур в окрестности перехода сверхпроводник-изолятор по беспорядку

Миронов А.Ю.^{1,2}

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т акад. Лаврентьева, 13 ²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова д. 2

Представлены результаты экспериментального исследования проводимости плёнок сверхпроводящих материалов нанометровой толщины и изготовленных на их основе наноструктурированных систем. Показано, что при понижении температуры вольт-амперные зависимости таких систем становятся сильно нелинейными. При сравнительно высоких температурах данное явление обусловлено эффектами перегрева электронной подсистемы. Дальнейшее понижение температуры приводит к доминированию эффектов, связанных с возникновением глобальной фазовой когерентности за счёт реализации топологического фазового перехода Березинского-Костерлица-Таулесса. В низкотемпературной фазе Березинского-Костерлица-Таулесса, в зависимости от степени разупорядоченности системы, проводимость может быть как неизмеримо велика, так и неизмеримо мала. Причем, оба этих состояния разрушаются при приложении большого тока или напряжения, и называются сверхпроводящим и сверхизолирующим, соответственно. Включение магнитного поля приводит к подавлению сверхпроводящего и, наоборот, к усилению сверхизолирующего состояния в сплошных плёнках и осцилляциям порогового напряжения в наноструктурированных системах [1]. Данное явление можно объяснить возникновением самоорганизованной (или искусственно созданной) системы сверхпроводящих островков в изолирующей матрице, перенос электронов между которыми определяется конкуренцией джозефсоновской и кулоновской энергией. При этом в случае с превышением джозефсоновской энергии над кулоновской возникает сверхпроводящее состояние, в обратном случае сверхизолирующее. Особенности поведения сверхпроводящего и сверхизолирующего состояния в магнитном поле связаны с подавлением магнитным полем джозефсоновской энергии в сплошных плёнках и её осциллирующему поведению в наноструктурированных



Рис.1. – (а) Изображение участка наноперфорированной плёнки NbTiN в сканирующем электронном микроскопе. Период отверстий 100 нм. (b) Цветовое отображение зависимости дифференциальной проводимости как функции магнитного поля и напряжения смещения. Наблюдаются магнитополевые осцилляции порогового напряжения с периодом, соответствующем кванту магнитного потока на квадратную ячейку со стороной 100 нм.

системах (см. рис. 1).

[1] T. I. Baturina & V. M. Vinokur, Annals of Physics 331, 236-257 (2013).

Концентрационные максимумы электронной подвижности 2D-электронов при рассеянии на коррелированном распределении примесных ионов в тонких легированных слоях

Михеев В.М.

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

Рассмотрена подвижность 2D- электронов в гетероструктурах типа Al_xGa_{1x}As/GaAs при низких температурах, связанная с рассеянием на коррелированном распределении примесных ионах в легированном слое[1]. Вклад корреляций в рассеяние электронов описывается структурным фактором, зависимость которого от вектора рассеяния представляет собой чередующуюся систему минимумов. В случае вырожденных электронов основной вклад в рассеяние электронов вносит область первого минимума структурного фактора. С ростом корреляций структурный фактор убывает в области минимума, что приводит к увеличению подвижности электронов. При конечных температурах (мы ограничили наше рассмотрение достаточно узким интервалом изменения температур, в котором можно пренебречь рассеянием электронов на акустических фононах) вырождение электронов частично снимается и доля электронов, рассеяние которых приходится на область первого максимума структурного фактора, возрастает. В этом случае влияние корреляций в распределении примесных ионов на подвижность проявляется более сложным образом. С ростом корреляций убывает структурный фактор в области первого минимума, но при этом возрастает структурный фактор в области первого максимума. Таким образом, с ростом корреляций относительный вклад в рассеяние электронов от области минимума структурного фактора убывает. С дальнейшим ростом корреляций относительный вклад в рассеяние электронов от области минимума структурного фактора сравнивается со вкладом в рассеяние электронов от соседнего максимума, а затем начинает убывать. При столь сильных корреляциях главный вклад в рассеяние электронов связан с первым максимумом структурного фактора. Поскольку величина первого максимума структурного фактора растет с ростом корреляций, то подвижность электронов убывает в указанной области корреляций. Поэтому с ростом корреляций в распределении рассеивателей подвижность электронов проходит через максимум. На примере гетероструктуры Al_xGa_{1x}As/GaAs определена область изменения параметров системы, в которой может наблюдаться этот эффект и теоретически изучены различные аспекты этого явления.

[1] B. M. Muxees, ФТТ, **55**, 507 (2013).

Внутризонное поглощение излучения дырками в квантовых ямах InAsSb/AlSb с переходом в спин-отщепленную зону

Павлов Н.В.¹, Зегря А.Г.¹, Романов А.Е.^{1,2}, Зегря Г.Г.^{1,2}

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26 ²Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

Механизмы внутризонного поглощения излучения в лазерах на квантовых ямах (КЯ) исследуются как теоретически, так и экспериментально на протяжении многих лет [1]. Экспериментальные результаты показывают, что коэффициент внутризонного поглощения лазерного излучения в несколько раз выше, чем предсказывает теория.

В работе выполнен детальный анализ механизмов внутризонного поглощения излучения в лазерной структуре InAsSb/AlSb. Показано, что коэффициент внутризонного поглощения излучения электронами в несколько раз меньше коэффициента внутризонного поглощения дырками.

Для нахождения скорости внутризонного поглощения, а, следовательно, и коэффициента поглощения, была использована модель Кейна-Латтинжера 8×8, которая точно описывает состояния как зоны проводимости, так и валентной зоны. Из решения уравнений Кейна-Латтинжера найдены волновые функции тяжелых и so- дырок как в области КЯ, так и в барьерной области. С использованием граничных условий получен закон дисперсии для тяжелых и so- дырок. Важно отметить, что спектр so- дырок в КЯ существенно непара-

боличен. Скорость внутризонного поглощения состоит из двух частей, соответствующих переходам в дискретный и непрерывный спектр so-дырок.

В рамках микроскопической модели выполнен расчет коэффициента внутризонного поглощения дырками с переходом в спинотщепленную (so) зону для КЯ. Показано, что процесс внутризонного поглощения дырками возможен без участия третьей частицы (фонона либо примеси) и является основным процессом внутризонного поглощения и потерь излучения для лазеров на КЯ. Расчет коэффициента поглощения выполнен для двух поляризаций электромагнитной волны: перпендикулярной и параллельной гетерогранице. Показано, что поглощение света, поляризованного в плоскости квантовой ямы, более эффективно, чем поглощение света, поляризованно-



Рис.1. – Коэффициент поглощения излучения, поляризованного в плоскости КЯ, для переходов в дискретный спектр so- дырок для различных значений ширины КЯ в гетероструктуре AlSb/InAs_{0.84}Sb_{0.16}/AlSb при температуре T=300 K и концентрации дырок $p=10^{12} \text{ см}^{-2}$.

го вдоль оси роста КЯ. Также исследована зависимость коэффициента поглощения от концентрации дырок, температуры и ширины КЯ.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 16-08-01130-А.

[1] E. Rosencher, B. Levine, Intersubband Transitions in Quantum Wells, Plenum, New York (1992).

Неизоструктурные гетеропары кремния и сапфира для высококачественной электроники

Попов В.П., Антонов А.В., Вдовин В.И., Володин В.А.

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

Гетероструктуры открывают широкие возможности для посткремниевой микро и наноэлектроники. Совершенные эпитаксиальные гетероструктуры служат основой широкого класса устройств от полупроводниковых лазеров и солнечных элементов с рекордными эффективностями до интегральных микросхем «цифрового радио» в «интернете всего». К сожалению, такая интеграция для большинства полупроводников невозможна из-за рассогласования $\varepsilon = (a-aSi)/aSi$ их постоянных решетки а с постоянной решетки кремния aSi, а также разницы в коэффициентах термического расширения (КТР) $\delta = (\alpha - \alpha Si)/\alpha Si$. Эти различия ограничивают как толщину эпитаксиального слоя *t*, так и температурный интервал для последующих эпитаксиального роста и технологических обработок. Кроме того не всегда возможен выбор оптимальной ориентации подложки, обеспечивающей сопряжение решеток хотя бы вдоль одного из направлений гетеропары, из-за трудностей обработки поверхности твердых материалов, таких как сапфир или алмаз.

Для (100) кремния и с-сапфира величины КТР отличаются более чем в два раза. Поэтому получение тонких (до 100 нм) слоёв кремния на сапфире (КНС), аналогичных по структурным и транспортным свойствам объёмному материалу, остается, несмотря на более чем пятидесятилетнюю историю их создания, технологически сложной задачей. Преодолеть эти проблемы нам удалось с помощью технологии прямого сращивания (direct bonding - DB), предложив для получения КНС структур DB технологию водородного переноса на сапфир слоев кремния и диоксида кремния общей толщиной до 2 мкм с использованием сращивания при повышенных температурах [1]. Такой подход позволил не только полностью контролировать плотность состояний и величину заряда Q<10¹¹см⁻² на



Рис.1. – ПЭМ микроизображение гетеропары кремний-сапфир с картиной микродифракции

гетерогранице SiO₂/Al₂O₃ в зависимости от толщины слоя диоксида кремния, но и обеспечить подвижность носителей заряда в кремнии на уровне величин, аналогичных значениям в объёмном материале.

С помощью комбинационного рассеяния света показано также, что для суммарной толщины слоёв ~0.6 мкм величина упругих деформаций биаксиального сжатия $\varepsilon \approx 0.3$ % в пленках кремния КНС структур, отожженных при 1000°С, практически не зависит от толщины слоя SiO₂. Полученные совершенные слои кремния на широко применяемых для LED GaN подложках сапфира с с-ориентацией (Puc.1) перспективны для радиационно стойкой микроэлектроники, а также CBЧ излучателей и приемников в ИС беспроводной связи.

[1] E.D. Zhanaev, N.V. Dudchenko, V.A. Antonov, A. I. Popov, V. P. Popov. "Method of manufacture of silicon-on-sapphire". Patent No RU 2538352. Bull. Invent. no.1. 2015 (Rus).
Резонансная оптомеханика в структурах с квантовыми ямами

Пошакинский А.В., Поддубный А.Н.

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

Взаимодействие оптических и акустических мод в наноструктурах обеспечивается двумя механизмами: посредством силы давления света и за счет фотоупругости — изменения показателя преломления под действием деформации. Экспериментально обнаруженное резонансное усиление интенсивности мандельштам—бриллюэновского рассеяния света в структурах с квантовыми ямами позволило установить, что на частоте экситонного резонанса коэффициент фотоупругости возрастает на пять порядков [1]. Это делает данный механизм оптомеханического взаимодействия доминирующим и открывает возможность реализации режима сильной связи между звуком и светом.

На рис. 1 показаны режимы, которые могут реализовываться в структуре с квантовыми ямами в присутствии интенсивного лазерного возбуждения с частотой, близкой к экситонному резонансу, в зависимости от интенсивности лазера и силы взаимодействия экситона со светом. В случае слабого взаимодействия экситона со светом происходит индуцированная лазером накачки модификация акустических свойств квантовых ям. За счет эффектов оптомеханического разогрева и охлаждения, реализующихся, соответственно, при



Рис.1. — Фазовая диаграмма структуры с квантовыми ямами в присутствии интенсивной лазерной накачки.

положительных и отрицательных отстройках частоты лазера от экситонного резонанса, квантовая яма может контролируемо усиливать или ослаблять звук. Уникальными акустические свойствами обладает структура, состоящая из чередующихся усиливающих и ослабляющих звук квантовых ям [2]. В такой системе реализуется так называемая акустическая *PT*-симметрия — инвариантность относительно одновременных инверсии пространства и времени. Для большинства акустических мод *PT*-симметричной структуры усиление и ослабление полностью компенсируют друг друга. Однако акустические волны с брэгговским волновым вектором могут иметь пучности на усиливающих и узлы на ослабляющих квантовых ямах и, таким образом, усиливаться. Поэтому структура работает как селективный усилитель звука на брэгговской частоте, а при больших интенсивностях накачки превращается в оптически управляемый одномодовый акустический лазер.

В случае сильного взаимодействия экситона со светом становятся возможными процессы конверсии звука в свет. Возникают гибридные частицы, которые являются смесью фонона, фотона и экситона и аналогичны *фоноритонам*, теоретически рассмотренным в объемных полупроводниках А.Л. Ивановым и Л.В. Келдышем 35 лет назад. Распространение фоноритонов в структуре со многими квантовыми ямами эквивалентно квантовому блужданию на двумерной решетке в виртуальном пространстве «координата–энергия». Отличный от нуля волновой вектор лазера накачки индуцирует эффективное магнитное поле в виртуальном пространстве, что приводит к невзаимности акустических свойств системы [3]. Коэффициенты прохождения звука через структуру сверху вниз и снизу вверх оказываются различными. Это позволяет использовать ее как оптически перестраиваемый акустический диод — элемент, пропускающий звук лишь в одном направлении.

[1] B. Jusserand, A.N. Poddubny, A.V. Poshakinskiy et al., Phys. Rev. Lett. 115, 267402 (2015).

[2] A.V. Poshakinskiy, A.N. Poddubny, and A. Fainstein, Phys. Rev. Lett. 117, 224302 (2016).

[3] A.V. Poshakinskiy and A.N. Poddubny, accepted to Phys. Rev. Lett. (2017), arXiv:1611.07970.

Рассеяние двумерного электронного газа на акустических фононах при двух заполненных подзонах размерного квантования

Протасов Д.Ю.^{1,2}, Бакаров А.К.¹, Торопов А.И.¹, Журавлев К.С.^{1.3}

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева, 13 ²Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск, пр- т К. Маркса, 20

³Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием концентрация двумерного электронного газа (ДЭГ) может быть значительно увеличена без появления паразитной параллельной проводимости за счет возрастания эффективной глубины квантовой ямы (КЯ) [1]. Заполнение второй подзоны размерного квантования, возникающее при увеличении концентрации ДЭГ, приводит к появлению особенностей релаксации электронов по энергии и импульсу при взаимодействии с акустическими фононами. В единственной известной нам работе на эту тему было показано, что при заполнении второй подзоны в гетероструктуре In0.53Ga0.47As/In0.52Al0.48As доминирующим механизмом релаксации по энергии становилась релаксация на пьезоэлектрической моде акустических фононов, причем пьезоэлектрические постоянные были разные для каждой подзоны [2]. В данной работе впервые исследуется рассеяние ДЭГ на акустических фононах в гетероструктурах A1-GaAs/InGaAs/AlGaAs с донорно-акцепторным легированием и высокой концентрацией рассеяния на полярных оптических фононах можно пренебречь, подвижность ДЭГ определяется рассеянием на ионизированных донорах в δ -слоях, на деформационной моде акустических фононов и на неоднородностях сплава [3].

Для увеличения роли рассеяния на акустических фононах влияние рассеяния на ионизированных донорах было уменьшено путём выбора оптимальных условий роста спейсерных слоёв и осаждения δ-слоёв. Кроме того, каждый из δ-слоёв был разделён на два слоя, отстоящих друг от друга на 2 нм. Ближний к КЯ б-слой отвечал за формирование ДЭГ, а дальний – за донорно-акцепторное легирование. В результате этого для концентрации ДЭГ 4×10¹² см⁻² были получены значения подвижности более 6500 см²В⁻¹с⁻¹ и 21000 см²В⁻¹с⁻¹ для 300 К и 77 К, соответственно. Для разделения вкладов рассеяний на деформационной моде акустических фононов и на неоднородностях сплава была выращена серия гетероструктур AlGaAs/InGaAs/AlGaAs с разным содержанием индия в КЯ (от 18% до 0%) и одинаковым уровнем легирования. Из-за уменьшения глубины КЯ при уменьшении содержания индия концентрация ДЭГ уменьшалась от 4×10¹² см⁻² до 2.4×10¹² см⁻². Вклад рассеяния на деформационной моде акустических фононов определялся из анализа температурных зависимостей подвижности ДЭГ, измеренных в диапазоне 4.2 К – 77 К. Подвижность ДЭГ находилась по измерениям эффекта Холла и проводимости на классических холловских мостиках на переменном токе. Измеренные температурные зависимости подвижности сравнивались с теоретическими, рассчитанными с учетом внутриподзонного и межподзонного расеяниий, что позволило определить величину деформационного потенциала и сплавного потенциала.

- [1] D. V. Gulyaev et al, J. Phys. D: Appl. Phys., 49(9), 095108 (2016)
- [2] E. Tiras et al, Phys. Rev. B, 64, P. 085301 (2001)
- [3] D.Yu. Protasov and K.S. Zhuravlev, Solid State Electronics, V.129, Pp. 66-72 (2017)

Возможность усиления электромагнитного излучения полупроводниковой сверхрешеткой в магнитном поле при ненулевой температуре

Пятаев М.А., Власов К.Р., Шорохов А.В.

Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарёва, 430005, Саранск, ул. Большевистская, 68

Полупроводниковая сверхрешетка рассматривается как одна из наиболее перспективных систем для создания компактного генератора терагерцового излучения. В работах [1-2] было показано, что при приложении к сверхрешетке одновременно продольного электрического и поперечного магнитного поля в такой системе возможна реализация режима транспорта, при котором средняя энергия электронов оказывается выше середины минизоны. При приложении слабого высокочастотного переменного поля к такой системе при некоторых частотах коэффициент поглощения может оказаться отрицательным, то есть падающее излучение будет усиливаться. Такая ситуация сходна с режимом генератора на отрицательных эффективных массах [3-4]. Важно отметить, что статическая дифференциальная проводимость системы в этом случае может оставаться положительной, что предотвращает возникновение нестабильностей волн зарядовой плотности, которые нарушают режим генерации в аналогичной системе без магнитного поля [5].

Отметим, что в работах [1-2] рассматривался низкотемпературный предел, в котором все электроны в равновесии считаются сконцентрированными в малой области импульсного пространства вблизи дна минизоны. В настоящей работе рассматривается случай произвольной температуры и для описания равновесного распределения электронов используется функция Ферми. Для нахождения тока и коэффициентов поглощения используется квазиклассический подход, в котором поведение электронов во внешних полях описывается в рамках классического кинетического уравнения, но с законом дисперсии, соответствующим минизонному спектру. В рамках данного подхода решение кинетического уравнения удается выразить через интегралы по квазиклассическим баллистическим траекториям. В зависимости от начального квазиимпульса электрона, а также от соотношения между электрическим и магнитным полями в системе могут реализовываться два вида баллистических траекторий: квазициклотронные, при которых электрон совершает осцилляции, оставаясь в пределах одной зоны Бриллюэна, и квазиблоховские, при которых электрон переходит в соседние зоны. Как показывает проведенный в работе анализ, положительный вклад в усиление могут вносить оба типа траекторий, но вклад в дифференциальную статическую проводимость от квазиблоховских траекторий всегда отрицательный.

В работе показано, что с ростом температуры максимум статичной вольт-амперной характеристики сверхрешетки смещается в область меньших полей, а напряженность электрического поля, при которой, возможно усиление, увеличивается. Одновременное выполнение условий отрицательного высокочастотного поглощения и положительной низкочастотной дифференциальной проводимости остается возможным до температур порядка нескольких десятков кельвин.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 17-02-00969).

- [1] T. Hyart, J. Mattas, K. N. Alekseev, Phys. Rev. Lett., 103, 117401 (2009).
- [2] А. В. Шорохов и др., Письма в ЖЭТФ, 100, 870 (2014).
- [3] H. Krömer, Phys. Rev., 109, 1856 (1958).
- [4]. А. А. Андронов и др., Письма в ЖЭТФ, 40, 221 (1984).
- [5] С. А. Ктиторов и др., ФТТ, **13**, 2230 (1971).

Частичная локализация электронов в электрическом поле в сверхрешетке конечного размера

Власов К.Р., Пятаев М.А., Шорохов В.А.

Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарёва, 430005, Саранск, ул. Большевистская, 68

Согласно теории Ванье [1], энергетический спектр бесконечной периодической системы в электрическом поле F представляет собой набор дискретных уровней, находящихся на расстоянии $E_F = eFd$ друг от друга, где d – период сверхрешетки, e – заряд электрона. Этот феномен получил название «локализация Ванье-Штарка» и до сих пор привлекает большое внимание из-за того, что играет важную роль в генерации терагерцового излучения в естественной сверхрешетке [2]. Однако, аргументы Ванье несколько раз подвергались критике [3-5]. В частности, в работе [5] было показано, что энергетический спектр блоховского электрона во внешнем электрическом поле является непрерывным для любых ограниченных потенциалов и, следовательно, полная локализация Ванье-Штарка невозможна. В то же время, частичная локализация Ванье-Штарка может проявляться как набор квазисвязанных состояний или резонансов. Эти резонансы проявляются в зависимости различных физических величин от энергии. Они многократно наблюдались экспериментально и интерпретировались как доказательство локализации Ванье-Штарка.

Целью настоящей работы является изучение эффекта частичной локализации электрона в одномерной периодической системе, содержащей несколько десятков периодов, помещенной в однородное электрическое поле. В такой системе имеется три параметра с размерностью энергии, влияющих на энергетический спектр: высота U₀ потенциального барьера между соседними ямами, энергия $E_d = \hbar^2 / 2md^2$ размерного квантования и энергия E_F, приобретаемая электроном в электрическом поле при прохождении одного периода. Здесь *т* – эффективная масса электрона. Так как основной целью работы было изучение роли электрического поля в формировании квазидискретных уровней, то нами рассмотрены граничные условия, не приводящие к локализации в отсутствие поля. Изучено падение электронов из области с низкой энергией на ступенчатый (немонотонный) потенциал, моделирующий сверхрешетку во внешнем поле. В качестве критерия частичной локализации электрона исследовалось локальное возрастание плотности вероятности нахождения электрона в данном месте пространства. Как следует из приведенного в работе анализа, в некотором диапазоне энергий максимальная плотность вероятности осциллирует с периодом E_F. С увеличением высоты потенциального барьера U₀ максимальная плотность вероятности повышается. В то же время, зависимость максимальной плотности вероятности от величины энергии E_F не является монотонной, более высокие поля не приводят к более сильной локализации. Можно заключить, что в сверхрешетке конечного размера высота потенциального барьера U₀ играет более важную роль в формировании квазилокализованных электронных состояний, чем электрическое поле.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 17-02-00969).

- [1] G. H. Wannier, Phys. Rev., 117, 432 (1960).
- [2] V. I. Sankin et al, Appl. Phys. Lett., 100, 111109 (2012).
- [3] J. Zak, Phys. Rev. Lett., 20, 1477 (1968).
- [4] J. Zak, Phys. Rev. B, 43, 4519 (1991).
- [5] J. E. Avron et al, J. Math. Phys., 18, 918 (1977).

Квантовый магнетотранспорт в 1δ-РНЕМТ гетероструктурах AlGaAs/InGaAs с высокой электронной плотностью

Сафонов Д.А., Васильевский И.С., Виниченко А.Н., Каргин Н.И.

НИЯУ МИФИ, 115409, г. Москва, Каширское шоссе, 31

Псевдоморфные PHEMT квантовые ямы (КЯ) AlGaAs/InGaAs/AlGaAs на сегодняшний день являются наиболее используемыми гетероструктурами в CBЧ электронике. Несмотря на это, фундаментальное описание электронных процессов всё ещё отстаёт от практики их прикладного применения, хотя высокая электронная плотность ($n_s > 1.5 \cdot 10^{12}$ см⁻²) отличает их от классических HEMT.

Для исследования электронного транспорта была выращена серия образцов PHEMT с КЯ Al0.25Ga0.75As/In0.22Ga0.78As/GaAs и односторонним дельта-легированием Si через спейсер 5.5 нм. Для проведения измерений на структурах формировались мезы типа «Холловский мост» с помощью фотолитографии и жидкостного травления. Образцы исследовались при помощи измерения магнетосопротивления и холловского сопротивления при температурах (2.1÷ 8.4) К в магнитном поле до 6 Тл. Во всех образцах наблюдается эффект Шубникова-де Гааза и квантовый эффект Холла. Моделирование зонной структуры



Рис.1. – Квантовое и транспортное времена релаксации импульса в РНЕМТ КЯ в зависимости от концентрации электронов.

показало, что высокая концентрация легирующей примеси в 16-РНЕМТ КЯ шириной 10.5 нм, приводит к формированию квазитреугольного профиля дна КЯ. Фурье-анализ осцилляций Шубникова-де Гааза при температурах (2.1÷ 8.4) К показал наличие только одной частоты осцилляций. Определенная концентрация электронов в нижней подзоне КЯ хорошо соответствовала холловской концентрации электронов, что свидетельствует о заполнении только одной подзоны размерного квантования. Определенные методом Дингла квантовое т_q и транспортное т_t времена релаксации импульса немонотонно зависят от концентрации электронов n_s. При n_s $< 2 \cdot 10^{12}$ см⁻² наблюдается возрастание τ_t и τ_q , а при n_s $> 2 \cdot 10^{12}$ см⁻² наблюдается убывание. Возрастание связано с увеличением импульса Ферми двумерного газа, переход к убыванию т_t – с ростом доли рассеяния электронов на большие углы из-за туннельной деградации спейсера [1]. Моделирование подвижности электронов с учетом пространственных профилей электронных волновых функций подтверждает немонотонное изменение τ_t и τ_q и снижение отношения τ_t/τ_q . Эффект объясняется увеличением тупнелирования электронов в широкозонный легированный барьер AlGaAs из-за понижения потенциала дна зоны проводимости в области дельта-слоя. По температурным изменениям амплитуды осцилляций были определены эффективные массы электронов в КЯ и коэффициент непараболичности, равный 0.133 то/эВ. Наблюдается увеличение эффективной массы в КЯ при $n_s > 2 \cdot 10^{12}$ см⁻², которое коррелирует с резким снижением подвижности электронов и связывается также с увеличением проникновения электронов основной подзоны КЯ в широкозонный спейсер.

[1]. A. N. Vinichenko et al., Semiconductors, 48, 1619 (2014).

Гетеровалентный интерфейс InAs/(Cd,Zn)(Se,Te): структурные, электронные и химические свойства

Седова И.В.¹, Лебедев М.В.¹, Сорокин С.В.¹, Климко Г.В.¹, Ситникова А.А.¹, Черкашинин Г.Ю.², Nappini S.³, Magnano E.³, Дроздов М.Н.⁴, Иванов С.В.¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26. ²Institute of Materials Science, TU Darmstadt, 64287, Darmstadt, Germany. ³IOM CNR Laboratorio TASC, 34149 Basovizza, Trieste, Italy. ⁴Институт физики микроструктур РАН, 603950, Россия, Нижний Новгород, ГСП-105.

Гетеровалентные полупроводниковые структуры, состоящие из соединений различных химических групп, являются новыми материалами для расширения возможностей создания разнообразных приборов опто- и наноэлектроники. Среди них особое место занимают наногетероструктуры с гетеровалентными интерфейсами (ГВИ) A^3B^5/A^2B^6 за счет возможности полного согласования типа и постоянной кристаллической решетки, наиболее изученным среди которых является ГВИ GaAs/ZnSe [1]. Разработка технологии роста методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) ГВИ InAs/Cd(Mg)Se [2] позволила создать гетеровалентные структуры p-AlAsSb/InAs/n-CdMgSe лазерных диодов среднего ИК-диапазона [3]. А снижение (до < 10^6 см⁻²) плотности дефектов упаковки, зарождающихся непосредственно на ГВИ InAs/A²B⁶ путем введения дополнительного буферного слоя ZnTe толщиной ~3 монослоя (MC) [4] привело к возможности формирования структурно совершенных гетеровалентных квантовых ям AlSb/InAs/(Zn,Mn)Te с магнитным 2D электронным каналом [5].

В настоящей работе представлены результаты исследований особенностей формирования методом МПЭ когерентных ГВИ InAs/(Cd,Zn)(Se,Te), природы доминирующих химических связей на ГВИ и профилей распределения основных элементов A³B⁵ и A²B⁶ в области интерфейса, а также определены разрывы валентной зоны на ГВИ в зависимости от дизайна приинтерфейсной структуры.

Исследовались образцы с ГВИ CdSe/InAs и CdSe/1 нм-ZnTe/InAs, полученные методом МПЭ на подложках *n*-InAs:S (001). Инициация роста слоев A^2B^6 во всех структурах осуществлялась на поверхности эпитаксиального буферного слоя InAs с реконструкцией (2х4)Аѕ либо методом низкотемпературной (210°С) эпитаксии с повышенной миграцией (для CdSe), либо одновременным открытием потоков Zn и Te при 290-300°C (для ZnTe). все просвечивающей электронной микроскопиив Согласно данным образцы продемонстрировали плотность структурных дефектов менее 10⁶ см⁻². Также структуры исследовались с помощью возбуждаемой синхротронным излучением фотоэмиссионной спектроскопии на линии ВАСН синхротрона Elettra (Триест, Италия) и методом времяпролетной масс-спектрометрии вторичных ионов (TOF.SIMS-5 by ION-TOF).

Установлено, что ГВИ InAs/(Cd,Zn)(Se,Te) являются более резкими по сравнению с ГВИ GaAs/ZnSe [6], причем доминирующей химической связью на ГВИ является связь In-Se. Длина диффузии элементов эпитаксиального буфера (In, As) в слой CdSe не превышает 1 нм, введение же тонкого (~1нм) слоя ZnTe практически полностью блокирует диффузию материала A^3B^5 в слой A^2B^6 . По измерению энергии остовных уровней элементов определены значения разрывов валентной зоны на ГВИ InAs/ A^2B^6 и впервые показано, что введение 1 нм ZnTe в ГВИ CdSe/InAs приводит к увеличению разрыва валентной зоны между CdSe и InAs на ~185 мэВ по сравнению с "чистым" ГВИ CdSe/InAs (ΔE_V ~1.015 эВ). Работа выполнена при поддержке PHФ (проект #15-12-30022).

- [1] S Ramesh et al., J. Cryst. Growth 111, 752 (1991).
- [2] V.A. Kaygorodov et al., Phys. Status Solidi B 229, 19 (2002).
- [3] S.V. Ivanov et al., Appl. Phys. Lett. 82, 3782 (2003).
- [4] P. Grabs et al., Appl. Phys. Lett. 80, 3766 (2002).
- [5] Ya.V. Terent'ev et al., Appl. Phys. Lett. 99, 072111 (2011).
- [6] T.A. Komissarova et al., Semicond. Sci. Technol. 32 (4), 045012 (2017).

Обобщённая теоретическая модель полупроводниковых лазеров на квантовых ямах и её экспериментальная проверка

Соколова З.Н.¹, Веселов Д.А.¹, Пихтин Н.А.¹, Слипченко С.О.¹, Тарасов И.С.¹ Асрян Л.В.²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26 ²Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, VA 24061, USA

Высокая выходная мощность излучения требуется для многих приложений полупроводниковых лазеров с низкоразмерной активной областью [1, 2]. Для достижения высоких мощностей ватт-амперная характеристика (BTAX) лазера должна оставаться линейной при больших токах накачки. Однако на практике в лазерах раздельного ограничения с низкоразмерной активной областью наблюдается насыщение BTAX. Насыщение может быть обусловлено различными факторами, среди которых – немгновенность захвата носителей заряда из объемной волноводной области (optical confinement layer – OCL) в низкоразмерную активную область [3] и рост внутренних оптических потерь (в основном в OCL) при увеличении тока накачки.

В данной работе представлена обобщённая теоретическая модель для расчета рабочих характеристик полупроводниковых лазеров на квантовых ямах (КЯ). Модель учитывает как немгновенность захвата электронов и дырок из объемной области (OCL) в двумерную область (КЯ), так и увеличение внутренних оптических потерь с ростом тока накачки. В отличие от широко используемого, но, как показано в [4], невыполнимого в действительности условия локальной электронейтральности в активной области, модель использует условие глобальной электронейтральности в лазерной структуре.

Для сравнения рассчитанных характеристик с экспериментальными использовалась лазерная структура на основе InGaAs/GaAs/AlGaAs, содержащая две напряженные In_{0.31}Ga_{0.69}As KЯ толщиной 90 Å каждая. Материалом OCL шириной 3.2 мкм являлся GaAs, материалом эмиттеров – Al_{0.3}Ga_{0.7}As. Длина волны излучения при T = 300 K равнялась 1.075 мкм. Длина резонатора Фабри-Перо составляла 5.1 мм, ширина полоскового контакта 100 мкм. Структура была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии на подложке GaAs. Рост внутренних оптических потерь в ней экспериментально исследовался по методике, описанной в [5].

Получено хорошее согласие экспериментальных и теоретических ВтАХ, что подтверждает необходимость учета как немгновенности захвата носителей заряда из волноводной области в квантовые ямы, так и возрастания внутренних оптических потерь в волноводной области при увеличении тока накачки.

Наши расчёты показывают, что для улучшения линейности BTAX необходимо уменьшить внутренние оптические потери в волноводной области лазера, для чего следует понизить концентрации носителей заряда в этой области. Это может быть достигнуто при помощи увеличения числа квантовых ям [6]. Меньшие концентрации могут быть также достигнуты в структурах с высокой скоростью захвата носителей из волноводной области в квантовые ямы [4].

[1] P.S. Zory Jr., Ed., Quantum Well Lasers, Academic, Boston (1993).

[2] E. Kapon, Ed., Semiconductor Lasers, 1st Edition, Academic, New York (1999).

- [3] L.V. Asryan, Z.N. Sokolova, J. Appl. Phys., 115, 023107 (2014).
- [4] Z.N. Sokolova, N.A. Pikhtin, I.S. Tarasov, L.V. Asryan, Quantum Electron., 46, 777 (2016).
- [5] D.A. Veselov, N.A. Pikhtin et al., Quantum Electron., 45, 604 (2015).
- [6] З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян, ФТП, **46**, 1067 (2012).

Перспективные метаморфные гетероструктуры InAs(Sb)/InGaAs/InAlAs/GaAs для СВЧ электроники и оптоэлектроники среднего ИК диапазона

Соловьев В.А.¹, Чернов М.Ю.¹, Комиссарова Т.А.¹, Комков О.С.^{1,2}, Фирсов Д.Д.², Мельцер Б.Я.¹, Копьёв П.С.¹, Иванов С.В.¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26 ²СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 197376, Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, 5

Метаморфные гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) InAs/In(Ga,Al)As представляют значительный интерес для СВЧ электроники [1], спинтроники и оптоэлектроники среднего ИК диапазона [2], благодаря уникальному сочетанию высоких значений подвижности и эффективного g-фактора электронов с малой шириной запрещенной зоны, а также возможности эпитаксиального роста таких структур на широко распространенных подложках GaAs.

Данная работа посвящена получению гетероструктур с КЯ InAs/In0.75Ga0.25As/In0.75Al0.25As и InSb/InAs/In0.63Ga0.37As/In0.75Al0.25As методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложках GaAs (001), оптимизации условий МПЭ роста, а также исследованию их электрических и оптических свойств. Для согласования параметров решеток активной КЯ области и подложки использовался метаморфный буферный слой (МБС) In_xAl_{1-x}As (x=0.05-0.83) с корневым профилем изменения состава (типа «convex») по толщине [3]. Оптимизация параметров МПЭ роста МБС (температуры подложки Ts и соотношения потоков As4/III) позволила достигнуть наименьших значений величины шероховатости поверхностного рельефа RMS=2.3 нм (на площади 10x10 мкм²) и приповерхностной плотности прорастающих дислокаций (ПД) 2×10⁷ см⁻².

серии структур модулированно-легированными Были исследованы с КЯ InAs/InGaAs/InAlAs с различным уровнем легирования и шириной КЯ (15-45 нм), а также с δ -слоем Te, расположенным в нижнем или верхнем барьерном слое InAlAs на разном расстоянии от КЯ. Лучшие значения подвижности электронов, измеренные в стандартной холловской геометрии, для исследованных образцов составили 17500 см²/Вс (300К) при концентрации электронов n=7.4×10¹¹ см⁻² и 85200 см²/Вс (77К) при n=7.1×10¹¹ см⁻². Были проведены измерения температурных зависимостей коэффициента Холла и удельного сопротивления при Т=77-300К в магнитном поле 400 Э. Показано, что основными механизмами рассеяния 2D электронов являются рассеяние на флуктуациях состава барьерных слоев и на ионах Те. Предложены пути оптимизации гетероструктур МНЕМТ.

Проведены исследования фотолюминесценции (ФЛ) метаморфных гетероструктур с InAs KЯ, а также структур с субмонослойными вставками InSb внутри InAs KЯ. Наноструктуры на основе таких ультратонких слоев InSb в InAs, получаемых методом МПЭ на подложках InAs, были исследованы нами ранее [4]. Показано, что введение InSb вставки позволяет существенно сдвинуть длину волны излучения в длинноволновую область спектра от 2.6 мкм при 80 K до значений 2.9-3.4 мкм в зависимости от используемой температуры формирования вставки Ts=440-380°C. Оптимизация конструкции и условий роста позволили достичь отношения интегральных интенсивностей ФЛ при 80K и 300K для структур InSb/InAs/InGaAs/InAlAs, равного всего 15, что подтверждает низкую плотность ПД и перспективность их применения для разработки излучателей среднего ИК диапазона, работающих при 300K. Работа выполнена при поддержке PH Φ (проект #15-12-30022).

[1] Кульбачинский В.А. и др., ФТП, **49**, 942 (2015).

[2] Q. Lu et al., Semicond. Sci. Technol., 29, 075011 (2014).

[3] M.Yu. Chernov et al., J. Crystal Growth, in print (2017).

[4] V.A. Solov'ev et al., Appl. Phys. Lett., 86, 011109 (2005).

Структура буферных слоев Al(Ga)N на с-сапфировой подложке

Сорокин Л.М., Калмыков А.Е., Мясоедов А.В., Иванов С.В., Нечаев Д.В., Ратников В.В. Жмерик В.Н.

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

Соединения Al/Ga/In-N и их твердые растворы являются прямозонными полупроводниками, у которых ширина запрещенной зоны для политипов со структурой вюрцита меняется от 0.7 eV для InN до 6.2 eV для AlN. Поэтому III-нитриды являются перспективными материалами для производства оптоэлектронных приборов в широком спектральном диапазоне, а также для силовой электроники.

Среди полупроводниковых соединений AlGaN является одним из материалов, для которого получение объемного монокристалла остается чрезвычайно большой проблемой в силу дороговизны. Поэтому применяются альтернативные подложки для выращивания эпитаксиальных слоев AlGaN. Обычно для выращивания этих слоев используют сапфировые (13% рассогласование параметров) или карбидокремниевые подложки (3% рассогласование параметров, но малая площадь, высокая себестоимость). Значительное рассогласование приводит к высокой плотности дефектов в активном слое, что влечет за собой снижение излучательной способности структуры. Понизить плотность дефектов возможно, используя особую структуру буферных слоёв: чередование слоёв AlN и наноразмерных вставок GaN. При такой структуре формируются поля упругих напряжений, которые отклоняют прорастающие дислокации (ПД) от нормального их расположения относительно подложки.



Рис.1. – ПЭМ-изображение поперечного среза структуры, при действующем отраже-

В данной работе представлены результаты исследования влияния ультратонких GaN вставок толщиной 3-4 нм и условий роста буферных слоёв AlN [1] на плотность дефектов и кривизну излучающей структуры, выращенной методом плазменно-активированной молекулярно-пучковой эпитаксии на сапфировой подложке. Исследование проводилось с использованием методов просвечивающей электронной микроскопии и высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии.

Макроизгиб образца (- 22 м) указывает на присутствие в образце биаксиальных латеральных сжимающих напряжений. Найдено, что использование нанометровых вставок GaN в буферный слой значительно снижает полуширину рентгеновских рефлексов для него (до 560 угл. сек для 0002 отражения и до 847 угл. сек для кососимметричного отражения 10-15), что свидетельствует о снижении плотности ПД в сравнении с литературными данными.

Таким образом, показано, что использованная методика приводит к снижению плотности дислокаций в активной зоне гетероструктуры.

Работа выполнена с использованием оборудования федерального ЦКП "Материаловедение и диагностика в передовых технологиях" (ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург).

[1] S.V. Ivanov et al., Semicond. Sci. Technol. 29, 084008, 10pp (2014)

Молекулярно-пучковая эпитаксия и исследование гетероструктур с квантовыми точками CdTe/Zn(Mg)(Se)Te для источников одиночных фотонов

Сорокин С.В., Седова И.В., Гронин С.В., Беляев К.Г., Рахлин М.В., Торопов А.А., Иванов С.В.

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

Эмиссия одиночных фотонов в эпитаксиальных структурах с квантовыми точками (КТ) была продемонстрирована для различных систем соединений A^3B^5 и A^2B^6 , в том числе для КТ в системе CdTe/ZnTe [1]. Было показано, что при выращивании структур с КТ CdTe/ZnTe методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), при использовании режима термической активации (TA) КТ [2] возможно формировать массивы КТ с низкой поверхностной плотностью. В настоящей работе методом МПЭ выращены на подложках

InAs (001) и исследованы структуры с КТ CdTe, внедренными в барьеры квазичетверного твердого раствора ZnMgSeTe, реализованного в виде короткопериодных сверхрешеток (СР) ZnTe/MgTe/MgSe (период ~2нм), что позволяет значительно улучшить ограничение дырок за счет увеличения разрыва валентной зоны на гетерогранице CdTe/ZnMgSeTe. Все слои СР выращивались в условиях обогаще-ния поверхности элементами VI-ой группы. Показано, что за счет различия в энтальпии образования соответствующих бинарных соединений, при МПЭ таких СР наблюдается формирование ZnSe слоя на интерфейсе MgSe/ZnTe, а частичное замещение атомов Те селеном на интерфейсе MgTe/MgSe приводит к увеличению доли MgSe в CP, что подтверждается соответствием экспериментальных и модельных кривых Θ -2 Θ рентгеновской дифракции, измеренных вблизи рефлекса InAs(004). В работе исследовано влияние остаточного фона Se в камере МПЭ на процесс формирования КТ CdTe/ZnTe. Показано. что снижение потока Se при выращивании CP позволяет



Рис.1. – Спектры ФЛ при T=77K и T=300K структуры с KT CdTe/Zn(Mg)(Se)Te.

сократить до 30 мин паузу после выращивания нижней СР ZnTe/MgTe/MgSe при закрытом клапане Se-источника, необходимую для нейтрализации влияния Se-фона в камере МПЭ на процесс формирования KT CdTe/Zn(Mg)(Se)Te. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) структуры с KT CdTe/Zn(Mg)(Se)Te при T=77K демонстрируют линии, связанные с CP и KT CdTe (Puc.1). При этом отчетливо наблюдаемую сложную структуру пика ФЛ KT можно интерпретировать как суперпозицию коротковолнового ($E_{max}\sim2.2$ эВ) и длинноволнового ($E_{max}\sim1.9$ -2.1 эВ) пиков, связанных с излучением из т. н. смачивающего слоя и KT, соответственно. За счет большего ограничения дырок ФЛ из KT сохраняется вплоть до 300K, при этом интенсивность пика ФЛ из KT при изменении температуры от T=8K до T=150K падает всего лишь в 4-5 раз по сравнению с 25-тью для случая KT CdTe/ZnTe. В спектрах микро-ФЛ (T=8 K) для структуры с KT CdTe/Zn(Mg)(Se)Te наблюдается набор узких (менее 1 мэВ) дискретных линий излучения одиночных KT, а оценка их поверхностной плотности, выполненная при измерений автокорреляционной функции g⁽²⁾(т) излучения из одиночных KT CdTe/Zn(Mg)(Se)Te. Работа выполнена при поддержке PHФ (#14-22-00107).

[1] C. Couteau et al., Appl. Phys. Lett., 85, 6251 (2004).

[2] F. Tinjod et al., Appl. Phys. Lett., 82, 4340 (2003).

Терагерцовая люминесценция примесей в квантовых ямах

Софронов А.Н.¹, Махов И.С.¹, Паневин В.Ю.¹, Винниченко М.Я.¹, Воробьев Л.Е.¹, Фирсов Д.А.¹, Васильев А.П.², Малеев Н.А.³

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29

²Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

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

Мелкие примесные центры в полупроводниках и полупроводниковых структурах интересны с точки зрения возможности наблюдения оптических переходов с участием примесных состояний в терагерцовом спектральном диапазоне. В последнее время довольно интенсивно исследовалась спонтанная терагерцовая люминесценция примесей в объемных полупроводниках при оптическом межзонном возбуждении [1], низкотемпературная спонтанная эмиссия терагерцового излучения в легированных объемных полупроводниках и микроструктурах в условиях пробоя примесей в сильных электрических полях [2,3], а также стимулированное терагерцовое излучение в объемном кремнии при мощном внутризонном оптическом возбуждении основных состояний доноров [4].

Спонтанная эмиссия терагерцового излучения наблюдалась нами ранее [5] в легированных квантовых ямах *n*-GaAs/AlGaAs в условиях межзонного оптического возбуждения при переходах электронов на основное примесное состояние из возбужденных состояний и из сплошного спектра первой подзоны зоны проводимости. При этом опустошение основного состояния происходило за счет излучательной межзонной рекомбинации типа донор – валентная зона, которая также фиксировалась в эксперименте как фотолюминесценция в ближнем ИК диапазоне.

Существует ряд возможностей увеличения эффективности терагерцовой эмиссии в такой системе. Одной из них является увеличение скорости опустошения конечного состояния для терагерцового перехода. Это может быть достигнуто, в частности, в компенсированных структурах, а также за счет организации стимулированного излучения в ближнем ИК диапазоне на переходах из основного состояния донора в валентную зону. Кроме того, важным фактором является отношение скоростей безызлучательного захвата свободных носителей на основные и возбужденные примесные состояния. С этой точки зрения интересны акцепторные центры, для которых энергия связи основного состояния обычно больше энергии оптического фонона, а для возбужденного состояния – меньше.

В настоящей работе мы приводим результаты исследований терагерцовой люминесценции структур с квантовыми ямами *n*-GaAs/AlGaAs, заключенными в толстые слои с градиентом состава, формирующие волновод для ближнего ИК излучения, в условиях одновременного стимулированного излучения на межзонных переходах типа донор – валентная зона, а также результаты исследований терагерцовой люминесценции структур с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, легированных акцепторами.

Работа поддержана грантом Президента Российской Федерации для молодых кандидатов наук МК-4616.2016.2, Российским фондом фундаментальных исследований (грант 16-32-60085) и Министерством образования и науки Российской Федерации (государственное задание).

[1] A. V. Andrianov, A. O. Zakhar'in, Yu. L. Ivanov, and M. S. Kipa, JETP Lett. 91, 96 (2010).

[2] V. A. Shalygin et. al., Appl. Phys. Lett. 90, 161128 (2007)

[3] V. A. Shalygin et. al., Journ. of Appl. Phys. 106, 123523 (2009)

[4] S. G. Pavlov, et. al., Phys. Rev. Lett. 84, 5220 (2000).

[5] D.A. Firsov, L.E. Vorobjev, V.Yu. Panevin et al, Semiconductors 49(1), 28 (2015);

Межподзонное поглощение в структурах из квантовых ям в наклонном магнитном поле

Теленков М.П.^{1,2}, Доан Т.Н.В.², Митягин Ю.А.^{1,3}, Загальская А.Я.²

¹Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, 119991,Москва, Ленинский проспект, 53 ²НИТУ «МИСиС», 119049, Москва, Ленинский проспект, 4 ³НИЯУ «МИФИ», 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

Известно, что в случае магнитного поля, перпендикулярного слоям структуры существует правило отбора $\Delta n=0$, т.е. возможны только переходы между уровнями Ландау с одинаковыми номерами в подзонах [1]. Частота этого перехода, равная расстоянию между подзонами , не зависит от магнитного поля. Поэтому в этом случае спектр поглощения нельзя перестраивать магнитным полем. В наклонном же магнитном поле происходит смешивание размерного и магнитного квантования, и в результате правило отбора может нарушаться [2], т.е. в наклонном магнитном поле возможны межподзонные переходы между уровнями Ландау с различными номерами.

В данной работе исследована структура спектров поглощения в системе из квантовых ям в квантующем магнитном поле произвольной ориентации. Получены аналитические выражения для коэффициентов поглощения для оптических переходов между уровнями Ландау различных подзон. Продемонстрировано нарушение правил отбора в структурах из квантовых ям с асимметричным потенциалом. Изучен характер перестройки спектра поглощения с изменением величины и ориентации магнитного поля.

В симметричных квантовых ямах в наклонном магнитном поле правило отбора $\Delta n=0$ практически не нарушается. Соответственно в спектре поглощения присутствует только одна линия, положение которой может быть перестроено только изменением компоненты магнитного поля B_{\parallel} , параллельной слоям структуры.

В случае несимметричной ямы правило отбора нарушается. В результате в спектре поглощения возникают дополнительные



Рис.1. — Спектры поглощения на переходах $(1,0) \rightarrow (2,\Delta n)$ в асимметричной двойной квантовой яме GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As с ширинам $a_L=25$ нм и aR=11нм, ширина промежуточного барьера b = 2нм при фиксированной величине $B_{\perp} = 5$ Tл и различных значениях $B_{\parallel} = (a)0, (b) 5, (c) 10, (d)15$ Тл.

линии, которые соответствуют переходам с $\Delta n \neq 0$, и положение которых зависит от B_{\perp} . Соответственно спектр поглощения можно перестраивать за счет изменения обеих компонент магнитного поля. При этом интенсивность этих переходов может существенно превышать интенсивность перехода с $\Delta n=0$ (Рис. 1).

[1] S. Zivanovic et al, Phys. Rev. B 52, 8305 (1995).
[2] M. P. Telenkov et al, Nanoscale Research Letters 7, 491 (2012).

Стимулированное излучение в гетероструктурах на основе HgCdTe при температурах до 250 К

Фадеев М.А.¹, Румянцев В.В.¹, Морозов С.В.¹, Кадыков А.И.¹, Дворецкий С.А.², Михайлов Н.Н.², Гавриленко В.И¹.

¹Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ул. Академическая, 7 ²Институт физики полупроводников, 630090, Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 13

Диапазон длин волн от 3 до 6 мкм представляет большой интерес для спектроскопии газов, поскольку здесь лежат фундаментальные линии поглощения многих распространенных газовых соединений (CO, CO₂, NO_x, SO₂, CH₄). Для работы в этом диапазоне необходимы компактные и недорогие источники излучения, работающие при комнатных температурах. На настоящий момент лучше всего этим требованиям удовлетворяют квантово каскадные лазеры и межзонные источники на основе гетероструктур InAs/GaSb. Основным недостатком и тех, и других является сложная и дорогая технология изготовления. Межзонные источники на основе твердых растворов HgCdTe долгое время уступали по своим рабочим характеристикам упомянутым выше группам лазеров, однако определенные результаты были достигнуты [1,2]. В ранних работах активной областью лазера являлась одиночная квантовая яма (КЯ), шириной порядка 100 нм. В то же время, было показано, что использование узких ям в дизайне HgCdTe лазеров может существенно улучшить их рабочие характеристики ввиду подавления основных каналов безызлучательной рекомбинации [3]. В данной работе была экспериментально исследована возможность получения стимулированного излучения в структурах на основе HgCdTe с узкими КЯ при температурах близких к комнатной.

Исследуемая структура была выращена методом МЛЭ на полуизолирующей GaAs (013) подложке с ZnTe и CdTe буферами. Гетероструктура содержит 10 HgTe квантовых ям, разделенных 30 нм барьерами с составом $X_{Cd} \approx 0.6$. Спектры стимулированного излучения (СИ) получены с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v в режиме пошагового сканирования. Детальное описание экспериментальной установки можно найти в работе [4].

Спектры СИ структуры показаны на рисунке 1. При температуре 20 К наблюдается линия СИ на длине волны 3.3 мкм, которая с ростом температуры сдвигается в сторону меньших длин волн. При температурах выше 250 К происходит разрушение



Рис.1. – спектры стимулированного излучения лазерной структуры при различных температурах

СИ и наблюдается только спонтанная фотолюминесценция.

Таким образом, в ходе данной работы было получено стимулированное излучение в гетероструктуре с КЯ на основе твердого раствора HgCdTe на длине волны порядка 3 мкм при оптической накачке и температурах вплоть до 250 К. Достигнутые в данной работе температуры ниже комнатной, однако, они могут быть обеспечены стандартными Пельтье элементами, что говорит о перспективности таких структур для практического применения. Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 16-02-00685, №16-32-60172, Президента РФ МК-6923.2016.2)

- [1] C. Roux et al., Applied Physics Letters, 75, 3763 (1999).
- [2] E. Hadji et al., Applied Physics Letters, 68, 2480 (1996).
- [3] I. Vurgaftman and J. R. Meyer, Optics express, 2, 137 (1998).
- [4] S. Morozov et al., Applied Physics Letters, 108, 092104 (2016).

Влияние внешнего электрического поля на динамику релаксации фотовозбужденных дырок в гетероструктурах ZnSe/BeTe

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

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

В широкозонных гетероструктурах 2-го типа ZnSe/BeTe большое значение локализующего потенциала для электро- $(\Delta E_{\rm C} > 2 \, eV)$ нов И для дырок $(\Delta E_V \approx 0.9 \text{ eV})$ приводит к высокой степени локализации носителей заряда в слоях ZnSe и BeTe. Большое различие ширины запрещенной зоны в ZnSe (2.8 eV) и BeTe (4.5 eV) позволяет избирательно возбуждать пары электронов и дырок в слоях ZnSe. В ходе релаксации по энергии фотовозбужденные дырки квазистационарное могут занимать надбарьерное состояние в слое ZnSe, откуда они либо излучательно рекомбинируют с электроном в слое ZnSe, либо рассеиваются в основное состояние в слое ВеТе. Время жизни дырки в надбарьерном состоянии можно измерить по длительности свечения полосы пространственно прямого оптического перехода (с энергией 2.8 eV). В данной работе изучено влияние приложенного внешнего поперечного электрического поля на время жизни дырки в надбарьерном состоянии в образцах гетероструктур ZnSe/BeTe с толщинами слоев $L_{ZnSe} = 20 \text{ HM}$ И (образец А), а также $L_{BeTe} = 10 \text{ HM}$ $L_{ZnSe} = 25$ нм и $L_{BeTe} = 12.5$ нм (образец



Рис.1. – Время жизни надбарьерной дырки в зависимости от напряженности внешнего электрического поля (символы — эксперимент, штриховые линии — расчет, для образцов A и B). На вставке изображена зонная схема и схема оптических (D — прямых и ID — непрямых) переходов ZnSe/BeTe.

В). Образцы гетероструктур возбуждались 2-й гармоникой Ti:Sa фемтосекундного лазера с энергией выше ширины запрещенной зоны в ZnSe. Фотолюминесценция в области пространственно прямого перехода ($\approx 2.8 \text{ eV}$) детектировалась с помощью сопряженной со спектрометром стрик камеры, включенной в режиме синхроскана, что позволило обеспечить временное разрешение системы ~ 2 пс.

Показано (рис. 1), что приложение внешнего электрического поля к исследуемым образцам гетероструктур приводит к уменьшению времени жизни дырки в надбарьерном состоянии, от $\tau = 9 \div 12$ пс при нулевом приложенном поле до $\tau < 2$ пс при напряженности поля $E = 10 \div 20$ кВ/см. Эффект объясняется тем, что наклон зон приводит к модификации волновой функции дырки в квазистационарном состоянии, увеличивающей вероятность её релаксации в основное состояние за единицу времени. Проведенные численные расчеты показывают лишь качественное согласие с данными эксперимента. Обсуждаются процессы, приводящие к стабилизации времени жизни дырки в надбарьерном состоянии при малых значениях напряженности внешнего поля.

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

Анизотропия проводимости и квази-Холл-эффект в двумерном электронном газе гетероструктур AlGaN/AlN/GaN

Чумаков Н.К.¹, Майборода И.О.¹, Гричук Е.С.¹, Лев Л.Л.^{1,2}, Валеев В.Г.¹, Занавескин М.Л.¹, Строков В.Н.²

¹НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1 ²Swiss Light Source, Paul Scherrer Institute, CH-5232 Villigen, Switzerland

Уникальные физические свойства нитридных гетероструктур и соответствующие перспективы разработки высокопроизводительных микро- и наноэлектронных устройств сделали их весьма важ-ным объектом исследований. Однако существенный прогресс фундаментальных и технологических разработок в этой области еще не дал полной картины явлений, характерных для таких систем. В ряду неожиданных результатов

последнего времени назовем значительную анизотропию эффектив-ной массы электронов двумерного электронного газа (2DEG) гетеро-структур AlGaN/AlN/GaN, обнаруженную методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением [1].

Настоящая работа посвящена изучению анизотропии проводимости и квази-Холл-эффекта (другой термин – поперечный квази-гальва-но-анизотропный эффект) [2] в 2DEG нитридных гетероструктур. Это явление наблюдается в однородных анизо-



Рис.1. Схема измерений.

тропных проводящих средах в отсутствии внешнего магнитного поля и состоит в возникновении поперечной (квази-Холловской) разности потенциалов U₂₄ в случае, когда направление тока I₁₃ отлично от главных осей тензора проводимости системы $R_{quasi-Hall} = R_{1324} \equiv U_{24} / I_{13} = R_{1243} - R_{2314}$. Мы исследовали структуры AlGaN/AlN/GaN с барьерным слоем из 2 нм Alo.5Gao.5N и 1 нм AlN на слое Ga-полярного GaN толщиной 500 нм, выращенные на с-ориентированных сапфировых подложках. Четырехзондовые измерения сопротивлений проводились в стандартной геометрии Ван-дер-Пау; наибольшая разница величин $R_{1243} = R_{4312}$ и $R_{2314} = R_{1423}$ была обнаружена при условии, что линия тока 1-2 коллинеарна одной из главных кристаллографических осей решетки в плоскости 2DEG степень анизотропии проводимости материала (Рис.1). Определив формулой $\varepsilon = R_{auasi-Hall} / \langle R \rangle = 2(R_{1243} - R_{2314}) / (R_{1243} + R_{2314})$, мы обнаружили, что при указанной ориентации образцов ε лежит в интервале (15÷25) %. Данные измерений плотности носителей n_s , их средней подвижности $\langle \mu \rangle$, величин сопротивлений R_{1243} , R_{2314} и степени анизотропии *є* приведены в Табл. 1.

Согласно принципу Неймана этот результат может свидетельствовать о том, что симметрия системы в области локализации 2DEG ниже симметрии гексагональной решетки объемного GaN [3].

Образец	$n_s, 10^{+12} cm^{-2}$	$<\mu>$, $cm^2/V\cdot s$	R_{1243} , (ΓM), Ω	R_{2314} , (ГК), Ω	ε,%
1	7.0	1350	179.0	139.4	24.9
2	8.1	920	160.0	128.0	22.2
3	9.5	1300	123.9	96.6	24.8
4	13.0	620	183.3	157.8	15.5
5	21.0	1320	53.8	45.0	17.8

Таблица 1. – Квази-Холл-эффект в 2DEG гетероструктур AlGaN/AlN/GaN

[1] L.L. Lev et al., Nature Nanotechnology, submitted (2017).

[2] N.N. Polyakov, Analysis of potential and current density potentials in semiconductor singlecrystals, Soviet Physics Journal, **32**, 956 (1989); V.V. Filippov et al., Russian Microelectronics, **42**, 428 (2013).

[3] Дж. Най. Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц, Мир (1967).

Рекомбинация носителей заряда в гетероструктурах CdHgTe/Si(013) легированных донорными и акцепторными примесями

Варавин В.С., Марин Д. В., Шефер Д.А., Якушев М.В.

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

В работе исследовались нелегированные, а также легированные As и In эпитаксиальные пленки Cd_xHg_{1-x}Te c $x \approx 0.3$, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках Si(013) диаметром 76,2 мм. На границах пленки имели варизонные слои с увеличением к поверхности x до 0,5 для снижения влияния поверхностной рекомбинации на время жизни неосновных носителей заряда. Нелегированные пленки после роста имели *n*-тип проводимости со следующими параметрами (при 77К): концентрация электронов – $(1 \div 10) \cdot 10^{13}$ см⁻³, подвижность – 20000 ÷ 30000 см²B⁻¹c⁻¹. Время жизни неосновных носителей при 77К составляло от нескольких сотен нс до 2 мкс. В процессе роста часть структур легировалась In с концентрацией (1÷30)·10¹⁵ см⁻³, а также мышьяком до концентрации 1·10¹⁷ см⁻³.

Для изучения влияния различных дефектов на механизмы рекомбинации неосновных носителей заряда, плёнки после роста подвергались различным отжигам. Первый тип отжига проводился в течение 24 часов при T=225 ^oC в парах ртути для заполнения вакансий в металлической подрешетке, второй тип отжига предназначался для конверсии в р-тип (введение вакансий в подрешетку металла) и осуществлялся в течении 15÷20 часов при $T=250\div260$ ^oC и низком давлении паров ртути (10⁻⁵ атм), третий тип отжигов состоял из последовательных отжигов первого и второго типов. Легированные As структуры подвергались активационному отжигу, состоящему из двух этапов: высокотемпературного отжига (400 ^oC) и отжига для заполнения вакансий ртути, образовавшихся в следствии первой стадии отжига.

Во всех образцах снимались температурные зависимости времени жизни неосновных носителей заряда, измерялись концентрации и подвижности носителей заряда. При помощи метода селективного травления оценивалась плотность дефектов кристаллической структуры.

Построены расчетные зависимости времени жизни неосновных носителей заряда с привлечением излучательной, Оже- и Шокли-Рида рекомбинации.

Установлено, что

- 1. Отжиги в условиях, вызывающих введение вакансий ртути в подрешетку металла, приводят к аннигиляции дефектов упаковки.
- 2. Доминирующим генерационно-рекомбинационным уровнем в гетероструктурах Cd_xHg_{1-x}Te/Si(013), выращенных методом МЛЭ, являются уровни, связанные с вакансиями ртути в подрешетке металла. Заполнение вакансий приводит к снижению вклада рекомбинации Шокли-Рида и к возрастанию времени жизни.
- 3. В гетероструктурах, легированных In с концентрацией более 1×10¹⁵ см⁻³, после заполнения вакансий ртути, вклад рекомбинации Шокли-Рида при азотной температуре становится несущественным и время жизни неосновных носителей заряда ограничивается только фундаментальными межзонными механизмами рекомбинации.
- Времена жизни в легированных As гетероструктурах CdHgTe/Si после активационного отжига на порядок выше, чем в вакансионном материале р-типа с той же концентрацией, при этом доминирующим механизмом рекомбинации при азотной температуре является механизм Шокли-Рида.

Усиление высокочастотного электромагнитного излучения графеновой сверхрешеткой

Шорохов А.В., Беляев Ю.Ю.

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, 430005, Саранск ул .Большевистская,68

В настоящее время стало технологически возможным изготовление периодических структур на основе графена [1]. Данные сверхрешетки благодаря уникальным физическим свойствам графена являются перспективной средой для генерации СВЧ и терагерцового излучения. В отличие от обычных полупроводниковых сверхрешеток минизона графеновых сверхрешеток щелевого графена на подложке из слоев SiO₂ и h-BN не является синусоидальной, более того, энергетический спектр таких сверхрешеток будет неаддитивным [2], что открывает большие возможности для управления электромагнитными свойствами графеновых сверхрешеток, в частности, с помощью поперечного электрического поля [3], которое, например, позволяет управлять положением максимума вольт-амперной характеристики в направлении оси сверхрешетки, сдвигая область отрицательной дифференциальной проводимости в область более сильных полей. Данное обстоятельство, в принципе, может позволить достичь усиления высокочастотного излучения в условиях отсутствия нестабильностей волн зарядовой плотности, характерных для обычной полупроводниковой сверхрешетки [4].

В данной работе показано, что специальным подбором дополнительного внешнего переменного CBЧ электрического поля, приложенного к графеновой сверхрешетке, можно добиться усиления терагерцового излучения в условиях положительной статической дифференциальной проводимости, что обеспечивает стабильность системы к флуктуациям внутреннего поля. Внешнее переменное поле позволяет не только добиться усиления в условиях стабилизации системы, но и существенно увеличить коэффициент усиления, благодаря эффективной перекачке энергии из переменного поля накачки. Для анализа высокочастотных свойств графеновой сверхрешетки нами использовался хорошо зарекомендовавший себя квазиклассический подход, основанный на использовании кинетического уравнения, подобный использованному нами ранее для анализа физических свойств полупроводниковой сверхрешетки [5]-[6]. Анализ условий наблюдения эффекта усиления с использованием реальных параметров графеновых сверхрешеток показал возможность его наблюдения в достаточно широких диапазонах параметров системы.

Работа поддержана РФФИ (проект 16-02-00475а).

[1] R.V. Gorbachev et al., Science, 346, 448 (2014).

[2] S.V. Kryuchkov, E.I.Kukhar', Physica E, 46, 25 (2012).

[3] С.В. Крючков, Е.И. Кухарь, ФТП, 50, 218 (2016).

[4] А.А. Игнатов, В.И. Шашкин, ЖЭТФ, 93, 935 (1987).

[5] T. Hyart, A. V. Shorokhov, and K. N. Alekseev, Phys. Rev. Lett, 98, 220404 (2007).

[6] A.O. Selskii et al., Phys. Rev., 84, 235311 (2011).

Секция 4

Двумерные системы

Безызлучательные осесимметричные плазменные моды в двумерных электронных системах

Андреев И.В., Муравьев В.М., Белянин В.Н., Губарев С.И., Кукушкин И.В.

ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, д. 2

Плазменные волны в двумерных электронных системах (ДЭС) в полупроводниковых наноструктурах являются удобным и гибким объектом для создания нового поколения детекторов и генераторов субтерагерцового частотного диапазона. Одной из важнейших для приложений характеристик плазменных возбуждений является их время жизни, определяющееся суммой столкновительного и излучательного вкладов в затухание моды [1]. Наибольшее время жизни имеют такие плазменные возбуждения, для которых суммарный дипольный момент равен нулю и излучательный вклад отсутствует – это т. н. «тёмные» (безызлучательные) плазменные моды.

Известно, что плазменные моды в дисках ДЭС характеризуются набором двух волновых чисел (l; m), где l=0, 1, 2... – радиальное, а m=0, ± 1 , ± 2 ... - азимутальное волновое число. Моды с m=0 являются осесимметричными и в силу этого имеют нулевой дипольный момент. Такие моды были исследованы теоретически в работах [2,3], и обнаружены экспериментально в классических ДЭС на поверхности жидкого гелия [2,4]. Тем не менее, несмотря на простую симметрию и многообещающие свойства, из-за сложности их возбуждения осесимметричные плазменные моды до настоящего времени не были обнаружены в ДЭС на основе полупроводниковых наногетероструктур.

В данной работе обнаружены и исследованы осесимметричные безызлучательные плазменные моды в дисках ДЭС на основе квантовых ям GaAs/AlGaAs. Нами была применена специальная ближнепольная методика возбуждения таких мод и оптическая методика детектирования микроволнового поглощения в образце. Для возбуждения использовалась геометрия Корбино: образцы имели вид дисков с вожженым по краю заземленным омическим контактом и концентрическим центральным затвором, на который подавался возбуждающий СВЧ-сигнал. Для измерений была применена оптическая методика детектирования микроволнового поглощения, основанная на крайней чувствительности спектра люминесценции ДЭС к малым изменениям температуры при резонансном возбуждении магнитоплазмонов в ДЭС.

Экспериментально исследованы дисперсия и магнитодисперсия, а также ширина линии (по частоте) осесимметричных мод и проведено их сравнение с фундаментальными магнитоплазменными модами $(1; \pm 1)$ в дисках таких же размеров. Установлено, что для осесимметричных мод характерен ряд уникальных свойств: (1) они не имеют соответствующих им краевых ветвей с отрицательной магнитодисперсией; (2) магнитодисперсия осесимметричных мод в нулевом магнитном поле ведет себя более пологим образом по сравнению с фундаментальной модой (1; 1); (3) в нулевом магнитном поле частота моды (1; 0) в K=1.5 раза выше частоты фундаментальной моды (1; 1); (4) линия резонанса для первой осесимметричной моды существенно уже, чем для фундаментальной, и не зависит от частоты, что свидетельствует об отсутствии излучательного вклада в уширение линии, и нулевом дипольном моменте моды (1; 0).

[1] I.V.Andreev et. al., Appl. Phys. Lett. 105, 202106 (2014).
[2] D.C.Glattli et al., Phys. Rev. Lett. 54, 1710 (1985).
[3] A.L.Fetter, Phys. Rev. B 33, 5221 (1986).
[4] D.B.Mast et al., Phys. Rev. Lett. 54, 1706 (1985).

Квантовые фазовые переходы в режиме квантового эффекта Холла в системах InGaAs/InAlAs со спин-вырожденными уровнями Ландау

Арапов Ю.Г.¹, Гудина С.В.¹, Неверов В.Н.¹, Ильченко Е.В.¹, Савельев А.П.¹, Подгорных С.М.¹, Шелушинина Н.Г.¹, Якунин М.В.¹, Васильевский И.С.², Виниченко А.Н.²

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18 ²НИЯУ "МИФИ", 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

Исследование фазовых переходов в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) в двумерных системах показало, что в ряде случаев при интерпретации экспериментальных результатов в рамках теории скейлинга значения критических индексов получаются неуниверсальными [1]. Теория скейлинга построена на предположении, что в одноэлектронном приближении имеется только одно делокализованное состояние на

каждом из квантовых уровней. Хотя в [2] утверждается, что перемешивание уровней Ландау (УЛ) не изменяет класс универсальности, однако, взаимодействие электронов с разными направлениями спинов приводит к появлению полосы делокализованных состояний даже при абсолютном нуле температуры [1], что называется одной из причин наблюдения неуниверсального скейлингового поведения.

Исследованы продольное ρ_{xx} и холловское ρ_{xy} сопротивления в магнитных полях до 9 Тл и температурах *T* от 1.8 до 30К структуры с квантовой ямой п-In0.9Ga0.1As/In0.81Al0.19As, концентрация n=6.77×10¹⁵ м⁻², подвижность $\mu = 6.1 \text{ м}^2/\text{B}$ с. Характерной чертой КЭХ является наличие узких пиков на ρ_{xx} , разделенных минимумами, связанными с областями плато КЭХ, возникающих



Рис.1. Температурные зависимости ширины пиков ρ_{xx} $\Delta(T)$ для переходов между плато КЭХ. Сплошные линии - $\Delta \propto T^{\kappa}$, пунктирные - $\Delta \propto \beta + \alpha T$.

из-за локализации электронных состояний на уровне Ферми, когда он расположен между УЛ. На рис. 1 представлены зависимости ширины пиков ρ_{xx} , $\Delta(T)$ для ряда переходов между плато КЭХ и их описание степенным $\Delta \propto T^{\kappa}$, предсказываемым теорией скейлинга, и линейным $\Delta \propto \beta + \alpha T$ законами. При $T \leq 3$ К экспериментальные точки лучше описываются линейным законом, что позволяет сделать предположение о конечной ширине полосы делокализованных состояний.

Для структур InGaAs/InAlAs характерно наличие сильного спин-орбитального взаимодействия, которое вместе с обменным взаимодействием и определяет спиновое расщепление УЛ [3,4]. Показано [4], что для электронных систем с плавным потенциалом беспорядка и спин-орбитальным взаимодействием в режиме КЭХ перекрытие зеемановских УЛ является причиной изменения перколяционной сетки и природы локализации, что приводит к увеличению диссипативной проводимости и появлению полосы делокализованных состояний в области между энергиями двух делокализованных состояний в центрах уширенных зеемановских УЛ вблизи нечетных факторов заполнения. Как следствие, значения критических индексов отличаются от универсальных [5]. Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № 01201463326, при поддержке РФФИ, № 16-32-00725.

[1] D.Shahar, et al, Sol.Stat.Comm. 107, 19 (1998).

[2] J.T. Chalker, P.D. Coddington, J.Phys. C 21, 2665 (1988); D.-H. Lee, Z. Wang, Phys.Rev.Lett. 76, 4014 (1996).

[3] С.С. Криштопенко, К.П. Калинин, В.И. Гавриленко, ФТП, 46,1186 (2012).

[4] D.G.Polyakov, M.E.Raikh, Phys.Rev.Lett. 75, 1368 (1995); Y.Avishai, Y.Meir, Phys.Rev.Lett. 89, 076602 (2002).

[5] Li Wang, et al., Mod. Phys. Lett.B 27, 1350202 (2013).

Резонансное отражение света от лафлиновской жидкости v = 1/3

Бисти В.Е., Кулик Л.В., Журавлев А.С., Кирпичев В.Е., Ханнанов М.Н., Кукушкин И.В.

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

Исследовано резонансное отражение света двумерной электронной системой в сильном магнитном поле в ультраквантовом пределе. Обнаружена линия, связанная с формированием в электронной системе лафлиновской жидкости. Аналогичных спектральных особенностей не наблюдается ни в спектрах фотолюминесценции, ни в спектрах резонансного релеевского рассеяния. Новая линия сдвинута в фиолетовую область спектра. Величина сдвига может быть интерпретирована как транспортная кулоновская щель, необходимая для создания нейтрального дефекта в несжимаемой лафлиновской жидкости. Спектр отражения состоит из двух главных линий. Низкоэнергетическая линия соответствует оптическому переходу на верхний незаполненный спиновый подуровень нулевого уровня Ландау электронов с нулевого уровня Ландау валентной зоны тяжелых дырок и доминирует в спектрах отражения в ультраквантовом пределе v < 1. Интенсивность ее слабочувствительна к температуре электронной системы. Вторая, более высокоэнергетическая линия исчезает из спектра при температуре 1.6 К. В области формирования лафлиновской жидкости происходит перераспределение силы осциллятора оптического перехода между двумя линиями: низкоэнергетической, совпадающей с фотолюминесценцией электронов на верхнем спиновом подуровне Ландау, и высокоэнергетической, смещенной в фиолетовую область спектра на 0.7 мэВ. Максимум интенсивности высокоэнергетической линии и минимум интенсивности низкоэнергетической достигаются при факторе заполнения v = 1/3. Теоретическое рассмотрение процессов резонансного отражения с участием делокализованных носителей для систем со скрытой симметрией показывает, что энергии оптических переходов из валентной зоны в зону проводимости в случае очень малых импульсов не зависят ни от фактора заполнения электронной системы, ни от электронных корреляций в основном состоянии, связанных с формированием лафлиновских жидкостей. Основные свойства системы со скрытой симметрией следующие: 1) наличие зарядовой симметрии, при которой потенциалы взаимодействия электронов и дырок равны между собой по величине; 2) нахождение электронной системы в квантовом пределе $v \le 2$; 3) пренебрежение смешиванием уровней Ландау. Возможно, что появление новой линии связано с нарушением условия 1. Для дырки с $S_z = 3/2$, активной в отражении, нижайшее состояние многокомпонентно, электрон-электронное и электрон-дырочное взаимодействия не совпадают, изменение основного состояния электронной системы может влиять на спектр отражения. Пока фактор заполнения v не равен 1/3, система электронов неупорядочена. При v = 1/3 образуется несжимаемая лафлиновская жидкость. Появление дополнительного электрона и дырки в валентной зоне следует рассматривать как возникновение нейтрального дефекта, которое сопровождается рождением надщелевых возбуждений лафлиновской жидкости. Наблюдаемый фиолетовый сдвиг можно связать с рождением трех отрицательно заряженных лафлиновских квазичастиц и нейтрализующих их квазидырок. Измеренная величина 0.7 мэВ выглядит вполне разумной для утроенной величины кулоновской щели в лафлиновской жидкости. Наблюдение в спектре резонансного отражения двумерной электронной системы отдельной линии лафлиновской жидкости имеет также существенное методическое значение. Появляется непосредственная возможность оптического зондирования делокализованных состояний и изучения с помощью время-разрешенных оптических методов кинетики релаксации спиновых и зарядовых возбуждений аналогично тому, как это было сделано в работе [1].

Работа частично поддержана фондом РФФИ.

[1] A. S. Zhuravlev, S. Dickmann, L. V. Kulik, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B 89, 161301(R) (2014).

Поглощение света квантовой точкой в присутствии газа двумерных дипольных экситонов

Боев М.В.¹, Ковалев В.М.^{1,2}, Чаплик А.В.^{1,3}

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, ул. академика Ржанова, 2

²Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск, пр-т К. Маркса, 20

. ³Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Взаимодействие квантовой системы с окружающей средой (термостатом) является одной из ключевых задач статистической физики, и до настоящего времени эта задача представляет значительный интерес. Теоретическому рассмотрению различных аспектов этого взаимодействия посвящено большое количество работ [1]. Среди большого разнообразия моделей и систем, изучаемых в рамках этой задачи, в большинстве своем термостат рассматривается как набор невзаимодействующих осцилляторов. Тем не менее, взаимодействие частиц термостата между собой, а также возможность фазового перехода в термостате, должны существенным образом влиять на поведение квантовой системы. В рамках настоящей работы нас интересовал вопрос влияния фазового перехода бозе-частиц термостата в режим бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК) на свойства взаимодействующей с ним квантовой подсистемы. Поставленный вопрос изучался на примере квантовой точки (КТ), взаимодействующей с двумерным газом дипольных экситонов.

В работе представлена теория, описывающая влияние экситонного термостата на коэффициент поглощения света в КТ. Рассматривается система, состоящая из двойной квантовой ямы (содержащей двумерный газ дипольных экситонов) и расположенной над ней КТ. Для простоты полагаем, что в зоне проводимости и валентной зоне КТ имеется по одному (невырожденному) дискретному уровню, т.е. изучается оптический переход в двухуровневой системе, взаимодействующей с экситонным термостатом. Экситонный газ, будучи газом частиц с целым спином, переходит в состояние БЭК при понижении температуры, и в этой связи интерес представляет вопрос влияния фазового перехода экситонного газа на оптический спектр КТ. Учет взаимодействия рожденной светом электрон-дырочной пары (ЭДП) в КТ с термостатом осуществляется в рамках теории возмущений: анализируются диаграммы первого порядка по взаимодействию «ЭДП КТ - экситонный термостат». Массовый оператор ЭДП, описывающий это взаимодействие, определяется структурой спектра элементарных возбуждений экситонного газа, и таким образом, существенно зависит от фазового состояния последнего. Так, в нормальной фазе, элементарными возбуждениями слабонеидеального экситонного газа являются кванты колебаний плотности, имеющие звуковую дисперсию, поэтому влияние термостата на спектр поглощения КТ в данном случае аналогично влиянию акустических фононов кристаллической решетки, в то время как в БЭК-фазе, вклад в собственно-энергетическую часть дают процессы взаимодействия ЭДП КТ с конденсатными и надконденсатными экситонами.

Нами получены аналитические выражения для коэффициента поглощения света квантовой точкой как выше, так и ниже температуры конденсации экситонного газа и анализируется его частотное поведение при фазовом переходе. В качестве примера полученные выражения использованы для оценки вклада термостата в уширение и сдвиг спектра линии межзонного поглощения света простейшей квантовой точки, моделируемой двумерным гармоническим ограничивающим потенциалом.

[1] U. Weiss, Quantum dissipative systems, 2nd ed. (World Scientific, 1999)

Эффекты электрического выпрямления и смешения частот в квантовых ямах в условиях циклотронного резонанса

Будкин Г.В., Тарасенко С.А.

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

Представлены результаты по теоретическому исследованию нелинейного высокочастотного транспорта электронов в квантовых ямах в условиях циклотронного резонанса. Воздействие переменного электрического поля на проводящие системы приводит к генерации электрического тока. Помимо линейного отклика в структурах без центра пространственной инверсии могут также возникать нелинейные, квадратичные по амплитуде электрического поля, эффекты. Отклик на монохроматическое поле с частотой ω содержит постоянный ток (эффект храповика) [1] и переменный ток на удвоенной частоте 2 ω . Если спектральн-_ое разложение поля содержит несколько гармоник, то происходит смешение частот, и в отклике системы возникают вклады на суммарных и разностных частотах. Исследование таких нелинейных эффектов является мощным инструментом изучения симметрии и неравновесных процессов в полупроводниковых структурах.

В работе построена теория нелинейного высокочастотного отклика асимметричных квантовых ям в магнитном поле, продемонстрировано значительное усиление сигналов на нулевой и удвоенной частотах в условиях циклотронного резонанса. Проанализированы две геометрии реализации нелинейных эффектов: (i) геометрия нормального магнитного поля и наклонного переменного электрического поля и (ii) геометрия наклонного магнитного поля и переменного электрического поля, лежащего в плоскости ямы. Механизм формирования постоянного тока в геометрии (i) проиллюстрирован на Рис. 1. Нормальная компонента электрического поля последовательно прижимает носители заряда к верхней или нижней границе квантовой ямы, модулируя



Рис.1. – Иллюстрация механизма генерации постоянного тока, индуцированного переменным электрическим полем.

подвижность электронного газа на частоте поля. Электрическое выпрямление возникает из-за совместного воздействия на электроны продольной компоненты электрического поля, индуцирующей резонансное циклотронное движение электронов, и нормальной компоненты, вызывающей модуляцию подвижности электронного газа.

В рамках кинетического подхода получены аналитические выражения для электрического тока для обеих геометрий; показано, что направление тока зависит от поляризации электромагнитного поля, а его амплитуда многократно усиливается в условиях циклотронного резонанса. В геометрии наклонного магнитного поля нелинейные эффекты обусловлены асимметрией рассеяния носителей заряда, вызванной продольной компонентой магнитного поля. В этом случает постоянный ток, индуцированный переменным полем, содержит дополнительный резонанс на первой субгармонике циклотронного резонанса – в области частот, в которой коэффициент поглощения не имеет особенностей. Резонанс возникает в меру зависимости времени релаксации электронов по импульсу от энергии. Исследование этого резонанса в эксперименте позволит получить дополнительную информацию о микроскопических механизмах рассеяния электронов.

[1] G. V. Budkin and S.A. Tarasenko, Phys. Rev. B 93, 075306 (2016).

Коллективные возбуждения в двумерном Стонеровском ферромагнетике

Ваньков А.Б.¹, Кайсин Б.Д.², Кукушкин И.В.¹

¹Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка ²Московский физико-технический институт (ГУ), г.Долгопрудный, Московская область

Двумерные системы с сильным межэлектронным взаимодействием являются интереснейшим полем для поиска новых коллективных эффектов в физике конденсированного состояния. Их многообразие расширяется для систем с большими величинами параметра взаимодействия rs. В структурах на основе ZnO параметр взаимодействия достигает значений ~15 при концентрациях двумерных электронов на уровне 10^{11} см⁻² и одновременно рекордных подвижностях. Столь удачное сочетание параметров ранее не достигалось для других систем. Среди новых многочастичных эффектов в гетероструктурах MgZnO/ZnO обнаружен стонеровский переход в ферромагнитное состояние на четных факторах заполнения уровней Ландау. Этот эффект наблюдался в серии магнитотранспортных экспериментов как пересечение смежных спиновых подуровней последовательных уровней Ландау, откуда извлекается параметр увеличенной спиновой восприимчивости [1]. В магнитооптических экспериментах удается извлечь еще больше информации об энергетическом спектре системы. В частности, удалось наблюдать диапазоны параметров системы, отвечающие ферромагнитному и парамагнитному упорядочению в окрестности четных факторов заполнения. Проявление этих режимов наблюдается синхронно в динамике спектров магнито-фотолюминесценции и в трансформации спектра коллективных возбуждений, регистрируемых методом неупругого рассеяния света.

В настоящем исследовании измерена фазовая диаграмма стонеровского перехода в двумерных системах на основе MgZnO/ZnO на факторе заполненияv=2 в координатах "Электронная плотность" – "Угол наклона магнитного поля". Методом неупругого рассеяния света в различных фазовых состояниях выявлены скачкообразные трансформации спектра внутриподзонных и межподзонных коллективных возбуждений [2] в окрестности v=2. В частности, в ферромагнитном состоянии v=2 наблюдается мощная линия спинового экситона, а в парамагнитном состоянии она отсутствует. В ферромагнитном состоянии v=2 впервые обнаружено циклотронное спин-флип возбуждение с огромным обменным вкладом в энергии, сопоставимым с аналогичным возбуждением в состоянии v=1. В магнитополевой динамике этих возбуждений показано, что их энергии и времена жизни имеют максимумы точно в ферромагнитных состояниях. Кроме того, резкие трансформации обнаружены в спектре межподзонных коллективных возбуждений с величиной сдвига, определяемой изменением обменного энергетического вклада при стонеровском переходе.

[1] A. Tsukazaki, M. Kawasaki et.al, Phys.Rev. B 78, 233308 (2008), Phys.Rev.B 85, 075302 (2012), D. Maryenko, J. Falson, et al., Phys.Rev.B 90, 245303 (2014).

[2] A.B.Vankov, B.D.Kaysin, I.V.Kukushkin, et.al, Phys.Rev.B 94, 155204 (2016); Л.В.Кулик, A.Б.Ваньков, Б.Д.Кайсин, И.В.Кукушкин, Письма в ЖЭТФ, 105, с.358 (2017); and one more paper to be published in PRB in 2017.

Туннелирование через локализованные состояния в hBN барьере в вертикальных графен- нитрид бора – графен гетероструктурах

Вдовин Е.Е.¹, Ханин Ю.Н.¹, Greenaway М.Т.², Ghazaryan D.³, Makarovsky O.², Mopo3ob C.B.¹ Patanè A.², Cao Y.³, Misra A.³, Mishchenko A.³, Eaves L.², Novoselov K.S.³

¹ИПТМ РАН, ул. Академика Осипьяна 6, г. Черноголовка, 142432, Россия ²The School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, NG72RD, UK ³School of Physics and Astronomy, University of Manchester, M13 9PL, UK

К настоящему моменту туннелирование электронов между слоями графена, разделенными барьером из гексагонального нитрида бора (hBN), было исследовано экспериментально и теоретически как в системах с однослойным, так и с двухслойным графеном. Сохранение импульса для туннелирующих электронов в таких системах выполняется либо за счет рассеяния на примесях или фононах либо за счет идеальной взаимной ориентации между слоями графена [1-3]. В последнем случае было продемонст-

рировано наличие на туннельных характеристиках областей отрицательной дифференциальной проводимости, обусловленных минимальной степенью угловой разориентации кристаллических решеток графеновых ДВVХ слоев. составляющих туннельную вандерваальсковскую гетеро-систему [1].

В данной работе мы сообщаем о наблюдении серии резонансных пиков в дифференциальной проводимости туннельного транзистора графен-hBN-графен. Анализируя зависимость резонансов от напряжения смещения и напряжения на затворе, мы показываем, что



Рис.1. – Карта туннельной проводимости структуры в магнитном поле 0.5T; I-V характеристики при B=4T и B=0; Схема туннелирования через локализованное состояние в BN барьере в магнитном поле.

они возникают из-за туннелирование электронов через состояния дефектов в hBN барьере. Простая электростатическая модель экспериментальной структуры позволяет определять положение атомного слоя, котором находится резонансное состояние того или иного дефекта. Нами так же было исследовано туннелирование электронов между уровнями Ландау двух слоев графена с использование локализованого состояния в качестве сканера. Таким образом показано, что электронные состояния дефектов нанометрового масштаба, присутствующие в атомных слоях h-BN действуют как квантовые точки и вносят свой вклад в туннельные характеристики. Туннелирование через локализованные состояния особенно заметно, если кристаллические решетки двух графеновых электродов сильно разориснтированны по отношению друг к другу, что запрещает прямое туннелирование электронов из-за невозможности выполнения закона сохранения импульса.

[1] A. Mishchenko, J. S. Tu, Y. Cao et al., Nature Nanotechnology, 9, 808 (2014).

- [2] E.E. Vdovin, A. Mishchenko, M.T. Greenaway et al., Physical Review Letters, 116, 186603, (2016).
- [3] U. Chandni, K. Watanabe, T. Taniguchi, and J. P. Eisenstein, Nano Lett. 16, 7982 (2016).

Туннелирования между расщепленными уровнями Ландау в вертикальных графен- нитрид бора – графен гетероструктурах

Вдовин Е.Е.¹, Ханин Ю.Н.¹, Makarovsky O.², Морозов С.В.¹ Раtanè A.², Cao Y.³, Misra A.³, Mishchenko A.³, Eaves L.², Novoselov K.S.³

¹ИПТМ РАН, ул. Академика Осипьяна 6, г. Черноголовка, 142432, Россия ²The School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, NG72RD, UK ³School of Physics and Astronomy, University of Manchester, M13 9PL, UK

Резонансное туннелирование между двумя слоями графена или дихалькогенидами переходных металлов в туннельных вандерваальсовских структурах, созданных путем переноса моноатомных слоев, является интересной задачей, так как энергия минимумов зоны расположены в К точках зоны Бриллюэна, и большая величина импульса в К-точке в сочетании с небольшим угловым рассогласования между кристаллическими решетками слоев могут значительно усложнять условия резонансного туннелирова-ния. Архитектура

полевого туннельного транзистора позволяет использовать туннельную спектроскопию для исследования двумерной плотности состояний В графене, а также наблюдать туннелирование участием примесей с И фононов [1-4].

В данной работе исследовано резонансное магнитотуннелирование в гетероструктурах с однослойными листами графена, разделенными барьером ИЗ гексагонального нитрида бора, и двумя затворами, что позволило изучить переходы между одноименными уровнями Ландау, принадлежащими



Рис.1. – Схема туннелирования между монослоями графена в магнитном поле; Карта туннельного тока в магнитном поле 12Т в звисимости от напряжения смещения и концентрации носителей в графеновых слоях; dI/dV-V характеристики при B=12T при туннелировании между уровнями Ландау 1-1 и 3-3;

разным графеновым слоям, ограниченными узким окном проводимости, ширина которого регулируется смещающим напряжением. Нами с помощью туннельной спектроскопии были исследованы переходы между расщепленными по спину и долине уровнями Ландау с различными индексами в сильном магнитном поле. Кроме того в работе обсуждается возможность существования магнитной кулоновской щели [5] в туннельной плотности состояний параллельных графеновых слоев.

- [1] A. Mishchenko, J. S. Tu, Y. Cao et al., Nature Nanotechnology, 9, 808 (2014).
- [2] E.E. Vdovin, A. Mishchenko, M.T. Greenaway et al., Physical Review Letters, 116, 186603, (2016).
- [3] M.T. Greenaway et al., Nature Physics 11, 1057, (2015)
- [4] Ю.Н. Ханин, Е.Е. Вдовин, А. Мищенко и др., Письма в ЖЭТФ, 104, 342, (2016).
- [5] J. P. Eisenshtein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. 69, 3804 (1992).

Гигантская анизотропия магнитосопротивления и нелинейность эффекта Холла в полупроводниковых оболочках с двумерным электронным газом

Воробьёва Ю.С., Воробьёв А.Б., Принц В.Я., Торопов А.И.

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

Оболочки с двумерным электронным газом (ДЭГ) [6] предоставляют возможность наблюдения эффектов, не имеющих аналогов в плоских структурах. Данные эффекты связаны: 1) с геометрическим потенциалом, обусловленным кривизной оболочек [1], 2) с уникальными профилями механических напряжений в оболочках [2], 3) с влиянием внешних электрических и магнитных полей. В ДЭГ на изогнутой поверхности, помещенном в однородное магнитное поле, нормальная к поверхности компонента магнитного поля меняется в пространстве. В оболочках градиент магнитного поля может достигать 10⁶ Т/м. В квантующих полях это приводит к пространственному искривлению уровней Ландау и перераспределению краевых состояний; в слабых полях – к градиентному дрейфу электронов вследствие постоянного изменения циклотронного радиуса при движении по поверхности [3]. Эти эффекты очень ярко проявляются в магнитотранспорте.

В данной работе исследован магнитотранспорт высокоподвижного ДЭГ [7] в двух типах оболочек. Рассмотрены (i) спирали, направление тянущего поля в них образует угол с градиентом магнитного поля; (ii) изогнутые холловские мостики, тянущее поле в которых направлено перпендикулярно градиенту магнитного поля. Показано, что в спиралях, как и в изученных нами ранее оболочках [4], имеется гигантская (~10⁴) анизотропия продольного сопротивления ДЭГ при инверсии направления магнитного поля, растущая с увеличением градиента магнитного поля. Впервые наблюдался дробный квантовый эффект Холла в ДЭГ на искривленной поверхности. Показано, что в осцилляциях Шубникова-де Гааза имеются биения, обусловленные вкладом различных уровней Ландау. Рассмотрена схема краевых состояний для этой новой геометрии образцов, на ее основе проведены вычисления в рамках формализма Бюттикера-Ландауэра, результаты которых хорошо согласуются с экспериментом. Обсуждаются варианты поведения системы при дальнейшем увеличении магнитного поля. Первые результаты этой работы опубликованы в [5].

При протекании тока перпендикулярно градиенту магнитного поля в магнитотранспорте также возникают нетривиальные эффекты. Показано, что в слабых полях градиент магнитного поля в такой геометрии обуславливает сильную нелинейность эффекта Холла и появление отрицательного магнитосопротивления, а в квантующих – сложный состав осцилляций Шубникова-де Гааза.

[1] R. C. T. da Costa, Phys. Rev. A 23, 1982-1987 (1981).

[2] V. M. Osadchii and V. Ya. Prinz, Phys. Rev. B 72, 033313 (2005).

[3] J. E. Mueller, Phys. Rev. Lett 68, 385 (1992).

[4] A. B. Vorob'ev, K.-J. Friedland, H. Kostial, R. Hey, U. Jahn, E. Wiebicke, Ju. S. Yukecheva, V. Ya Prinz, Phys. Rev. B 75, 205309 (2007).

[5] Ju. S. Vorobyova, A. B. Vorob'ev, V. Y. Prinz, A. I. Toropov, and D. K. Maude, Nano Lett. 15, 1673 (2015).

[6] V. Ya. Prinz, V. A. Seleznev, A. K. Gutakovsky, A.V. Chehovskiy, V. V. Preobrazhenskii, M. A. Putyato, T. A. Gavrilova, Phys. E: Low-Dimens. Syst. Nanostruct. 6, 828 (2000).

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

Спин-орбитальное расщепление зоны проводимости в квантовых ямах HgTe шириной 20 нм

Германенко А.В.¹, Рут О.Э.¹, Миньков Г.М.^{1,2}, Шерстобитов А.А.^{1,2}, Дворецкий С.А.³, Михайлов Н.Н³.

¹УрФУ, 620002, Екатеринбург, ул.Мира, 19 ²ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18 ³ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр.ак. Лаврентьева, 13

Проведены исследования осцилляций Шубникова-де Газа в структурах HgCdTe/HgTe/HgCdTe, выращенных на подложках GaAs (013), с шириной квантовой ямы 20 *nm*. На поверхность образцов наносился слой диэлектрика, на который напылялся полевой электрод. Концентрация носителей в яме контролируемо менялась напряжением на полевом электроде в диапазоне $(0-5.5)\times10^{11}$ cm⁻².

При концентрации носителей больше $3 \times 10^{11} \, cm^{-2}$ в осцилляциях наблюдались биения. Анализ Фурье позволил выделить две частоты, по расстоянию между которыми была определена величина спинорбитального расщепления. Результаты, полученные при различных концентрациях электронов, приведены на рисунке (точки). Величина расщепления увеличивается с ростом концентрации носителей, т.е. с увеличением электрического поля, и это позволяет связать наблюдаемое расщепление с эффектом Бычкова-Рашбы.

Были проведены также измерения осцилляций сопротивления в зависимости от напряжения на затворе, т.е. концентрации носителей, в фиксированном слабом магнитном поле



Рис.1. – Зависимость величины спин-орбитального расщепления от концентрации электронов. На вставке: осцилляции $\Delta \rho / \rho$ в поле H=4.8 kOe при изменении напряжения на затворе.

(пока не наблюдается квантовый эффект Холла). Такая зависимость приведена на вставке Рис.1. Там же приведена подгоночная кривая, в которой подгоночным параметром являлись параметры зависимости величины спин-орбитального расщепления от концентрации. Серая полоса на рисунке показывает полученные таким образом значения. Видно, что полученные обоими методами результаты близки.

Для сравнения с теорией были проведены расчеты энергетического спектра в рамках 8-зонной *kP*-модели с учетом деформации, инверсионной асимметрии интерфейсов и электрического поля, пропорционального напряжению на затворе. Результат, полученный из расчета, приведен на рисунке штриховой кривой. Видно, что он неплохо согласуется с экспериментальными результатами.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Электрон»), Министерства образования и науки РФ (задание № 3.9534.2017/БЧ), при частичной финансовой поддержке Программы повышения конкурентноспособности УрФУ (соглашение № 02.А03.21.0006) и грантов РФФИ (проекты № 15-02-02072, 16-02-00516).

Двумерный фермионый конденсат в магнитном поле

Горбунов А.В., Кулик Л.В., Журавлев А.С., Тимофеев В.Б., Кукушкин И.В.

ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 2

В высокоподвижной двумерной электронной системе в режиме целочисленного квантового эффекта Холла с фактором заполнения v = 2 обнаружена конденсация триплетных циклотронных магнитоэкситонов – коллективных возбуждений с бозе-статистикой – в единое квантовое состояние. С помощью оптического фотовозбуждения удается сформировать ансамбль неравновесных долгоживущих триплетных магнитоэкситонов с временами жизни более 100 мкс и плотностью выше 10¹⁰ см⁻² [1]. При охлаждении ниже ~1 К оптический отклик такой системы магнитоэкситонов (резонансное отражение) возрастает пороговым образом на порядок величины, а при дальнейшем понижении температуры порог этого эффекта по накачке сдвигается в область меньших мощностей фотовозбуждения. Гигантское увеличение резонансного отражения связывается с формированием кластеров конденсата магнитоэкситонов, взаимодействующих когерентно с внешним электромагнитным полем (эффект сверхпоглощения). Одновременно с увеличением оптического отклика ансамбля магнитоэкситонов многократно усиливается канал излучательной рекомбинации равновесных электронов из-под уровня Ферми с фотовозбужденными дырками из валентной зоны, что свидетельствует о возникновении коллективной фазы, в которой не только магнитоэкситоны, но и сами электроны в окружающем Ферми-море упорядочиваются так, что при взаимодействии с электромагнитным полем ведут себя коллективным образом (эффект сверхизлучения). Таким образом, плотный ансамбль магнитоэкситонов индуцирует превращение неравновесной двумерной электронной системы в «сверхпоглощающую» и «сверхизлучающую» фазу. Теоретические расчеты показывают, что часть наблюдаемых эффектов объясняется с точки зрения формирования ограниченного в пространстве когерентного состояния магнитоэкситонов, а новая фаза является примером неравновесной системы двумерных фермионов с бозевскими свойствами [2]. В точке перехода ансамбля магнитоэкситонов в когерентную фазу кардинально изменяются транспортные свойства экситонного ансамбля: наблюдается аномальное «растекание» конденсатной фазы по исследуемому образцу с возрастанием длины пробега магнитоэкситонов в новой фазе, по крайней мере, на три порядка величины. При этом, вследствие массовой и зарядовой симметрии электронов и дырок, входящих в магнитоэкситоны, в электронной системе не происходит пространственного переноса массы или заряда, а единственными физическими величинами, переносимыми в пространстве, являются энергия и электронный спин. Следует отметить, что в исследуемой системе конденсация происходит не в реальном и не в импульсном пространстве, а в пространстве векторов магнитных трансляций, что открывает совершенно новое поле для будущих исследований.

[1] L.V. Kulik et al, Scientific Reports, 5, 10354 (2015). [2] L.V. Kulik et al, Nature Communications, 7, 13499 (2016).

Анизотропия магнетосопротивления в слоистом квазиодномерном полупроводнике TiS₃

Горлова И.Г.¹, Гаврилкин С.Ю.², Цветков А.Ю.², Покровский В.Я.¹, Титов А.Н.³

1ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая 11 2ФИАН имени П. Н.Лебедева, 119991, Москва, Ленинский пр-т., 5. 3ИФМ УрО РАН, 620131, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

В квазиодномерном слоистом полупроводнике TiS₃ металлические цепочки направлены вдоль кристаллографической оси b и формируют проводящие слои параллельные плоскости ab, связанные между собой вдоль оси с ван-дер-ваальсовскими силами. При высоких температурах, T>80 K, TiS₃ ведет себя как диамагнитный анизотропный полупроводник. При более низких температурах механизм проводимости меняется. При $T_0 \approx 50$ K наблюдаются особенности в сопротивлении и пик эффекта Холла. Ниже T_0 проводимость становится нелинейной [1]. Эти аномалии до конца не поняты и могут быть связаны с фазовыми переходами.

В настоящей работе на монокристаллических вискерах TiS_3 исследовано магнетосопротивление $R_{xx} = [R(B)-R(0)]/R(0)$ при пропускании тока вдоль металлоцепочек (I||b) и при направлениях магнитного поля В вдоль трех кристаллографических осей: (B||a), (B||b), (B||c), 0 < B < 9 Т. Обнаружено отрицательное поперечное (B||c) и положительное продольное (B||b||I) магнетосопротивление. Зависимости $R_{xx}(T,B)$ для B||a и B||b, то есть для поля в плоскости слоёв, оказались практически одинаковыми. Ниже мы называем те и другие зависимости параллельным магнетосопротивлением.

При T>T₀ поперечное магнетосопротивление положительно, квадратично по B и составляет вблизи T₀ около 1% при B=9 T; при этом параллельное магнетосопротивление существенно меньше, порядка 0.1 %. Такое поведение характерно для 2D электронного газа. Ниже T₀ значения поперечного и параллельного магнетосопротивления возрастают и достигают 20 – 30% при T=1.8 K, B=9 T. При этом параллельное магнетосопротивление положительно и квадратично по B в малых полях. Поперечное же магнетосопротивление меняет знак вблизи T₀ и при малых B остаётся отрицательным до 1.8 К. Ниже 10 К поперечное магнетосопротивление ведет себя немонотонно в зависимости от B и становится положительным в сильных полях; при T ≤ 20 К зависимость R_{xx}(B) может быть представлена как сумма линейного отрицательного и квадратичного положительного вкладов, причём линейный вклад слабо зависит от T, а квадратичный – быстро спадает с ростом T.

Появление параллельного и аномальное поведение поперечного магнетосопротивления при T<T₀ означает, что квазидвумерная электронная система в TiS₃ уже не является 2D газом, и в ней, возможно, возникает зарядовое или магнитное упорядочение. Измерения магнитной восприимчивости TiS₃ показали, что ниже 50 К появляется парамагнитный вклад в намагниченность. Аналогичное поведение магнетосопротивления наблюдалось ранее в слоистых органических проводниках в условиях зарядового [2] или антиферромагнитного упорядочения [3]. При этом в [3] отрицательное магнетосопротивление было объяснено 2D слабой локализацией, связанной с дефектами в электронном кристалле.

Работа проводилась при поддержке РФФИ (гранты 16-02-01095 и 17-02-01343), РНФ (17-12-01519), Президиума РАН и ОФН РАН, а также Словенско-Российского проекта ARRS-MS-BI-RU-JR-Prijava/2016/51.

[1] I.G. Gorlova et al., Physica B 460, 11 (2015).
[2] T. Ivek et al., arXiv:1703.06055v1 [cond-mat.str-el]
[3] J. P. Ulmet et al., Phys. Rev. B, 38, 7782 (1988).

Критическое поведение проводимости в режиме квантового эффекта Холла в структуре HgTe/CdHgTe с двойной квантовой ямой (d_{Qw} ≅ d_C)

Гудина С.В.¹, Ильченко Е.В.¹, Неверов В.Н.¹, Подгорных С.М.¹, Шелушинина Н.Г.¹, Якунин М.В.¹, Михайлов Н.Н.², Дворецкий С.А.²

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18 ²ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. академика Лаврентьева, 13

Живейший интерес к исследованиям двумерного газа в структурах на основе HgTe/CdHgTe вызван многообразием свойств этих систем, связанных со сложной природой их энергетического спектра. В частности, при критической ширине квантовой ямы $d_{QW} \cong d_C = 6.3$ нм реализуется закон дисперсии, аналогичный таковому у безмассовых фермионов в графене [1]. Квантовый эффект Холла (КЭХ) в таких системах наблюдается до комнатных температур в графене [1] и до азотных в HgTe [2], что дает новые возможности для анализа предсказаний теории скейлинга относительно критического поведения проводимости при квантовых фазовых переходах плато-плато и плато-диэлектрик в режиме КЭХ. И

действительно, как в графене [3], так и в HgTe [4], были получены значения критических индексов $\kappa \approx 0.42$, соответствующие предсказаниям теории и «классическим» значениям, наблюдавшимся ранее в полупроводниковых системах с короткодействующим случайным потенциалом. С другой стороны, обе системы, как и структуры на основе GaAs, продемонстрировали важность учета масштаба случайного потенциала [5] и межчастичного взаимодействия [6] при обсуждении универсальности полученных из эксперимента значений критических индексов, являющейся основным постулатом теории фазовых переходов.



Рис.1. – КЭХ при фиксированных температурах.

В рамках подходов, описанных в [5], проведен анализ температурной эволюции КЭХ (рис. 1) в двойной квантовой яме, созданной из двух слоев бесщелевого материала HgTe *p*типа с толщиной, близкой к критической 6.3 – 6.5 нм, разделенных барьером Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te в ~3 нм [7], с энергетическим спектром, похожим на спектр двуслойного графена [8]. На переходе между плато КЭХ с номерами $i = 2 \rightarrow 1$, положение которого дает концентрацию дырок $p = 1.6 \times 10^{15}$ м⁻², впервые для структур на основе HgTe наблюдался переход от высокотемпературного скейлингового режима с критическим индексом ширины полосы делокализованных состояний $\kappa = 0.97 \pm 0.03$ к низкотемпературному режиму с близкой к универсальной величиной $\kappa = 0.37 \pm 0.03$. В области меньших полей, где проявляется существенно меньшая концентрация подвижных дырок $p = 0.4 \times 10^{15}$ м⁻², на возвратном переходе $i = 2 \rightarrow 1 \rightarrow 2$ и на переходе $i = 3 \rightarrow 2$ не удается наблюдать универсального значения κ вплоть до 1.8 К. Причины такого поведения обсуждаются. Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № 01201463326 и программы УрО РАН, проект № 15-9-2-21.

[1] A.H. Castro Neto, et al., Rev. Mod. Phys., 81, 109 (2009).
[2] D.A. Kozlov, et al., Appl. Phys. Lett. 105, 132102 (2014).
[3] A.J. M. Giesbers, et al., Phys. Rev. B 80 241411(R) (2009).
[4] T. Khouri, et al., Phys. Rev. B 93, 125308 (2016).
[5] Ю.Г. Арапов и др., ФТП 49, 1593 (2015).

[6] M. Amado, et al., J. Phys.: Condens. Matter 24 305302 (2012).

[7] М.В. Якунин и др., Письма в ЖЭТФ., 104, 415 (2016).

[8] S.S. Krishtopenko et al., Nature: Scientific Reports, 6, 30755 (2016).

Слабозатухающие плазменные возбуждения в двумерной электронной системе

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

ИФТТ РАН, 142432, Московская область, г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 2

В данной работе продолжается экспериментальное изучение обнаруженных ранее слабозатухающих плазменных возбуждений в двумерной электронной системе, обладающей высокой проводимостью [1-3]. Исследования проводились при помощи методики микроволнового пропускания связанных плазмонных резонаторов. В данной конфигурации образец представлял собой полоску двумерной электронной системы, сформированную в гетероструктуре GaAs/AlGaAs с электронной плотностью в квантовой яме 1.2×10^{11} – 44×10^{11} см⁻² и подвижностью $10^5 - 6 \times 10^6$ см²/В·с.



Рис.1. – Зависимость магнитодисперсии плазменной моды от расстояния между контактом и затвором.

Слабозатухающие плазменные возбуждения обладают аномально малой шириной, и, в отличие от обычных двумерных плазмонов, могут возбуждаться при низких частотах: $\omega < 1/\tau$ (τ – время релаксации носителей заряда). Кроме того, это обеспечивает их существование вплоть до комнатной температуры, что делает открытое явление интересным с точки зрения различных приложений. Однако до сих пор не существует теоретического описания природы этих возбуждений.

Для описания данного явления была предложена эмпирическая модель эффективного резонансного контура, содержащего ёмкостную и индуктивную часть. При этом, ём-

кость может быть связана с конденсатором, образованным двумерной электронной системой и лежащим поверх неё затвором. Для идентификации индуктивной части в данной работе была экспериментально изучена зависимость частоты резонанса от размеров двумерной электронной системы и затвора вне подзатворной области. При этом было установлено, что при увеличении длины части двумерной электронной системы между подзатворной областью и контактом частота возбуждения существенно уменьшается (Рис. 1), что не может быть объяснено только увеличением кинетической индуктивности полоски двумерной электронной системы. Эксперименты также показывают, что длина затворов никак не влияет на частоту плазменного возбуждения.

[1] П.А. Гусихин, В.М. Муравьёв, И.В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ, 100, 732 (2014).

[2] V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, I.V. Andreev, and I.V. Kukushkin, Phys. Rev. Lett., 114, 106805 (2015).

[3] P.A. Gusikhin, V.M. Muravev, I.V. Kukushkin, JETP Lett., 102, 859 (2015).

Аномальный эффект Холла в магнитных полупроводниках с нетривиальной структурой намагниченности

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

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехничекская 26 ²Lappeenranta University of Technology, Lappeenranta Skinnarilankatu 34, Finland

Транспортные свойства двумерных магнитных слоев во многом определяются центрами с нетривиальной киральной структурой намагниченности (вихри, магнитные скирмионы). Наличие в среде таких центров приводит к поперечному электрическому отклику и дополнительному Холловскому напряжению [1], что позволяет детектировать тонкие особенности магнитной текстуры. В настоящей работе мы предлагаем способ наблюдения данного явления в полупроводниковых квантовых ямах на основе соединений типа II-VI, легированных изовалентными магнитными примесями. Мы демонстрируем, что магнитный полярон сильной связи, локализованный близи дефекта (донор/акцептор), приобретает киральную структуру в результате спин-орбитального расщепления состояний локализованного электрона/дырки. Спин-орбитальное взаимодействие приводит к тому, что направление обменного поля, поляризующего магнитные центры, становится вихревым, а ориентация магнитных центров киральной [2]. В работе анализируется нетривиальная структура двумерных поляронов при различных типах спин-орбитального расщепления зонных состояний, из которых формируется локализованное состояние носителя. Особенно благоприятной для наблюдения оказывается случай локализованной тяжелой дырки в узкой квантовой яме. Для наблюдения эффекта предлагается использовать гетероструктуру с узкой квантовой ямой р-типа (соединение II-VI, барьерное легирование – уровень Ферми в квантовой яме лежит в первой подзоне тяжелых дырок), легированную Mn и небольшим числом акцепторов, на которых впоследствии формируются киральные магнитные поляроны. При низких температурах (T< 10 K), когда магнитные поляроны еще не разрушены тепловыми флуктуациями и одинаково ориентированы в магнитных полях (до 1кГс), в системе будет наблюдаться добавочное Холловское напряжение, обусловленное асимметричным рассеянием дырок на киральных магнитных центрах.

В работе мы показываем, что генерация поперечного отклика в рамках обсуждаемого механизма происходит в результате асимметричного рассеяния носителей заряда на киральных магнитных центрах [3]. Мы исследовали точное сечение рассеяния носителя на скирмионе и открыли существование различных режимов [4]. В случае сильного обменного взаимодействия имеется существенный спиновый поперечный ток; электрический отклик возникает в меру ненулевой спиновой поляризации носителей заряда. Напротив, в противоположном режиме слабой связи асимметричное рассеяние слабо зависит от спина электрона; имеет место зарядовый эффект без поперечного спинового стока. Переключение между предельными режимами нетривиально влияет на наблюдаемую величину Холовского сопротивления. В частности, мы предсказываем немонотонную зависимость Холовского напряжения от положения уровня Ферми в режиме кроссовера (эта ситуация характерна для полупроводниковых соединений).

[1] Y. Li, N. Nakazawa, X.Z. Yu, A. Tsukazawa, et al., Phys. Rev. Lett., 110, 117202 (2013).

[2] К.С. Денисов, Н.С. Аверкиев, Письма в ЖЭТФ, 99, 7, 467 (2014).

[3] K.S. Denisov, I.V. Rozhansky, N.S. Averkiev, et al., Phys. Rev. Lett., 117, 0270202(2016).

[4] K.S. Denisov, I.V. Rozhansly, N.S. Averkiev, et al., arXiv: 1702.0485 (2017).

Немонотонное заполнение электронных состояний под микроволновым излучением

Дорожкин С.И., Капустин А.А.

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

В полевых транзисторах с двухслойной (двухподзонной) электронной системой, возникающей в широкой (60 нм) квантовой яме GaAs, обнаружен новый тип магнето-

осцилляций, индуцированных микроволновым излучением. Осцилляции (MICO на рис.1а) наблюдаются в емкости полевого транзистора [1] и величине фото-ЭДС, измеряемой между затвором и электронной системой. В случае двухслойной системы наблюдаемые осцилляционные картины в емкости и магнетосопротивлении радикально различаются (рис. 1(а) и (b)). Если период индуцированных излучением осцилляций магнетосопротивления (MIRO) определяется, как обычно, отношением круговой частоты излучения ω к циклотронной частоте электронов ω_c : $\omega = n\omega_c$ (*n*=1,2,3,...), то основной период осцилляций в емкости определяется разностью плотностей электронов в подзонах $n_{s1} - n_{s2}$, при этом частота микроволнового излучения определяет положения узлов биений этих осцилляций при $\omega = (1 + n)\omega_c / 2$. Т.е., в спектре магнето-осцилляций емкости присутствуют две частоты. Наблюдаемый эффект в емкости удается описать перераспределением электронов между слоями (подзонами), происходящем в условиях неравновесного заполнения состояний на уровнях Ландау в каждой из двух подзон под микроволновым облучением. Соответствующие изменения плотностей имеют вид



Рис.1. – Осцилляции магнетоемкости (а) и магнетосопротивления (b) при заполнении двух подзон в отсутствие облучения (пунктирные линии) и под облучением частоты 54 ГГц (сплошные линии).

$$\delta n_{s1} = -\delta n_{s2} = \int_{\varepsilon_1}^{\infty} D_1(\varepsilon) \delta f(\varepsilon) d\varepsilon \propto \sin \frac{2\pi\omega}{\omega_c} \times \sin \frac{2\pi(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{\hbar\omega_c}$$

который полностью описывает наблюдаемую осцилляционную картину. Здесь $D_1(\varepsilon)$ - плотность состояний в нижней подзоне, $\delta f(\varepsilon) \propto (\partial f_F / \partial \varepsilon) \sin(2\pi\omega / \omega_c) \sum_{j=1,2} d_j \sin(2\pi(\varepsilon - \varepsilon_j) / \hbar \omega_c)$ - изменение функции распределения электронов по энергии под влиянием облучения, $\varepsilon_{1,2}$ - энергии доньев подзон размерного квантования, $f_F(\varepsilon)$ - фермиевская функция распределения, $d_{1,2}$ - факторы Дингла в разных подзонах. Таким образом, получено прямое экспериментальное свидетельство возникновения под облучением немонотонной функции распределения электронов по энергии, предсказанное в работе [2]. Наблюдено лишь незначительное различие MIRO для случаев одной и двух заполненных подзон, что объясняется различием подвижности электронов в подзонах.

Представляемые результаты получены в рамках проекта РНФ 14-02-00599.

[1] S.I. Dorozhkin et al., Phys. Rev. Lett., 117, 176801 (2016).

[2] S.I. Dorozhkin, Письма в ЖЭТФ, 77, 681 (2003).

Наблюдение одночастичных и коллективных щелей в спектре двухслойной электронной системы в квантующем магнитном поле

Дорожкин С.И., Капустин А.А.

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

При помощи нового экспериментального подхода исследовано поведение сжимаемости электронной системы в широкой (60 нм) квантовой яме GaAs с двумя заполненными подзонами размерного квантования, имеющими существенно различные значения плотностей электронов. Установлено, что в условиях эксперимента электроны различных подзон разделены в пространстве, образуя два двумерных слоя. Обнаружены минимумы сжимаемости отдельных электронных слоев, соответствующие заполнению в них целого числа

спиновых подуровней Ландау (на рис. 1(а) отмечены треугольниками для слоя, соответствующего нижней подзоне). Кроме того, установлено существование минимумов сжимаемости всей электронной системы при заполнении одного и двух подуровней всеми электронами системы, т.е., при значениях полного фактора заполнения $\nu = 1,2$ (рис. 1). В последнем случае в магнетотранспорте системы наблюдается целочисленный квантовый эффект Холла с квантовыми числами 1 и 2 (рис. 1(b)). Установленное поведение сжимаемости указывает на то, что при *v* ≠ 1,2 энергетический спектр системы состоит из совокупности уровней Ландау в каждой из подзон размерного квантования. В окрестности v = 1,2 происходит существенное изменение спектра двухслойной системы, приводящее к возникновению энергетических щелей, общих для всей системы. Таким образом, поведение электронной системы становится аналогичным поведению одноподзонной (однослойной) электронной системы. Обнаруженная перестройка спектра, очевидно, является результатом коллективных эффектов. Она сохраняется во всей исследованной области плотностей электронов подзонах: В $n_{s1} = (1.4 - 2.0) \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}, n_{s2} = (0.3 - 0.7) \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}.$

Использованный экспериментальный метод состоит в одновременном прецизионном измерении емкостей между электронной системой и каждым из двух затворов, между которыми расположена квантовая яма. В таких условиях минимумы, наблюдаемые только в одной из емкостей, соответствуют минимумам в сжимаемости электронного слоя, ближайшего к соответствующему затвору. Они являются проявлением щелей в спектре Ландау слоя и возникают при целочисленном заполнении спиновых под-



Рис.1. – (а) Емкости между двухслойной электронной системой и двумя затворами $(C_1 \ u \ C_2)$, измеренные одновременно в функции магнитного поля и нормированные на значения в нулевом поле. Треугольниками отмечены положения целочисленных факторов заполнения $V_1 = 1,2,4$ в нижней подзоне. Вертикальные штриховые линии соответствуют v = 1,2. (b) Холловское сопротивление и магнетосопротивление, измеренные в тех же условиях, что и данные на рис. 1(а).

уровней электронами слоя. Получены формулы для квантовых емкостей модельной двухслойной электронной системы, описывающие такие особенности. Наблюдение синфазных минимумов в обеих емкостях при v = 1,2 соответствует возникновению энергетической щели в спектре всей электронной системы.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект 17-02-00769).

Гигантские осцилляции высокочастотной проводимости в широкой квантовой яме GaAs при больших номерах уровней Ландау

Дричко И.Л.¹, Смирнов И.Ю.¹, Гальперин Ю.М.^{1, 2}, Суслов А.В.³, Kamburov D.⁴, Baldwin K.W.⁴, West K.W.⁴, Pfeiffer L.N.⁴

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

²Department of Physics, University of Oslo, 0316, Oslo, Norway

³National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, Florida 32310, USA

⁴Department of Electrical Engineering, Princeton University, Princeton, New Jersey 08544, USA

Объектом исследования является структура n-AlGaAs/GaAs/AlGaAs с квантовой ямой, шириной 75нм, с $n=1.5\times10^{11}$ см⁻² и $\mu=2.4\times10^7$ см²/Вс (при T=0.3 K). Высокочастотная проводимость определялась из поглощения и скорости поверхностных акустических волн (ПАВ) с частотами f=(30-310) МГц, при T=(20-480) мК, в магнитных полях до 18 Тл. Распределение электронов по толщине, согласно расчетам Л.Ю. Щуровой, представляет

систему двух пиков, расстояния между которым составляет 53нм. В нулевом магнитном поле заполнены состояния двух электронных подзон (симметричной и антисимметричной), разделенных щелью ∆sas≈7 К [1]. На рисунке 1 представлена зависимость реальной компоненты проводимости от магнитного поля В для двух температур. Видно, что наблюдаются осцилляции с четными, нечетными и с «половинными» числами заполнения v. При B < 0.4Тл с уменьшением магнитного поля сначала исчезают осцилляции с четными v, затем с «половинными», а осцилляции с нечетными v присутствуют вплоть до В ~ 0.2 Тл. С повышением температуры



*Рис.1. – Зависимость σ*₁ *от В, f=85 МГц. Вставка: σ*₁(*B*) *при большой мощности ПАВ.*

амплитуда осцилляций уменьшается, а половинные пики исчезают уже при $B\sim0.4$ Тл. Они исчезают и при увеличении мощности ПАВ. При увеличении мощности ПАВ на 30 дБ можно наблюдать (вставка к Рис.1) и осцилляции, связанные с межподзонными переходами [2], которые при малых мощностях маскировались половинными пиками. Положения «межподзонных» минимумов соответствуют Δ sas≈4÷7 K, что близко к величине, определенной в [1]. «Половинные» пики в сопротивлении при больших номерах уровней Ландау в квантовых ямах, шириной 30 нм, в структурах n-GaAs/AlGaAs в совокупности с измерением анизотропии сопротивления, наблюдались во многих работах (например, [3]) и объяснялись возникновением «страйп»-фазы, которая пропадает при $T\sim150$ мК [4]. В нашем случае осцилляции сохраняются и при более высоких температурах.

Работа поддержана грантами Президиума РАН, ОФН РАН. Работа в Принстонском Университете поддержана Gordon and Betty Moore Foundation (GBMF4420) and NSF (DMR-1305691, ECCS-1508925, MRSEC DMR-1420541). NHMFL поддержана NSF CA DMR-1157490 и штатом Флорида.

[1] M. Shayegan et al., Semicond. Sci. Technol., 11, 1539 (1996).

[2] A.V. Goran et al., Phys. Rev. B, 80, 193305 (2009).

[3] M.P. Lilly et al., Phys. Rev. Lett., 82, 394 (1999).

[4] A.A. Koulakov et al., Phys. Rev. Lett., 76, 499 (1996).
Многозонная kp-модель и тонкая структура электронных состояний в монослоях дихалькогенидов переходных металлов

Дурнев М.В.

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

Монослои дихалькогенидов переходных металлов (MoS₂, WS₂, MoSe₂, WSe₂) – это прямозонные полупроводники, которые демонстрируют необычные физические свойства, в частности, возможность долинной поляризации при накачке циркулярно поляризованным светом. В оптических экспериментах наблюдается большое зеемановское расщепление экситонных и трионных линий, двухфотонное поглощение и другие эффекты, связанные с тонкой структурой электронных и экситонных состояний в монослоях дихалькогенидов переходных металлов (МДПМ). Теоретические расчеты одночастичных и двухчастичных состояний в МДПМ выполняются в основном с использованием методов функционала плотности, сильной связи и кр-метода теории возмущений. К настоящему времени актуален вопрос об определении параметризации эффективного кр-гамильтониана в МДПМ.

В данной работе разработан подход, основанный на сочетании модели сильной связи, учитывающей р-орбитали на атомах халькогена и dорбитали на атомах металла, и kp-метода, который позволяет определить параметры многозонного kp-гамильтониана, описывающего электронные состояния вблизи К-точек зоны Бриллюэна в МДПМ. Построенная шестизонная кр-модель включает в себя как верхнюю валентную зону и нижнюю зону проводимости, так и другие близлежащие зоны, необходимые для полного описания симметрии обратной решетки вблизи К-точек. Для определения параметров kp-гамильтониана (энергий зон и межзонных матричных элементов оператора импульса) используются расчеты зонной структуры «из первых принципов», основанные на методе функционала плотности, а в качестве промежуточного шага используется модель



Рис.1. – Зависимость g-фактора верхней валентной зоны и нижней зоны проводимости вблизи К-точек зоны Бриллюэна от энергии носителя заряда. Результаты приведены для MoS₂ и WSe₂.

сильной связи. Параметры гамильтониана сильной связи определяются с помощью совместной подгонки дисперсии энергетических зон и орбитального состава волновых функций, рассчитанных методом функционала плотности, а также измеренного в экспериментах g-фактора экситона. Полученный гамильтониан затем раскладывается вблизи высоко симметричных точек зоны Бриллюэна для однозначного определения параметров kp-модели.

С помощью указанной процедуры определены параметризации многозонной kpмодели для монослоев MoS₂, WS₂, MoSe₂ и WSe₂. В рамках полученной kp-модели проведены расчеты (а) зеемановских расщеплений электронов и дырок, в том числе с учетом непараболичности спектра (рис. 1) [1] и (б) тонкой структуры s и р состояний экситона.

[1] D. V. Rybkovskiy, I. C. Gerber, and M. V. Durnev, arXiv:1610.02695 (2016).

Магнитоплазмон-поляритоны в диссипативной двумерной электронной системе

Заболотных А.А.^{1,2}, Волков В.А.^{1,2}

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7 ²Московский физико-технический институт, 141700, Долгопрудный, Институтский пер., 9

Спектр плазменных колебаний (плазмонов) в двумерных (2D) электронных системах (ЭС), в отличие от спектра 3D плазмонов, не имеет щели при нулевом волновом векторе, без учёта электромагнитного запаздывания зависимость частоты от волнового вектора является корневой. При частотах 2D плазмона, меньших обратного времени релаксации электрона в 2D ЭС 1/ τ , 2D плазмон

быстро затухает.

Однако спектр плазмонов качественно меняется, если учесть электромагнитное запаздывание [1,2]. В работе [1] было показано, что 2D плазмоны при учёте электромагнитного запаздывания (2D плазмон-поляритоны) добротны при всех частотах, в том числе и при частотах меньших $1/\tau$, если статическая проводимость 2D ЭС σ , имеющая размерность скорости, становится больше $c/2\pi$, где c – скорость света.

Мы обобщили результаты работы [1] на 2D ЭС, помещённые в постоянное внешнее магнитное поле *B*, ортогональное плоскости 2D ЭС [3]. Спектры плазмон-поляритонов в магнитном поле исследовались [4], но только для случая чистой ($\tau \rightarrow \infty$) 2D ЭС. Случай 2D ЭС с ко-



Рис.1. – Фазовая диаграмма для спектров плазмон-поляритонов в магнитном поле. По осям отложены безразмерные проводимость $\tilde{\sigma} = 2\pi\sigma/(c\sqrt{\kappa})$ и циклотронная частота $\Omega_c = \tau |e|B/mc$. На вставках – характерные виды спектров в каждой фазе, ω' – действительная часть частоты.

нечным τ, насколько нам известно, не рассматривался.

Нами были найдены спектры плазмон-поляритонов в магнитном поле в 2D ЭС с конечным τ. Оказалось, что характерные виды спектров удобно классифицировать с помощью фазовой диаграммы «проводимость – магнитное поле» (см. рис. 1), используя безраз- $\tilde{\sigma} = 2\pi\sigma/(c\sqrt{\kappa})$ мерную проводимость И безразмерную циклотронную частоту $\Omega_c = \tau |e|B/mc$; здесь к – средняя диэлектрическая проницаемость среды, в которую помещена 2D ЭС, *е*, *m* – заряд и эффективная масса электрона. Получено, что плазмон-поляритоны добротны при частотах меньших 1/т в фазах H, S1 и S2, т.е. при выполнении условия $\tilde{\sigma}^2 + \Omega_c^2 > 1$. Более того в фазах S1 и S2 на дисперсионной кривой есть точка, в которой плазмон-поляритон не затухает, несмотря на конечное время релаксации электронов в 2D ЭС. Слабое затухание плазмон-поляритонов объясняется тем, что их поля медленно спадают при удалении от 2D ЭС, и таким образом, большая часть энергии, запасённой в плазмон-поляритоне, находится вне 2D ЭС.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 16-12-10411).

[1] В.И. Фалько, Д.Е. Хмельницкий, ЖЭТФ, 95, 1988 (1989).

- [2] А.О. Говоров, А.В. Чаплик, ЖЭТФ, 95, 1976 (1989).
- [3] V.A. Volkov and A.A. Zabolotnykh, Phys. Rev. B, 94, 165408 (2016).
- [4] K.W. Chiu and J.J. Quinn, Phys. Rev. B, 9, 4724 (1974).

Двумерная локализация как переход типа Березинского-Костерлица-Таулесса

Игнатенко А.Н., Катанин А.А.

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

В работах [1,2] было предложено, что в некоторых классах симметрии случайных гамильтонианов [3] переход в диэлектрическую фазу в задаче о двумерной локализации может происходить по механизму Березинского-Костерлица-Таулесса (БКТ). Ключевую роль при этом играют вихреподобные конфигурации (далее вихри) в репличных нелинейных сигма моделях. Из 10-ти классов симметрии [3] устойчивые вихри существуют в 5-ти классах: в трех киральных классах (BDI, AIII, CII), в вигнер-дайсоновском классе AII и в классе Боголюбова-де Жена DIII. Согласно стандартному механизму БКТ вихри в проводящей/сверхпроводящей фазе связаны в диполи логарифмическим потенциалом; последние распадаются по мере увеличения беспорядка, что приводит к локализации. Однако приложение механизма БКТ к задаче о локализации имеет свою специфику, связанную с взаимодействием вихрей с голдстоуновскими (диффузными) модами, которая не была учтена в работах [1,2] в достаточной мере.

В нашей работе исследовалась локализация во всех 5-ти упомянутых классах симметрии. Были вычислены квантовые флуктуационные поправки к действию вихревых конфигураций и обнаружено, что флуктуации приводят к существенной модификации энергетических характеристик вихрей. В частности, флуктуации в режиме слабого беспорядка во всех случаях приводят к более сильному дважды логарифмическому ($\sim (\ln r)^2$) притяжению между вихрями в диполе. На первый взгляд это означает невозможность распада диполей и отсутствие перехода по механизму БКТ. Однако другие вихривые диполи экранируют потенциал $\sim (\ln r)^2$ до обычного логарифмического $\sim \ln r$ с поправкой $\sim \ln \ln r$. Оказалось, что последняя приводит к модификации стандартного перехода БКТ: вблизи перехода в локализованную фазу ($\delta \ll 1$) длина локализации расходится как $\exp(A\delta^{-v})$, с показателем v отличным от стандартной ½. А именно $v = 2/(1 + \sqrt{9 + 64/a})$, где параметр a равен 1 для классов BDI и DIII, 2 – для классов AII и AIII, 4 – для класса CII.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 14-02-00953А).

[1] L. Fu and C. L. Kane, Phys. Rev. Lett., 109, 246605 (2012).

- [2] E. J. Konig, P. M. Ostrovsky, I. V. Protopopov, A. D. Mirlin, Phys. Rev. B, 85, 195130 (2012).
- [3] A. Altland and M. R. Zirnbauer, Phys. Rev. B, 55, 1142 (1997).

Магнитоспектроскопия двойных квантовых ям HgTe/CdHgTe в постоянных магнитных полях до 30 Тл

Бовкун Л.С.^{1, 2}, **Иконников А.В.**¹, Алёшкин В.Я.¹, Piot B.², Orlita M.², Potemski M.², Гавриленко В.И.¹, Михайлов Н.Н.³, Дворецкий С.А.³

¹Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087, Россия.

²Laboratoire National des Champs Magnetiques Intenses, CNRS-UGA-UPS-INSA-EMFL, 25 rue des Martyrs, 38042 Grenoble, France

³Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090, Россия.

Гетероструктуры HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами (КЯ) обладают целым рядом интересных свойств. Например, при изменении ширины КЯ происходит качественное изменение зонного спектра [1], а структуры с инвертированным спектром являются двумерными топологическими изоляторами [2]. Новые свойства и дополнительные возможности для управления зонным спектром в таких объектах появляются при добавлении туннельнопрозрачного барьера, разделяющего двойную КЯ (ДКЯ) HgTe [3]. Первые экспериментальные исследования ДКЯ HgTe выявили необычную структуру квантового эффекта Холла [4] и показали, что наличие такого барьера приводит к «удвоению» основных линий

магнитопоглощения [5]. Однако, зонный спектр ДКЯ оказался достаточно сложным, что сильно затрудняло интерпретацию результатов магнитоспектроскопических исследований. Поэтому в данной работе мы провели исследования магнитопоглощения в ДКЯ HgTe методами фурьеспектроскопии

в магнитных полях до 30 Тл. В спектрах (рис. 1а) было обнаружено значительное количество как внутризонных, так и межзонных переходов, однако в сильных магнитных полях эти пере-



Рис. 1. — (а) Относительное магнитопропускание T(B)/T(0) в ДКЯ HgTe/CdHgTe p-типа ($d_{KR} = 6,5$ нм, $d_{\delta ap} = 3$ нм $x_{\delta ap} = 0,71$), соответствующей двуслойному графену (см [3, 5]). Линии — рассчитанные переходы между уровнями Ландау. (б) Рассчитанные в аксиальной модели уровни Ландау и наблюдаемые переходы.

ходы хорошо разделены по энергии, что позволило однозначно проинтерпретировать их в рамках 8-зонной модели Кейна (рис. 1б). Эти результаты в дальнейшем будут использованы для точного определения параметров ДКЯ и идентификации слабых линий, наблюдаемых в более высоких энергиях.

Работа выполнена при поддержке правительства Франции (стипендия им. Вернадско-го), РФФИ (№ 15-52-16012) и РАН.

- [1] B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S.-C. Zhang, Science 314, 1757 (2006)
- [2] M. Konig et al., Science 318, 766 (2007).
- [3] S. S. Krishtopenko, W. Knap, and F. Teppe, Sci Rep. 6, 30755 (2016).
- [4] М. В. Якунин и др., Письма в ЖЭТФ 104, 415 (2016).
- [5] Л. С. Бовкун и др., ФТП **50**, 1554 (2016).

Зонный спектр квантовых ям HgTe/CdHgTe

Бовкун Л.С.^{1, 2}, **Иконников А.В.**¹, Алёшкин В.Я.¹, Piot B.², Orlita M.², Potemski M.², Гавриленко В.И.¹, Михайлов Н.Н.³, Дворецкий С.А.³

¹Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087, Россия.

²Laboratoire National des Champs Magnetiques Intenses, CNRS-UGA-UPS-INSA-EMFL, 25 rue des Martyrs, 38042 Grenoble, France

³Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090, Россия.

Квантовые ямы (КЯ) HgTe/CdHgTe обладают уникальным энергетическим спектром электронов и дырок, который качественно изменяется при изменении ширины КЯ от нормального через бесщелевой к инвертированному [1] и, наконец, к полуметаллическому. Но, несмотря на многочисленные исследования зонной структуры (3С) КЯ HgTe/CdHgTe, до сих имеется ряд противоречий между экспериментально наблюдаемыми результатами и их теоретической интерпретацией. Особенно это касается валентной зоны [2]. В данной работе мы представляем результаты детальных магнитооптических исследований КЯ HgTe/CdHgTe *p*-типа как с нормальной, так и с инвертированной 3С.

Исследования магнитопоглощения выполнялись в стационарных магнитных полях до 11 Тл методами фурье-спектроскопии в широком диапазоне энергий. В спектрах (рис. 1а) обнаружены как внутризонные переходы между уровнями Ландау валентной зоны, так и межзонные переходы из различных подзон валентной зоны в зону проводимости. Интерпретация переходов выполнялась на основе 8-зонной модели Кейна как в аксиальном приближении, так и в анизотропном с учетов эффектов отсутствия симметрии на гетерограницах КЯ [3]. Показано, что расчет в рамках аксиальной модели позволяет качественно интерпретировать наблюдаемые результаты, учет же понижения симметрии и замешивания состояний на гетерограницах позволяет значи-



Рис. 1. — (а) Относительное магнитопропускание T(B)/T(0) в КЯ HgTe/CdHgTe ($d_{KR} = 5$ нм, $x_{bap} = 0,7$). Линии — рассчитанные переходы между уровнями Ландау. (б) Рассчитанные в аксиальной модели уровни Ландау. Переходы обозначены стрелками и греческими буквами. Переход ω в этой модели запрещен.

тельно улучшить согласие теории и эксперимента и объяснить наличие в спектрах магнитопоглощения переходов, запрещенных в аксиальном приближении.

Работа выполнена при поддержке правительства Франции (стипендия им. Вернадско-го), РНФ (№ 16-12-10317) и РАН.

[1] B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S.-C. Zhang, Science **314**, 1757 (2006) [2] G. M. Minkov et al., Phys. Rev. B **93**, 155304 (2016).

[3] S. A. Tarasenko et al., Phys. Rev. B 91, 081302 (2015)

Эффекты локализации в квантующих магнитных полях в квантовых ямах HgTe

Ильченко Е.В.¹, Гудина С.В.¹, Арапов Ю.Г.¹, Неверов В.Н.¹, Шелушинина Н.Г.¹, Якунин М.В.¹, Михайлов Н.Н.², Дворецкий С.А.²

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18 ²ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева 13

Проведены измерения продольного и холловского сопротивлений в режиме квантового эффекта Холла в магнитных полях *B* до 9 Тл в интервале температур T = (2.9-50) К для наногетероструктуры Hg_{0.35}Cd_{0.65}Te/HgTe/Hg_{0.35}Cd_{0.65}Te с квантовой ямой HgTe шириной 20.3 нм, концентрация электронов $n = 1.5 \times 10^{15}$ м⁻².

Проанализирована температурная зависимость продольной проводимости σ_{xx} в области плато квантового эффекта Холла, где при низких температурах преобладает механизм прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям электронов в щели подвижности между уровнями Ландау. В VRH режиме для проводимости 2D электронов (при учете кулоновского взаимодействия) справедливо выражение [1]:

$$\sigma_{xx} \propto \frac{1}{T} \exp\left[-\left(T_0/T\right)^{1/2}\right]$$
⁽¹⁾

где $T_0 \sim 1/\xi$, ξ - длина локализации.

На рисунке 1 показана длина локализации ξ (v), вычисленная из значений $T_0(v)$, извлеченных из подгонки $\sigma_{xx}(T)$ ур. (1) при фиксированных значениях фактора заполнения v. Для сравнения показан также график зависимости циклотронно- $R_C = v_F / \omega_c = l_B^2 \sqrt{2\pi n}$ радиуса го $(l_B = \sqrt{h/eB}$ - магнитная длина) от *v*. Наименьшая длина локализации найдена на середине холловского плато - $\xi_{\min} \sim$ 300 нм (v = 3), $\xi_{\min} \sim 200$ нм (v = 2) и ξ_{\min} ~ 100 нм (v = 1), что примерно в 10 раз больше, чем *R*_C. Пунктирные линии на рис. 1 ограничивают области «металлической» проводимости, где $\sigma_{xx}(T)$ уменьша-



Рис. 1. - Проводимость σ_{xx} при разных температурах (сверху) и длина локализации ξ (снизу) в режиме квантового эффекта Холла. На вставке: $\sigma_{xx}(T)$ при $v_c = 1.53$ и 2.57.

ется с ростом *T* (см. вставку на рис. 1). Это области проводимости по делокализованным состояниям в центре уровней Ландау, которые отделены от областей, где наблюдается прыжковая проводимость, температурно-независимыми точками на зависимостях $\sigma_{xx}(v)$ при $|v - v_C| \approx 0.1$ вблизи $v_c \approx 1.5$ и 2.5. Хочется подчеркнуть, что зависимость $\xi_{\min}(v)$ находится в корреляции только с зависимостью $R_C(v)$ (а не с зависимостью $l_B(v)$) в соответствии с заключениями [2]. Тот факт, что $\xi_{\min} >> R_C$ означает крупномасштабный характер случайного потенциала.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № 01201463326.

[1] D.G. Polyakov, B.I. Shklovskii, Phys. Rev. B 48, 11167 (1993) [2] M. M. Fogler, A. Yu. Dobin, and B. I. Shklovskii, Phys. Rev. B 57, 4614 (1998)

Оптическая активность киральных ван-дер-ваальсовых структур

Казанов Д.Р., Пошакинский А.В., Шубина Т.В., Тарасенко С.А.

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

Интерес к киральным структурам определяется в первую очередь их оптической активностью – способностью вращать плоскость поляризации света. Особенно сильной оптической активностью могут обладать искусственно созданные киральные наноструктуры. Недавние экспериментальные исследования показали, что угол поворота плоскости поляризации света, нормированный на общую толщину таких структур, оказывается на несколько порядков больше, чем в естественных киральных материалах [1].



*Рис.1. – Киральная ван-дер-ваальсова структура на основе монослоев МХ*₂.

В данной работе развита теория, описывающая оптические свойства ван-дерваальсовых структур на основе двумерных монослоев дихалькогенидов переходных металлов МХ₂, имеющих сильный экситонный резонанс в видимом диапазоне спектра [2]. Рассматриваемые структуры представляют собой последовательность монослоев, в которой каждый следующий слой повернут на небольшой угол относительно предыдущего (рис. 1). Вследствие низкой (киральной) симметрии такие системы являются оптически активными, несмотря на то, что одиночный монослой оптической активностью не обладает. Обнаружено, что сильное взаимодействие света с экситонами в монослоях MX₂ приводит к резонансному усилению оптической активности. Зависимость угла поворота плоскости поляризации прошедшего через структуру света от частоты вблизи резонанса описывается формулой

$$\alpha(\omega) = \operatorname{Re} \frac{2(N-1)t\Gamma_0 q d \sin \varphi}{(\omega - \omega_x + i\Gamma)^2}, \qquad (1)$$

где N – число монослоев, q – волновой вектор света, d – расстояние между слоями, t – амплитуда туннелирования экситона между соседними слоями, φ – угол, характеризующий степень киральности структуры, ω_x , Γ_0 и Γ – частота экситонного резонанса, его радиационное и нерадиационное уширения. Оценки показывают, что для реальных параметров киральных ван-дер-ваальсовых структур угол поворота плоскости поляризации может достигать 10 град/мкм. Прошедший свет также приобретает небольшую эллиптичность за счет циркулярного дихроизма.

Формула (1) описывает оптическую активность, вызванную взаимодействием света со сверхизлучательной экситонной модой, являющейся симметричной суперпозицией экситонов во всех слоях. Остальные N-1 экситоных мод слабо взаимодействуют со светом и обычно не видны в оптических спектрах. Такие темные экситонные моды, однако, проявляются в спектрах вращения плоскости поляризации света. Более того, в структурах хорошего качества, где $\Gamma < t/N$, величины резонансов, соответствующих темным модам, оказываются сопоставимы с величиной резонанса, вызванного взаимодействием со сверхизлучательным состоянием.

Работа поддержана Правительством Российской федерации (Проект №14.W03.31.0011).

[1] C.-J. Kim et al., Nat. Nanotechnol. 11, 520 (2016). [2] C. Robert et al., Phys. Rev. B 93, 205423 (2016).

Расходимость холловской проводимости вблизи перехода в резистивное состояние для монокристаллических пленок Nd_{2-x}Ce_xCuO₄ (x = 0.15)

Клепикова А.С.¹, Шелушинина Н.Г.¹, Чарикова Т.Б.^{1,2}, Петухов Д.С.¹, Харус Г.И.¹, Иванов А.А.³

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18 ²УрФУ, Екатеринбург, ул. Мира, 1 ³НИЯУ МИФИ, Москва, ш. Каширское, 31

Исследованы магнитополевые зависимости продольного и холловского сопротивления в электронно-легированном соединении $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ с оптимальной степенью легирования (x = 15). В данной работе особое внимание было уделено особенностям эффекта Холла в смешанном состоянии соединения $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$. Мы установили, что, при



Puc.1. – Зависимость модуля холловской проводимости от магнитного поля в структуре Nd2–xCexCuO4.

железа.

Особенность в поведении $\sigma_{xy}(B)$ можно объяснить суммой вкладов квазичастиц и движущихся абрикосовских вихрей в эффект Холла в смешанном состоянии сверхпроводников II рода [1-3]. В рамках теоретических представлений в режиме течения потока вихрей, такое поведение $\sigma_{xy}(B)$ возникает из-за аномального вклада, которое обусловлено движением абрикосовских вихрей параллельно электрическому току в результате эффекта увлечения.

Работа выполнена в рамках федеральной целевой программы «Электрон» № 01201463326 при частичной финансовой поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН (грант № 15-8-2-6) и РФФИ (грант №15-02-02270).

- [2] N.B. Kopnin et al., J. Low Temp. Phys. 90, 1 (1993).
- [3] M.V. Feigel'man et al., cond-mat/9503082.

уменьшении магнитного поля В, холловская проводимость стремится к большим отрицательным значением в окрестности перехода из сверхпроводящего в резистивное состояние (Рис.1). Экспериментально, магнитополевая зависимость холловской проводимости В смешанном состоянии системы $Nd_{2-x}Ce_{x}CuO_{4}$ c x = 15 имеет вид: $\sigma_{xv}(B) = c - b/B$.

Такое поведение аналогично поведению зависимостей $\sigma_{xy}(B)$, неоднократно ранее наблюдавшемуся в смешанном состоянии как оксидных сверхпроводников р-типа, так и сверхпроводников на основе

^[1] Alan T. Dorsey, Phys. Rev. 46, 8376 (1992).

Терагерцовые осцилляции магнитосопротивления в гетероструктурах на основе GaAs

Козлов Д.А.^{1,2}, Herrmann T.³, Дмитриев И.А.^{3,4}, Schneider M.³, Jentzsch B.³, Квон З.Д.^{1,2}, Olbrich P.³, Бельков В.В.⁴, Bayer A.³, Schuh D.³, Bougeard D.³, Kuczmik T.³, Oltscher M.³, Weiss D.³, Ганичев С.Д.³

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

²Новосибирский Государственный Университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³Institute of Experimental and Applied Physics, University of Regensburg, 93053, Regensburg, Germany.

4Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.

Экспериментально изучены осцилляции магнитосопротивления, возникающие в высокоподвижных гетероструктурах (квантовых ямах и гетеропереходах) на основе GaAs, возникающие под воздействием терагерцового излучения. Эксперименты проводились с использованием молекулярных лазеров непрерывного излучения, работающих на частотах f = 0.69 и 1.63 ТГц соответственно. Возникающие под воздействием ТГц излучения осцилляции являются аналогом широко известных МИРО-осцилляций, индуцированных микроволновым излучением. В нашем исследовании, благодаря переходу в ТГц диапазон длин волн, удалось ответить на два наиболее важных вопроса: 1. влияния поляризации падающего излучения на амплитуду осцилляций; 2. роли краев образца. Для решения первого вопроса нами использовались $\lambda/4$ -пластины, позволяющие получать правую или левую циркулярную поляризацию на обоих используемых длинах волн. Обнаружено, что поляризация падающего излучения влияет на амплитуду наблюдаемых осцилляций (рис. 1), однако детальный анализ и моделирование, с учетом интерференции Фабри-Перо на краях образца и радиационного уширения, показало, что эта зависимость существенно более слабая, чем предсказано существующими теориями. Контроль поляризации дополнительно

проводился по наблюдению циклотронного резонанса в сигнале пропускания (вставка к рис. 1).

Для ответа на второй вопрос нами использовались специальные корбино-геометрии образцы В большого размера (10-12 мм), значительно превышающие характерный размер пучка лазерного излучения (1.5-2 мм). Для исключения влияния многократно отраженного излучения образец дополнительно закрывался металлической маской с отверстием диаметром 2мм, куда фокусировался лазерный пучок. Обнаружено, что максимум амплитуды осцилляций соответствует положению образца, когда лазерное излучение попадает в его центр, спадает по мере удаления от него и обращается в нуль при достижении внешнего края. Таким образом, описанное поведение соответствует объемному механизму возникновения осцилляциий.



Рис.1. – Зависимость фотосопротивления $\Delta \sigma_{xx}$, индуцированного ТГц излучением с частотой f = 0.69 ТГц и мощностью P = 10 мВт, от магнитного поля В. Две кривые соответствуют двум поляризациям падающего излучения: правой (красным) и левой (синим) циркулярной. На вставке: сигнал пропускания для этих же поляризаций демонстрирует глубокий провал, соответствующий условиям циклотронного резонанса, для активной поляризации (правой) и его полное отсутствие для инактивной (левой)

Спиновая поляризация поверхностных электронов в трехмерном топологическом изоляторе на основе HgTe

Козлов Д.А. ^{1,2}, Maier H. ³, Савченко М.Л. ^{1,2}, Ziegler J. ³, Fischer R. ³, Квон З.Д. ^{1,2}, Михайлов Н.Н. ¹, Дворецкий С.А. ¹, Weiss D. ³

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

²Новосибирский Государственный Университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³Institute of Experimental and Applied Physics, University of Regensburg, 93053, Regensburg, Germany.

Трехмерные топологические изоляторы (3Д ТИ) представляют собой новый класс веществ, основным из свойств которых является наличие изолирующего объема и проводящих поверхностных состояний с жесткой связью между волновым вектором и спином. Несмотря на то, что такая связь была действительно продемонстрирована во многих 3Д ТИ с помощью спин-чувствительной электронной спектроскопии ARPES, изучение этой связи в транспортном отклике оказалось не такой простой задачей. В данной работе представлен краткий обзор современных магнитотранспортных экспериментов, демонстрирующих наличие спиновой поляризации высокоподвижных электронов на поверхности напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм, являющейся 3Д ТИ. Обзор включает в себя:

1. Анализ аномального магнитосопротивления (слабой антилокализации), на основе которого сделан вывод о наличии сильного спин-орбитального взаимодействия и о слабой связи между различными группами носителей.

2. Анализ поведения осцилляций Шубникова-де Гааза (ШдГ) в перпендикулярном и наклонном магнитных полях. Обнаружено, что при положении уровня Ферми в объемной энергетической щели в слабых магнитных полях наблюдаются однородные спинневырожденные осцилляции ШдГ, практически не чувствительные к продольной компо-

ненте магнитного поля. Такое поведение прямо указывает на спиновую поляризацию поверхностных состояний. Напротив, при перемещении уровня Ферми в объемные энергетические зоны картина осцилляций меняется, в них появляется фактор спинового вырождения и возникает чувствительность к продольной компоненте магнитного поля.

3. Результаты изучения транспортного отклика пленки HgTe, в которой были модифицированы свойства одной из поверхностей. С помощью электронной литографии и мягкого химического травления нами была изготовлена решетка рассеивающих антиточек (см. рис.1), влияющих преимущественно на электроны, расположенные на верхней поверхности. Это влияние проявляется в возникновении классических пиков соизмеримости, формируемых локализованными вокруг антиточек электронами на верхней поверхности пленки. Анализ положения пиков от уровня Ферми позволил сделать однозначный вывод об отсутствии спинового вырождения дираковских электронов и указывает на их спиновую поляризацию.



Рис.1. – Электронная фотография решетки антиточек и измеренные зависимости магнитосопротивления при разных температурах

Усиление фотолюминесценции в тонких пленках оксида цинка, покрытых плазмонными наночастицами

Лотин А.А.¹, Новодворский О.А.¹, Паршина Л.С.¹, Михалевский В.А.¹, Храмова О.Д.¹, Черебыло Е.А.¹

¹ИПЛИТ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, 140700, Шатура, ул. Святоозерская, 1

Использование наноразмерных объектов в активной области современных твердотельных источников излучения может обеспечить увеличение их квантовой эффективности. Одним из таких объектов являются плазмонные наночастицы, которые характеризуются сильной пространственной локализацией электронных колебаний и широким спектром частот резонанса в диапазоне длин волн от УФ до ИК. Спектральная зависимость таких электронных колебаний от формы и размеров наночастиц позволяет им резонансно передавать энергию возбужденного состояния экситонной полосе полупроводниковой системы.

В настоящей работе методом импульсного лазерного осаждения на *c*-сапфировых и *p*-Si (100) эпиполированных подложках были синтезированы ступенчатые структуры плазмонных наночастиц Au и Ag. Проведены исследования эффекта поверхностного плазмонного резонанса (ППР) в системах плазмонные наночастицы/полупроводниковая пленка в зависимости от размеров и плотности упаковки металлических наночастиц. Показано, что плазмонный пик в спектрах пропускания таких структур сдвигается более чем на 100 нм в длинноволновую область спектра при увеличении размеров частиц от единиц до сотен нанометров. В спектрах фотолюминесценции пленок оксида цинка, покрытых наночастицами серебра наблюдался немонотонный рост интенсивности экситонного пика при увеличении размеров наночастиц, что может быть использовано в дальнейшем для разработка и создание высокоэффективных фотонных устройств с применением эффекта поверхностного плазмонного резонанса.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 15-07-03331, 15-29-01171, 15-07-03580, 16-29-05385, 16-07-00842, 17-07-00615

Влияние зарядовых локализованных состояний на спектр шума туннельного тока

Манцевич В.Н.¹, Маслова Н.С.¹, Арсеев П.И.²

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

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

Фундаментальным ограничением, определяющим параметры электронного транспорта в твердотельных наноструктурах, является фликкер-шум [1,2]. Уменьшение размеров современных устройств наноэлектроники, необходимое для увеличение скорости передачи и повышения плотности информации, ограничено возрастанием фликкер шума, что вызывает уменьшение отношения сигнал/шум. В связи с этим представляется важным понять микроскопическую природу фликкер шума и выявить роль межчастичных корреляций в его формировании, что в дальнейшем позволит исследовать механизмы подавления низкочастотных шумов в полупроводниковых наноструктурах.

Исследована спектральная плотность туннельного тока с учетом локальной неоднородности электронной плотности состояний и электронных чисел заполнения в берегах туннельного контакта [3]. Проанализированы особенности протекания туннельного тока через взаимодействующие наноструктуры, расположенные в области туннельного контакта. В отсутствии межчастичного взаимодействия спектр шума туннельного тока при нулевой температуре обрезается на частотах, равных величине приложенного к туннельному контакту напряжения. Изучена зависимость фактора Фано от приложенного напряжения при различных параметрах исследуемой системы. При малых напряжениях фактор Фано стремится к единице. С ростом напряжения фактор Фано становится существенно отличным от единицы, что свидетельствует о том, что статистика флуктуаций туннельного тока за счет квантовых эффектов отличается от пуассоновской.

Изучено влияние электрон-фононного взаимодействия на спектральную плотность шума туннельного тока при туннелировании через локализованные состояния промежуточной наноструктуры [4]. Показано, что электрон-фононное взаимодействие приводит к смещению границы частотного спектра на величину, соответствующую фононным частотам. В спектральной плотности туннельного тока при напряжениях, превосходящих характерные энергии фононов и значения энергий локализованных состояний, возникают дополнительные особенности, положение которых зависят от частоты фононов.

Предложена теоретическая модель, которая позволяет на микроскопическом уровне объяснить сингулярное поведение низкочастотной составляющей спектральной плотности туннельного тока вида $1/f^{\alpha}$ [5]. Показано, что формирование шума со спектром $1/f^{\alpha}$ в туннельном контакте происходит в результате многократного рассеяния электронов проводимости на кулоновском потенциале, обусловленном изменением заряда примесного состояния в области туннельного контакта в процессе туннелирования электронов.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ МД-4550.2016.2.

[1] J.B. Johnson, Phys. Rev., 26, 71 (1925).

- [2] W.Schottky, Phys. Rev., 28, 1331 (1926).
- [3] N.S. Maslova et. al., JETP, 123, 882 (2016).
- [4] N.S. Maslova et. al., Solid. State Comm., 241, 20 (2016).
- [5] V.N. Mantsevich et. al., Solid. State Comm., 147, 278 (2008).

Плазмонное усиление комбинационного рассеяния света в полупроводниковых наноструктурах

Милёхин А.Г.^{1,2}, Свешникова Л.Л.¹, Дуда Т.А.¹, Родякина Е.Е.^{1,2}, Латышев А.В.^{1,2}, Rahaman M.³, Dzhagan V.M.³, Zahn D.R.T.³

¹ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова, 630090, Новосибирск, пр-т. Лаврентьева, 13 ²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1 ³Chemnitz University of Technology, 09126 Chemnitz, Reichenhainer Str. 70, Germany

В работе представлены результаты исследования усиления комбинационного рассеяния света (KPC) в полупроводниковых наноструктурах, включая нанокристаллы (HK) CdSe, CdS, ZnO и CuS и монослои молибдена сульфида (MoS₂), сформированных на плазмонных подложках. Впервые реализовано плазмонное усиление KPC на фононах полупроводниковых наноструктур, находящихся в зазоре между металлизированным острием кантилевера атомно-силового микроскопа (ACM) и нанокластером золота с пространственным разрешением 5 нм (англ. tip-enhanced Raman scattering, TERS).

Плазмонные подложки представляют собой массивы золотых нанокластеров и димеров, а также одиночных димеров различного размера, изготовленных с помощью нанолитографии на кремнии. Моно- и многослойные покрытия НК CdSe, CdS и CuS (размер HK 3÷6 нм) были сформированы с помощью технологии Ленгмюра-Блоджетт, монослои MoS₂ наносились стемпингом (англ. stamping). Контроль структурных параметров плазмонных и полупроводниковых наноструктур осуществлялся с помощью электронной и атомносиловой микроскопии. Энергия локализованного поверхностного плазмона сформированных нанокластеров Аu находится в видимом спектральном диапазоне и меняется в зависи-

мости от размеров и морфологии нанокластеров Au, что позволяет использовать их для усиления КРС полупроводниковыми наноструктурами.

Нанокристаллы CdSe, CdS, CuS, ZnO и др., сформированные на плазмонных подложках, демонстрируют значительное усиление интенсивности фононных мод и их обертонов (10³-10⁴) в спектрах КРС, что позволило исследовать детали фононного спектра полупроводниковых НК. Обсуждается резонансный характер зависимости коэффициента усиления сигнала КРС от длины волны возбуждения и от размеров нанокристаллов. Сообщается о результатах изучения анизотропии КРС НК CdSe на массивах димеров нанокластеров и на одиночных димерах в зависимости от их размеров.

Обнаружено плазмонное усиление комбинационного рассеяния света на фононах полупроводниковых наноструктур, находящихся в зазоре между острием металлизированного (Au) кантилевера и нанокластером золота.



Рис.1. – а)- TERS и б)- ACM изображения монослоя MoS₂ на массиве нанокластеров Au.

Получены TERS изображения нанокристаллов CdSe и монослоя MoS_2 на плазмонных подложках с пространственным разрешением 5 нм (Рис.1). На основе сравнения ACM и TERS изображений сделан вывод о формировании горячих точек (англ. hot spots) вследствие взаимодействия плазмонов нанокластера Au и острия кантилевера. Коэффициент усиления сигнала KPC фононами монослоя MoS_2 в горячих точках достигает величины 5×10^7 . По сдвигу частот фононов MoS_2 проведена оценка температуры разогрева монослоя MoS_2 в горячих точках, которая может достигать величины $600^{\circ}C$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект 14-12-01037).

Энергетический спектр валентной зоны в квантовых ямах HgTe с инвертированным спектром

Миньков Г.М.^{1,4}, Алешкин В.Я.², Шерстобитов А.А.^{1,4}, Рут О.Э.¹, Михайлов Н.Н.³, Дворецкий С.А³

¹Уральский федеральный университет им.Б. Ельцина, 620000, Екатеринбург, ул. Мира, 19
 ²ИФМ РАН, 607680, Нижний Новгород, ул. Академическая, д. 7
 ³Институт полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева 13
 ⁴ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Для понимания любых эффектов: транспортных, оптических, влияния внешних воздействий необходимо хорошо понимать энергетический спектр носителей тока. Несмотря на многочисленные исследования, понимание зонного спектра квантовых ям HgTe на сегодня не выглядит удовлетворительным. В первую очередь это относится к спектру валенной зоны. Все теоретические расчеты предсказывают, что он сложный - зависимость энергии от квазиимпульса, E(k), немонотонна. В изотропном приближении эти расчеты предсказывают, что при толщинах квантовой ямы d>(7.5-8) nm, изоэнергетические контуры вблизи потолка валентной зоны имеют вид колец, а при учете гофрировки основными состояниями валентной зоны становятся 4 экстремума смещенные из центра зоны Бриллю-

эна (см. Рис,1а) т.е. суммарная кратность вырождения, «спиновая» и долинная должна быть равна 8. Экспериментально, энергетический спектр валентной зоны исследован лишь в нескольких работах и полученные результаты не согласуются ни с одним этим приближением.

Мы приводим результаты систематических экспериментальных исследований спектра валентной зоны в диапазоне концентраций дырок $p=(1-5)10^{11}$ cm⁻², в квантовых я мах с d=8-20 nm. Совместный анализ зависимостей эффекта Холла и осцилляций Шубникова де Газа от магнитного поля, концентрации дырок и температуры показывает, что во всем исследованном диапазоне d и p: 1) кратность вырождения состояний потолка валентной зоны равна двум; 2) эффективная масса у потолка равна m_h=0.25m₀ и слабо возрастает до m_h=0.3m₀ при концентрации p =(5-6)10¹¹ cm⁻².

Проведенные расчеты спектра в рамках 8-зонной kPмодели показывают, что: 1) учет асимметрии границ ямы и различие их размытия приводит к уменьшению кратности вырождения с 8 до 2, т.е. приводит к согласию теории с экспериментом; 2) величина и зависимость mh от концентрации дырок с точностью (10-20)% согласуются с теоретическими, вычисленными в этом приближении.

Таким образом, показано, что учет асимметрии границ квантовой ямы и различие их размытия принципиально важны для формирования спектра валентной зоны в квантовых ямах HgTe.



Рис.1. – Изоэнергетичесике контуры потолка валентной зоны без учета (а) и с учетом (в) асимметрии стенок ямы. с)Зависимость эффективной массы дырок от концентрации. Точки - эксперимент, линии – расчет.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Электрон»), № 01201463326) при частичной поддержке РФФИ (проект № 15-02-02072, 16-02-00516).

Ренормализация спекта зоны проводимости в квантовых ямах HgTe

Миньков Г.М.^{1,3}, Шерстобитов А.А.^{1,3}, Рут О.Э.¹, Михайлов Н.Н.², Дворецкий С.А²

¹Уральский федеральный университет им.Б. Ельцина, 620000, Екатеринбург, ул. Мира, 19 ²Институт полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева 13 ³ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Известно, что электрон-электронное (e-e) взаимодействие приводит к радикальной перестройке спектра в полуметаллах (вплоть до образования экситонного диэлектрика). В квантовых ямах HgTe полуметаллический спектр (без учета e-e) реализуется при толщинах d>12 nm, однако роль e-e взаимодействия до сих пор не учитывалась при анализе результатов. Это связано с тем, что, несмотря на многочисленные экспериментальные исследования, систематического изучения спектра зоны проводимости проведено не было.

В настоящей работе приведены результаты детальных измерений эффективной массы электронов, me*, и плотности состояний зоны проводимости в структурах с квантовой

ямой HgTe шириной от 4 до 20 нм в диапазоне концентраций от 10¹¹ см-2 до 6*10¹¹ см-2. Эффективная масса определялась из температурной зывисимости осцилляций Шубникова де Газа, а плотность состояний из зависимости квантовой емкости от концентрации. Экспериментальная зависмость me* от концентрации электронов, приведенная рис.1а, показывает, что при концентрации 10¹¹ см⁻² me*=0.0125m₀, что в 2 раза) меньше рассчитанной в рамках 8-ми зонного kP-метода. На рис.1в приведены зависимости отношения теоретических значений к экспериментальным для двух концентраций электронов, как функция ширины ямы. Видно, что отличие от теории наблюдается в инвертированном спектре, при d>6 nm. Оно начинается при d~8 nm, имеет максимум при (14-18) nm и уменьшается при дальнейшем увеличении d. Мы полагаем, что это расхождение с теорией обусловлено перенормировкой спектра за счет обменного взаимодействия, которое не учитывается в теоретических расчетах.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Электрон»), при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (задание № 3.9534.2017/ВР), Программы повышения конкурентноспособности УрФУ (соглашение №02.А03.21.0006) и грантов РФФИ (проекты № 15-02-02072, 16-02-00516).



Рис. 1. а – эффективная массы электронов, найденная из осцилляций Шубникова де Газа (точки) и из квантовой емкости (линия). в)зависимость отношения экспериментальных значений т^{*}_e к теоретическим при двух концентрациях электронов.

Вертикальный транспорт в гетеропереходах II типа с композитными квантовыми ямами InAs/GaSb/AlSb в сильном магнитном поле

Михайлова М.П.¹, Березовец В.А.^{1,3}, Калинина К.В.¹, Данилов Л.В.¹, Сафончик М.О.¹, Hospodkova A.², Pangrác J.², Hulicius E.²

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021

²Institute of Physics, CAV, v.v.i., Cukrovarnicka, 10, Praha 1600, Czech Republic.

³International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, 95 Gajowicka str., Poland, Wroclaw.

Вертикальный транспорт исследован в гетеропереходах II типа с двухбарьерной композитной квантовой ямой (ККЯ), AlSb/InAs/GaSb/AlSb, выращенной методом МОГ Φ Э на подложке n-InAs (100) с буферным нанослоем GaSb, в сильных магнитных полях до 14 Тл при гелиевых температурах. Ширина квантовых ям InAs и GaSb выбиралась из условия получения инвертированной (полуметаллической) зонной структуры InAs 12,5 нм и GaSb 8 нм [1, 2]. В такой ККЯ наинизший уровень Е1 лежит ниже уровня тяжелых дырок НН1. Измерения проводились при двух ориентациях магнитного поля относительно плоскости S выращивания структуры ($\mathbf{B} \perp \mathbf{S}$ и $\mathbf{B} \parallel \mathbf{S}$), в условиях расположения уровня Ферми в области перекрытия До наинизших размерно-квантовых подзон электронов Е1 и тяжелых дырок HH₁ в ККЯ: $\Delta_0 = \Delta - E_1 - HH_1 = 92$ мэВ, где $E_1 = 46$ мэВ, HH₁ = 12 мэВ и $\Delta = 150$ мэВ - область перекрытия между зоной проводимости InAs и валентной зоной GaSb. Энергетический спектр электронов и дырок был рассчитан в рамках трехзонной модели Кейна с учетом непараболичности [3]. В вертикальном магнитокондактансе (I \perp B) обнаружены две группы осцилляций Шубникова-де Гааза (ШдГ), связанные с проводимостью объемных 3D-электронов подложки n-InAs и резонансной проводимостью 2D-электронов InAs в ККЯ в условиях квантового предела для объемных электронов B > 5 Тл. Показано, что вертикальный кондактанс $\Delta G/G_0$, в магнитном поле $B \perp S$, чувствителен к знаку и величине приложенного напряжения смещения, что связано с асимметрией исследуемой n-р структуры с ККЯ. Из зависимости периодов осцилляций от обратного магнитного поля определены концентрации электронов в подложке и нанослое InAs в ККЯ: $n_{3D} = 4.5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $n_{2D} = 1,1 \times 10^{12}$ см⁻², соответственно, и оценен g-фактор для 3D-электронов на уровне Фер-Mu(g = 10.8 при B = 9.01 Tл) из спинового расщепления нулевого уровня Ландау. Предполагается, что в сильном магнитном поле, приводящем к спиновому расшеплению нулевого уровня Ландау для 3D-электронов подложки, спин-зависимый кондактанс через уровни Ландау 2D-электронов ККЯ может проявиться в полях В >20 Тл при малых факторах заполнения для 2D электронов. Результаты работы важны для понимания особенностей квантовой кинетики двумерных электронов и дырок в гетеропереходе II типа с полуметаллической ККЯ.

Работа частично поддержана грантом РФФИ N 15-02-03151 и проектом NPU LO1603 – ASTRANT.

[1] A. Hospodkova et al., J.Cryst.Growth, 2016, in press
[2] C. Liu, T.L. Hughes, X.L. Qi et al, Phys. Rev., B81, 236601 (2008)
[3] N.S. Averkiev et al., Phys. Solid-State, 46, 2153 (2004).

Оптические и фотоэлектрические свойства квантовых ям на основе твердых растворов Cd_xHg_{1-x}Te.

Михайлов Н.Н.^{1,2}, Дворецкий С.А.^{1,3}, Ремесник В.Г.¹

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

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

³Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

Квантовые ямы (КЯ) на основе твердых растворов $Cd_xHg_{1-x}Te$ представляют интерес как новые физические объекты для исследования новых квантовых эффектов, для спинтроники, лазерного излучении в области спектра более 5 мкм. КЯ представляет собой слои различной толщины с составами $X_{CdTe} \approx 0.4$

различной толщины с составами Асате~0.0.4 расположенными между обкладками (спейсорами) широкозонного состава X_{CdTe}~0.7.

Предложена оригинальная методика определения состава ex-situ на основе анализа зависимости спектра оптической плотности D=lg(1/(T+R)) от волнового числа v, где T и R коэффициенты пропускания и отражения. Анализ тонкой структуры спектра оптической плотности позволяет увидеть и анализировать расщепление уровней в квантовых ямах при комнатной температуре. На рисунке 1а показаны спектры оптической плотности при Т=298 К для структур с 5-ю HgTe КЯ с толщинами 4,9 нм, 6,1нм и 7,8 нм. Видно, что с возрастанием энергии оптическая плотность имеет ступеньки, что определяется положением квантовых уровней, которое зависит от толщины КЯ.

Аналогичная картина наблюдается (рис. 16) для спектров фотопроводимости. Отчетливо видно, что спектр фотопроводимости определятся спектром поглощения. Каждой ступеньке в спектре поглощения соответствует максимум в спектре фотопроводимости. Положение максимумов фотопроводимости зависит от энергетического положения уровней в КЯ и изменяется с толщиной КЯ, что позволяет определить расщепление энергетических уровней.

Приводятся зависимости энергетического положения уровней для широкого набора HgTe КЯ с толщинами от 2,7 до 9 нм при T=77К и



Рис.1. – Зависимость оптической плотности а) и фотопроводимости б) от волнового числа для структур с пятью HgTe КЯ толщиной 4,9 нм, 6,1 нм и 7,8 нм.

T=298К. Построена калибровочная зависимость, связывающая положение уровней с толщиной ям и позволяющая определять толщины КЯ с точностью до долей нанометра. Так же представлены результаты для КЯ с мольным содержанием теллурида кадмия X_{CdTe}≈0÷0.4.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проекты № 15-52-16017 и № 15-52-16008).

Резонансное магнито-туннелирование в разъединенном гетеропереходе II типа с 2D-полуметаллическим интерфейсом

Моисеев К.Д., Березовец В.А., Михайлова М.П., Сафончик М.О., Голеницкий К.Ю., Рожанский И.В., Аверкиев Н.С., Парфеньев Р.В.

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

В разъединенном гетеропереходе II типа в результате перекрытия зон на гетерогранице контактирующих полупроводников и перетекания носителей заряда через интерфейс образуется полуметаллический канал для электронов и дырок, локализованных в самосогласованных квантовых ямах по разные стороны интерфейса [1]. Величина энергетического зазора между краями зон в такой гетероструктуре определяется составом твердой фазы полупроводников, формирующих гетеропереход. Общий уровень химпотенциала гетероструктуры расположен в области энергетического перекрытия зон на интерфейсе и задается степенью легирования контактирующих полупроводников. При низких температурах, когда скорость термической генерации неосновных носителей мала, наличие размерноквантованных состояний на интерфейсе приводит к резонансному туннелированию основ-

ных носителей заряда через гетерограницу в вертикальном транспорте исследуемой гетероструктуры. При приложении внешнего смещения в обратной ветви кондактанса (Рис.1, правая ветвь при В=0Т) наблюдаются локальные минимумы в интервале напряжений 0-200 мВ, что указывает на наличие уровней размерного квантования в полуметаллическом канале, которые могут быть приписаны энергетическому спектру электронной части канала. Резкие изломы на кривых кондактанса при $V \ge \pm 200 \text{ мB}$ соответствуют такой ситуации, когда потенциальные барьеры для инжектируемы носителей, образованные за счет изгибов зон в области пространственного заряда на гетерогранице, становятся туннельно-прозрачными. Включение магнитного поля (до 14 Т) уменьшает величину кондактанса на порядок для обеих вет-



Рис.1. - Дифференциальная проводимость от полного напряжения смещения, приложенного к гетероструктуре, при разных напряженностях магнитного поля, перпендикулярного плоскости гетероперехода.

вей ВАХ, что указывает на вклад диамагнитных состояний полупроводников, формирующих гетеропереход. Причем, кондактанс вблизи нулевого смещения минимален для всех ВАХ, что характерно для проявлении энергетической щели в туннельной плотности состояний на интерфейсе [2]. Следует отметить, что при приложении магнитного поля параллельно плоскости гетероперехода положение минимумов не изменялось, тогда как при перпендикулярной ориентации наблюдался сдвиг в сторону больших напряжений с ростом магнитного поля. При этом положение минимумов кондактанса линейно зависело от приложенного поля и хорошо описывалось диаграммой Ландау для 2D-электронов полуметаллического канала [3]. Таким образом, при перпендикулярной ориентации магнитного поля к плоскости гетероперехода вклад интерфейсных квантовых состояний в вертикальный транспорт становиться доминирующим и определяет проводимость всей гетероструктуры.

[1] K.D. Moiseev et al., Semicond. Sci. Technol., 19, R109 (2004).

[3] E.E. Mendez et al., Phys. Rev. B, 33, 2893 (1986).

^[2] N. Turner et al., Phys. Rev. B, 54, 10614 (1996).

Расходимость длины локализации в режиме квантового эффекта Холла в широких квантовых ямах HgTe

Гудина С.В.¹, Арапов Ю.Г.¹, **Неверов В.Н.¹**, Харус Г.И.¹, Шелушинина Н.Г.¹, Якунин М.В.¹, Михайлов Н.Н.², Дворецкий С.А.²

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18 ²ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. ак. Лаврентьева, 13

Механизмы локализации – делокализации электронов в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) описываются теоретическими моделями, основывающимися на степенной расходимости длины локализации $\xi \propto |v - v_c|^{-\gamma}$ (v - фактор заполнения) при приближении к точке перехода при v = v_c между разными состояниями квантово-холльной жидкости (переход между плато КЭХ). Для показателя степени γ , являющегося критическим индексом, теория предсказывает значения: $\gamma \equiv \gamma_p = 4/3$ при рассмотрении классического протекания в крупномасштабном случайном потенциале и $\gamma \equiv \gamma_q = 7/3 \approx 2.3$ как для моделей протекания (network model) в крупномасштабном потенциале, учитывающих квантовое туннелирование в ближайшей окрестности $v = v_c$, так и для численных расчетов в системах с короткодействующим примесным потенциалом.

В рамках гипотезы двухпараметрического скейлинга и представлений о прыжковой прово-

димости с переменной длиной прыжка (VRH) проанализированы экспериментальные зависимости продольного и холловского сопротивлений для переходов плато - плато КЭХ (металлическая проводимость по делокализованным состояниям), а также в областях плато КЭХ (VRH по локализованным состояниям в щели подвижности между уровнями Ландау), для широкой квантовой ямы HgTe/HgCdTe с инвертированной зонной структурой.

Полученные значения критических индексов позволяют следующим образом описать расходимость ξ в исследуемой структуре для перехода между плато КЭХ с номерами 1—2. При конечных температурах область делокализованных состояний в центре уровня Ландау определяется неравенством ξ (ν) > L_{φ} , где L_{φ} – длина фазовой когерентности, рассматриваются механизмы рассеяния, соответствующие пределу «чистого» металла. На рис.1 пунктирной линией показан промежуточный интервал, где происходит переход от квантового туннелирования (γ_q =7/3, жирная линия на



Рис. 1. Расходимость длины локализации $\xi \propto |v - v_c|^{-r}$ для крупномасштабного случайного потенциала.

рис.) к классическому протеканию ($\gamma_p = 4/3$, тонкая линия на рис.). Значение критического индекса ширины полосы делокализованных состояний (v_0) к = 0.54 ± 0.01, полученное при анализе данного перехода в рамках скейлингового подхода при $|v - v_c| \le 0.1$ (границы показаны точечными линиями), означает, что линия $L_{\varphi}(v) = const$, разделяющая области локализованных и делокализованных состояний, пересекает кривую $\xi(v)$ как раз в промежуточной области значений γ . В области локализованных состояний, когда $\xi(v) < L_{\varphi}$, при анализе VHR получено значение критического индекса $\gamma =$ 1.31 ± 0.03 (в интервале $0.2 \le |v - v_c| \le 0.35$ для $v_c \approx 1.5$), что отвечает предсказаниям теории классического протекания ($\gamma_p = 4/3$). Найденные значения критических индексов свидетельствуют о решающей роли крупномасштабного хаотического потенциала при описании процессов переноса заряда в режиме КЭХ в исследованной системе. Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № 01201463326.

О когерентности биэкситонного газа в SiGe структурах

Николаев С.Н., Давлетов Э.Т., Кривобок В.С., Багаев В.С.

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

Возможность создания квазиравновесных систем бозонов высокой плотности определяет интерес к исследованию квантовой когерентности и сверхизлучающих состояний в гетероструктурах на основе непрямозонных соединений. Однако излучательная рекомбинация в полупроводнике с непрямым краем собственного поглощения происходит с участием фононов, что нарушает когерентность ансамбля частиц. Тем не менее, для германия и кремния известен механизм излучательной рекомбинации, который не требует участия фононов. Этот механизм, часто называемый 2Eg люминесценция, определяется возможностью совместной рекомбинации двух электронов из противоположных долин и двух дырок с передачей энергии одному кванту света видимого диапазона.

При изучении электронно-дырочной системы в квантовых ямах SiGe/Si с содержанием Ge 10-15% (в которых подавлено образование ЭДЖ) было обнаружено, что при низких температурах (5 К) основным состоянием является биэкситон с энергией связи 2-2.5 мэВ, что препятствует образованию плотного газа экситонов. В то же время, высокая степень вырождения биэкситонных состояний (28) и сравнительно большая эффективная масса (~1.3 m0) создают принципиальные сложности для получения больших чисел заполнения в системе биэкситонов. В данной работе была исследована возможность понижения степени вырождения биэкситонов в КЯ SiGe при анизотропной деформации образцов. Для этого образцы подвергались изгибу относительно различных кристаллографических направлений ([110] и [100]).

При деформации структур относительно направления [110] обнаружено монотонное тушение биэкситонной люминесценции в ИК и 2Eg спектрах по мере увеличения де-



Рис.1. — Изменение интенсивности линии излучения биэкситона в 2Eg спектре при изгибе образца относительно оси [100] (точки) и [110] (пустые кружки) в зависимости от деформации слоя SiGe

формации, а также синий сдвиг биэкситонной полосы (в ИК спектре на ~4 мэВ, в 2Eg — на ~8 мэВ при деформации $2 \cdot 10^{-4}$). Обнаруженный эффект объясняется увеличением энергии Δ_4 долин (k₀ лежит в плоскости КЯ) и уменьшению энергии Δ_2 долин (k₀ вдоль направления роста), которые, при деформациях ~ 10^{-4} должны располагаться ниже по энергии. В экспериментах было также обнаружено что 2Eg люминесценция затухает заметно быстрее ИК излучения, что указывает на уменьшение стабильности биэкситтонов, предположительно, за счет увеличения дипольного момента экситонов.

Показано, что при изгибе структур Ge_xSi_{1-x}/Si с x=12-15% относительно направления [100], полоса 2Eg биэкситонной фотолюминесценции почти не меняет спектральное положение с ростом деформации и резко увеличивает интенсивность (в 2.4 раза) до насыщения. Насыщение регистрируется при деформациях ~ $1.5 \cdot 10^{-4}$. Измеренное увеличение интенсивности приблизительно соответствует отношению долей «светлых» состояний в общем количестве биэкситонных состояний после и до деформации структуры (4/6 против 8/28). Таким образом, обнаруженный эффект указывает на снятие вырождения биэкситонных состояний (с 28 до 6), при котором основное состояние системы формируют «светлые» биэкситоны.

Таким образом, продемонстрированы два подхода понижения степени вырождения основного состояния в КЯ SiGe/Si при низкой температуре, перспективных для создания бозонной системы высокой плотности с выраженными эффектами квантовой когерентности.

Плазмонное усиление процессов многочастичной рекомбинации

Николаев С.Н., Уцына Е.В., Кривобок В.С., Багаев В.С.

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

Усиление локального поля поверхностными и локальными плазменными колебаниями металлических структур и частиц нашли широкое применение, как при фундаментальных исследованиях, так и при создании различных приборов (детекторы, безапертурные микроскопы и т. д.). В данной работе обнаружено плазмонное усиление процессов излучательной многочастичной рекомбинации в гетероструктурах с квантовыми ямами SiGe/Si.

Фазовый состав неравновесной электронно-дырочной системы в квантовых ямах $Si_{1-x}Ge_x/Si$ с x < 0.1 достаточно разнообразен. Это экситоны, биэкситоны (экситонные молекулы), многоэкситонные комплексы и электронно-дырочная жидкость (ЭДЖ). Помимо излучения в ближней ИКобласти, в структурах $Si_{1-x}Ge_x$ /Si регистрируется излучение, связанное с совместной рекомбинации двух дырок с двумя электронами из симметрично расположенных электронных долин. При этом процессе энергия полностью передается одному кванту света видимого диапазона. Такое излучение (2Еg-люминесценция), связано только с многочастичными состояниями (биэкситонами, электронно-дырочной жидкостью).

Было исследовано влияние золотых наночастиц на спектры низкотемпературной фотолюминесценции квантовых ям Si1-xGex/Si с тонким покровным слоем кремния. Металлические наночастицы подбирались таким образом, чтобы их плазменный резонанс приходился на область 2Egлюминесценции исследуемых структур и существенно превосходил энергию фотонов лазерного возбуждения и ИКлюминесценции КЯ.

Сопоставление ИК-спектров квантовой ямы Si_{0.95}Ge_{0.05}/Si показало их нечувствительность к наличию металлических наночастиц на поверхности образца. В то же время, интенсивность 2Eg-люминесценции возрастает во всем спектральном диапазоне (см. рис. 1), а величина усиления растет по мере увеличения поверхностной плотности золотых наночастиц, достигая величины 2,65. Таким образом, полученные данные определенно указывают на плаз-



Рис.1. – Спектры 2Egлюминесценции КЯ SiGe/Si с различной плотностью золотых наночастиц. Плотность мощности возбуждения ~0.25 Вт/см2, температура 5К.



Рис. 2. – Спектральная зависимость коэффициента плазмонного усиления (синяя сплошная линия) и логарифм интенсивности 2Eg-люминесценции (серый итрих).

монное усиление частицами золота интенсивности 2Eg-люминесценции при отсутствии заметных изменений в ИК-спектрах.

Коэффициент плазмонного усиления существенно зависит не только от типа многочастичного состояния, но и заметно меняется для различных областей линии ЭДЖ. Также, в спектральной зависимости коэффициента усиления проявляется дополнительный узкий пик (Bi₂), которому соответствует слабая особенность в исходном 2Eg -спектре. Данный пик, сдвинутый на 12 мэВ относительно основной биэкситонной линии (Bi₁), соответствует, по-видимому, биэкситонным состояниям с участием легкой дырки.

Обнаруженный эффект плазмонного усиления рекомбинационного излучения, связанного с многочастичными состояниями, в непрямозонных полупроводниках ранее не наблюдался.

Осцилляции Шубникова – де Гааза в 2D системе с сильным флуктуационным потенциалом магнитной примеси

Овешников Л.Н.^{1,2}, Кульбачинский В.А.¹, Аронзон Б.А.^{1,2}

¹НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Курчатова, 1 ²ФИАН им. П.Н. Лебедева, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

В работе исследовались гетероструктуры с квантовой ямой (КЯ) InGaAs и пространственно отделенной от неё магнитной примесью Mn. Существенно неоднородное распределение заряженных атомов марганца приводит к возникновению крупномасштабного флуктуационного потенциала (ФП), который формирует в плоскости канала InGaAs дополнительные потенциальные ямы. Характер проводимости в канале зависит от соотношения глубины КЯ (определяемой долей индия) и амплитуды ФП. Из теоретических работ [1] известно, что ФП в данных системах может приводить к образованию зарядовых капель, содержащих высокоподвижные дырки, которые помещены в слабопроводящую среду.

В области низких температур в образцах с дрейфовой проводимостью наблюдались отчетливые осцилляции Шубникова – де Гааза (ШдГ), следы которых присутствуют и в случае прыжковой проводимости для образцов с содержанием Mn 0.3 монослоя (рис.1а). Величина квантовой подвижности μ_a дырок в канале, определяемая построением графиков Дингла [2] (рис. 1b), оказывается близкой для всех образцов и превышает 2000 см²/(В·с) (при этом интегральная холловская подвижность μ_{Hall} меняется от 200 до 2000 см²/(B·c) для исследуемой серии). Из соотношения $\mu B = 1$ магнитное поле, соответствующее началу осцилляций ШдГ, дает оценку снизу для транспортной подвижности μ_{tr} осциллирующей подсистемы. Из рис. 1а видно, что $\mu_{tr} > 3000$ см²/(B·c), то есть значительно превосходит μ_{Hall} . Можно предположить, что осцилляции ШдГ возникают непосредственно в упомянутых ранее зарядовых каплях. При этом смена режима проводимости, то есть переход «металл-диэлектрик» в исследуемых гетероструктурах происходит за счет уменьшения расстояния между каплями. Поскольку свойства капель (μ_a) практически не зависят



Рис.1. – (а) Осцилляции ШдГ в исследуемых образцах; образцы различались содержанием марганца (0.3-0.5 монослоя) и содержанием индия в КЯ (0.21-0.28); (b) График Дингла, наклон зависимостей связан с величиной μ_{a}

от содержания марганца, то увеличение легирования, скорее всего, приводит в основном к увеличению числа капель, а не их размера, что согласуется с теоретическими представлениями [1].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 17-02-00262).

- [1] V. Tripathi et al., Phys. Rev. B, 84, 075305 (2011).
- [2] E. Tiras et al., Superlattices and Microstructures, 29(2), 147-167 (2001).

Подавление квантовой интерференции в магнитной полупроводниковой двумерной системе

Овешников Л.Н.^{1,2}, Моргун Л.А.^{2,3}, Кульбачинский В.А.¹, Аронзон Б.А.^{1,2}

¹НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Курчатова, 1 ²ФИАН им. П.Н. Лебедева, 119991, Москва, Ленинский пр., 53 ³МФТИ, 141701, Долгопрудный, Институтский переулок, 9

При уменьшении проводимости неоднородные системы часто демонстрируют особенности, связанные с проявлением квантовых эффектов слабой локализации и антилокализации. Обычно данные эффекты связываются с наличием беспорядка и спин-орбитального взаимодействия (СОВ) в системе. С точки зрения квантовых поправок, исследуемые в настоящей работе квантовые ямы (КЯ) InGaAs с пространственно отделенной магнитной примесью марганца представляют значительный интерес. Это обуславливается двойной ролью примеси Mn, неоднородное распределение которой приводит к возникновению электростатического флуктуационного потенциала в КЯ, а также потенциальным влиянием Mn на СОВ проводящих дырок и сравнительно слабым обменным взаимодействием дырок с атомами Mn. Последнее играет существенную роль, поскольку в сильном ферромагнетике (ФМ) теория предсказывает отсутствие эффекта слабой локализации, ввиду наличия внутреннего магнитного поля примеси, которое нарушает интерференцию электронных волн. Кроме того, сильная спиновая поляризация



Рис.1. – (а) Магнетосопротивление образца с содержанием Mn 0.4MC при различных температурах; (b) Температурная зависимость длины дефазировки, полученная из аппроксимации по формуле XЛH, для двух образцов

носителей в ФМ должна приводить к отсутствию эффекта антилокализации. Важно отметить, что в исследуемых образцах магнетосопротивление (МС) меняет знак при понижении температуры, а также при низких температурах наблюдаются эффект слабой локализации и осцилляции Шубникова – де Гааза (Рис. 1а). Совместное наблюдение этих эффектов указывает на неоднородность проводящего канала, которая определяется флуктуационным потенциалом примеси Мп. Анализ слабополевого участка магнетопроводимости по формуле Хиками-Лакрина-Нагаоки (ХЛН) приводит к аномально низкому значению префактора α , а также показывает наличие температурной зависимости длины дефазировки (Рис. 1b), что противоречит предположению о доминантной роли рассеяния на магнитной примеси в качестве механизма сбоя фазы. Однако, отрицательное МС в более высоких полях связывается именно со спин-зависимым рассеянием на магнитной примеси. При этом, вклад в проводимость системы, связанный с электрон-электронным взаимодействием оказывается достаточно мал, за счет аномально низкого значения К_{ее}, определяемого из температурной зависимости эффекта Холла. Полученные низкие значения α и К_{ее} указывают на частичное подавление квантовой интерференции магнитной примесью, а также возможную модификацию электрон-электронного взаимодействия в системе за счет обмена.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 17-02-00262).

Низкотемпературное исследование методом ЯМР полупроводникового минерала CuFeS₂

Оглобличев В.В.¹, Севастьянов И.Г.², Гавриленко А.Н.², Матухин В.Л.², Арапова И.Ю.¹, Медведев Е.Ю.¹, Гарькавый С.О.², Шмидт Е.В.²

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18 ²КГЭУ, 420066, Казань ул. Красносельская, 51

В работе приведены результаты ЯМР-исследования образца природного минерала халькопирита CuFeS₂ [1]. Выполнены измерения спектральных и релаксационных параметров спектров ЯМР ^{63,65}Cu в локальном магнитном поле в CuFeS₂ при низких температурах ($T \leq 77$ K). При этом выяснено следующее:

1. Форма резонансных линий ЯМР ^{63,65}Си в локальном поле (рис.1) не претерпевает в диапазоне температур (77–26 К) каких-либо заметных изменений. Обнаружено лишь слабое понижение значений частот резонансных линий при повышении температуры, которое определяется изменением средней намагниченно-

сти халькопирита, что указывает на значительную удаленность температуры фазового перехода (точки Нееля) от исследованного температурного диапазона.

2. На температурных зависимостях скорости спин-решеточной релаксации $(T_1)^{-1}$ и скорости спин-спиновой релаксации $(T_2)^{-1}$ также отсутствуют особенности, наблюдаемые в случае магнитного перехода. Скорость спин-решеточной релаксации быстро убывает с повышением температуры, и зависимость $1/T_1$ носит термически активированный характер: $1/T_1(^{63}Cu) \sim exp(-\Delta s/T)$. Величина энергетической щели Δs оказалась равной 129 ± 7 K.

3. Обнаруженное поведение спектральных и релаксационных параметров ЯМР 63,65 Си в локальном магнитном поле может свидетельствовать об отсутствии в исследованном соединении CuFeS₂ при температуре T ~ 50 К фазового перехода, связанного с антиферромагнитным упорядочением магнитных моментов ионов меди Cu²⁺.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин», №



Рис.1. – Температурная зависимость линий спектра ЯМР ^{63,65}Си в CuFeS₂

01201463330) при частичной поддержке РФФИ (проект № 15-02-02000).

[1]V.V. Ogloblichev et al., Journal of Applied Spectroscopy, 83, 771 (2016).

Температурная активация электронов проводимости в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe *p*-типа: эффект Холла и магнитосопротивление

Подгорных С.М.¹, Якунин М.В.¹, Криштопенко С.С.², Попов М.Р.¹, Михайлов Н.Н.³, Дворецкий С.А.³

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

²Институт физики микроструктур РАН, 603087, д. Афонино Нижегородской обл.

³Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск

В двойной квантовой яме (ДКЯ) HgTe/CdHgTe *p*-типа с толщиной слоев HgTe около 6.5 нм и барьером Cd_xHg_{1-x}Te с x=0.71 шириной 3 нм при низких температурах обнаружен ряд аномалий в магнитотранспорте: возвратное поведение квантового эффекта Холла (КЭХ), различие эффективных концентраций участвующих в магнитотранспорте дырок в относительно слабых и сильных полях и др [1]. Природа аномалий обусловлена необычным видом энергетического спектра этой ДКЯ и картины магнитных уровней. Целью дан-

ной работы было исследование полевых зависимостей эффекта Холла (ЭХ) ρ_{xy} и магнитосопротивления ρ_{xx} при разных температурах для определения энергий активации, концентраций и подвижностей носителей заряда и, таким образом, оценки характерных энергетических зазоров в спектре в отсутствие поля и зазоров между магнитными уровнями в квантующих полях. На полевой зависимости ЭХ нами обнаружено, что при температуре T = 35 К ЭХ имеет такой же вид как для объемных полупроводников с двумя типами носителей заряда: легких и тяжелых дырок, подтверждая рассчитанную картину спектра, где легкие дырки в центральном максимуме валентной зоны (k=0) сосуществуют с тяжелыми дырками в боковых максимумах (k>0). С ростом температуры константа Холла в слабых полях становится отрицательной (электронная проводимость), сохраняя черты дырочной проводимости в сильных полях (Рис.1). При T = 300 К поведение ЭХ почти полностью описывается термически индуцированными электро-



Рис.1. – Электросопротивление $\rho_{^{ч_{H}}}$ от магнитного поля В при разных температурах Т.

нами. Подгонкой полевых зависимостей $\rho_{xy}(H)$ и $\rho_{xx}(H)$ по формулам для двух преобладающих типов носителей получены их концентрации и подвижности при данной температуре. По температурной зависимости концентрации электронов активационного вида была получена оценка величины туннельной щели ~30 мэВ в нулевом магнитном поле, в согласии с рассчитанной зонной структурой. Наше исследование показывает, что с ростом температуры энергетическая зонная структура сохраняет черты основного состояния, дополнительно имеет место только размытие характерных энергий на величину k_BT , делая возможным термическую активацию легких электронов. С увеличением магнитного поля: 1) происходит уменьшение вклада легких носителей в проводимость и смена преобладающего типа носителей заряда, 2) наблюдается поведение, связанное с немонотонной зависимостью характерных зазоров между магнитными уровнями в связи с пересечениями уровней электронной и дырочной природы.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Электрон», №0120143326) при частичной поддержке Проекта 15-9-2-21 Программы УрО РАН.

[1] М.В. Якунин, С.С. Криштопенко, С.М. Подгорных, М.Р. Попов, В.Н. Неверов, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. Письма в ЖЭТФ, **104**, с.415 (2016).

Усиление терагерцового излучения в плазмонной n-i-p-i структуре на основе графена с инжекцией носителей заряда при комнатной температуре

Полищук О.В.¹, Фатеев Д.В.¹, Попов В.В.^{1,2}

¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 410019, Саратов, ул. Зеленая, 38

²Саратовский государственный университет, 410012, Саратов, ул. Астраханская, 83

Вынужденное излучение фотонов в инвертированном графене недавно наблюдалось в ТГц диапазоне [1]. По сравнению с вынужденным излучением электромагнитных мод (фотонов), вынужденное излучение плазмонов при межзонных переходах носителей заряда в инвертированном графене является гораздо более сильным эффектом за счет малой групповой скорости плазмонов в графене и сильной локализации плазмонного поля вблизи графенового слоя [2].

В данной работе теоретически предсказана возможность гигантского усиления ТГц излучения в неоднородном графене с инжекцией носителей заряда (*n-i-p-i* структура) с латеральной периодической двойной металлической решеткой при комнатной температуре. Планарная металлическая периодическая решетка представляет собой в данной структуре эффективную антенну для падающего ТГц излучения. С другой стороны, она образует распределенный планарный резонатор для плазмонных мод, возбуждаемых в графене соответственно падающим ТГц излучением или стимулированной плазмонной эмиссией.

Подача разнополярного электрического потенциала на соседние электроды металлической решетки приводит к созданию *n*- и *p*-областей в графене (рис. 1) с динамической ТГц проводимостью [3]. Инжекционная накачка электронов из *n*-области и дырок из *p*-области позволяет создать инвертированное распределение носителей заряdielectric barrier p i substrate 0.22 correction 0.02 correction 0.03 event 0.03 event 0.05 correction 0.05 correctio

Рис.1. – Коэффициент поглощения/усиления ТГц мощности в зависимости от квази-энергии Ферми и частоты падающей ТГц волны для плазменных резонансов. Период решетки L = 1.2 мкм.

да в *i*-области графена, расположенной под широким просветом металлической решетки. В этом случае отклик графена в инвертированной *i*-области характеризуется динамической ТГц проводимостью [2]. Инжекция носителей заряда в узкие *i*-области графена не происходит из-за обратного смещения *p-i-n* структуры в этой области и, таким образом, квазиэнергия Ферми равна нулю в этой *i*-области. графена.

Светлый лепесток (рис. 1) соответствует плазмонному резонансу в режиме усиления. Усиление на частоте плазмонного резонанса (связанное со стимулированной межзонной излучательной рекомбинацией электронно-дырочных пар в *i*- области графена) резко возрастает, при соответствующем резком уменьшении ширины линии усиления, для определенных значений квази-энергии Ферми (показанных стрелками на рис. 1), что соответствует режиму самовозбуждения коллективных плазмонных мод в графене с двойной периодической решеткой и, как следствие, ТГц генерации из структуры. Генерация наступает, когда суммарные потери энергии за счет электронного рассеяния в графене и излучения электромагнитной энергии из структуры компенсируются плазмонным усилением, что обеспечивает высокую когерентность коллективной плазмонной моды.

[1] S. Boubanga-Tombet et al., Phys. Rev. B, 85, 035443 (2012).

[2] A. Dubinov et al., J. Phys.: Condens. Matter, 23, 145302 (2011).

[3] M.S. Jang et al., Phys. Rev. B, 90, 165409 (2014).

Поляризационно-зависимые плазмонные фототоки в двумерной электронной системе

Попов В.В.^{1,2}

¹Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН,410019, Саратов, ул. Зеленая, 38 ²Саратовский государственный университет им. Н.Г.Чернышевского, 410012, Саратов, ул. Астраханская, 83

Возбуждение плазмонов может усиливать фотовольтаические эффекты вследствие локализации и концентрации света в активной области структуры [1]. Поперечное фотонапряжение, наведенное циркулярно-поляризованным светом при возбуждениии плазмонов в наноструктурированной металлической пленке изучено в [2]. В отличие от поверхностных плазмон-поляритонов в металлах, возбуждаемых в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах, плазмоны в двумерных электронных системах (2МЭС) [3] возбуждаются на терагерцовых частотах. Импульс плазмо-

нов в 2МЭС на два-три порядка величины больше, чем импульс фотонов с той же энергией. Частота плазмонов в 2МЭС может перестраиваться электрическим образом при использовании металлического затвора [3].

В данной работе изучаются поляризационнозависимые, включая циркулярно-зависимые, фототоки, возбуждаемые плазменной волной в однородной центросимметричной 2МЭС. Показано, что линейный фототок $j_0^{(lin)}$ может быть интерпретирован как эффект продольного и поперечного плазмонного увлечения, зависящий от поляризации плазменной волны. Физика фототока продольного плазмонного увлечения $j_{0x}^{(lin)}$ обсуждалась в [4]. Поперечная компонента фототока плазмонного увлечения $j_{0y}^{(lin)}$ появляется, если электрическое поле линейно-поляризованного плазмона образует угол с волновым вектором плазмона в плоскости 2МЭС.



Рис.1. – Зависимости внутренних чувствительностей от времени электронного рассеяния для 2МЭС в гетероструктуре InAlAs/InGaAs/InP при частоте и волновом векторе плазмона соответственно 1 ТГц и $2\pi \times 10^4$ см⁻¹.

Циркулярно-зависимая компонента фототока $j_{0v}^{(circ)}$, появляющаяся в результате нелиней-

ной электронной конвекции, направлена поперек волнового вектора плазмона и меняет свое направление на противоположное при изменении знака циркулярной поляризации плазменной волны. Внутренняя относительная чувствительность (на единицу площади 2МЭС) $R_x^{(lin)}$, $R_y^{(lin)}$, и $R_y^{(circ)}$ для различных компонент фототока $j_{0x}^{(lin)}$, $j_{0y}^{(lin)}$, и $j_{0y}^{(circ)}$ определяется как отношение величины плотности соответствующего фототока к поглощаемой мощности на единице площади 2МЭС. Отношение между циркулярной и линейной компонентами фототока пропорционально $\omega \tau$, где ω – круговая частота плазмона, а τ – время релаксации импульса электронов в 2МЭС. Поэтому циркулярная компонента плазмонного фототока в 2МЭС с высокой подвижностью электронов (рис. 1).

- [1] H. Atwater and A. Polman, Nature Materials, 9, 205 (2010).
- [2] T. Hatano et al., Phys. Rev. Lett., 103, 103906 (2009).
- [3] V.V. Popov, J. Infrared Millimeter THz Waves, 32, 1178 (2011).
- [4] V.V. Popov, Appl. Phys. Lett., 102, 253504 (2013).

Прыжковая проводимость в области плато квантового эффекта Холла для гетероструктуры HgTe/ HgCdTe

Попов М.Р.¹, Гудина С.В.¹, Арапов Ю.Г.¹, Неверов В.Н.¹, Шелушинина Н.Г.¹, Подгорных С.М.^{1,2}, Якунин М.В.^{1,2}, Михайлов Н.Н.³, Дворецкий С.А.³

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18 ²УрФУ, Екатеринбург, ул. Мира, 1 ³ИФП СО РАН, Новосибирск, Россия

В данной работе был рассмотрен процесс проводимости в области плато КЭХ для КЯ НgTe шириной 20 нм с инвертированным энергетическим спектром. В сильно локализованной электронной системе в областях плато КЭХ, доминирующим механизмом низкотемпературного транспорта должна быть прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка вблизи уровня Ферми.



Рис.1. – Проводимость $\sigma_{xx}(T,v)$ как функция скейлингового параметра $x = |\Delta v|^{\gamma}/T$, $\gamma \approx 1.25$ при $v < v_c$ для $v_c \approx 1.5$ (T = 2.9 - 10 K, $|\Delta v| < 0.3$). На вставке: $ln(\sigma_{xx}T)$ как функция $1/T^{1/2}$. Сплошные линии – подгонка по закону Э-Ш (Ур. 1).

Для взаимодействующих 2D электронов реализуется режим прыжковой проводимости по Эфросу – Шкловскому (Э-Ш) [1]:

 $\sigma_{xx} \sim 1/T \exp[-(T_0/T)^{1/2}]$ (1)

где $kT_0 = Ce^2/4\pi\epsilon\epsilon_0\xi$, определяется кулоновской энергией на длине локализации ξ , $C \approx 6.2$ – численная константа.

Измерение $T_0(v)$ позволяет определить ξ как функцию v и проверить скейлинговый закон для КЭХ [2]: $\xi(v) \sim |v - v_c|^{-\gamma}$, γ критический индекс.

Для проверки универсальности скейлингового закона в окрестностях $v_c = 1.5$ или 2.5, на Рис. 1 были построены все зависи-

мости $\sigma_{xx}(v, T)$, как функции одного параметра $x = |\Delta v|^{\gamma} / T \sim T_0 / T$. Значения γ взяты из подгонки по степенному закону зависимостей T_0 от $|\Delta v| = |v - v_C|$.

Таким образом, мы демонстрируем справедливость закономерностей однопараметрического скейлинга для проводимости в режиме прыжковой проводимости на плато КЭХ, аналогично наблюдениям скейлингового поведения для прыжковой проводимости в структуре GaAs/Al_xGa_{1-x}As [3]. Мы также отмечаем, что значение критического индекса ($\gamma = 1.31 \pm 0.3$) находится в хорошем соответствии с теоретическим результатом $\gamma = 4/3$, найденным в теории классического протекания для систем с крупномасштабным примесным потенциалом [4].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №16-32-00725).

- [1] A.L. Efros, B.I. Shklovskii, J. Phys. C 8, L49 (1975)]
- [2] B. Huckestein, Rev. Mod. Phys. 67, 367 (1995)
- [3] Y. J. Zhao et al. Phys. Rev. B 78, 233301 (2008)
- [4] S.A. Trugman, Phys. Rev. B 27, 7539 (1983)

Двухчастичные связанные состояния в двумерных электронных системах, описываемых моделью BHZ

Сабликов В.А.

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 141190, Московская обл., г. Фрязино, пл. ак. Б.А. Введенского, 1

Модель Берневига-Хьюза-Жанга (BHZ) описывает множество широко исследуемых в настоящее время двумерных электронных систем, в которых реализуется как топологически нетривиальная фаза, так и обычное состояние. Важным обстоятельством является наличие двух гибридизованных зон, которые в отличие от дираковской модели имеют параболическую дисперсию. В докладе представлены результаты теоретического исследования связанных состояний двух взаимодействующих частиц в таких системах и выяснена роль, которую играет топология зонного спектра в их формировании и свойствах. Связанные состояния образуются как двумя электронами (они подобны куперовским парам), так и парой электрон-дырка (экситоны).

Основное внимание уделено двухэлектронным состояниям, так как спектральные свойства обоих видов пар во многом схожи. Связанные двухэлектронные состояния, как найдено, образуются при отталкивающем взаимодействии вследствие того, что состояния образующих связанную пару электронов формируются из одночастичных зонных состояний с эффективными массами противоположных знаков [1]. Механизм спаривания электронов может быть интерпретирован как результат образования отрицательной приведенной эффективной массы. Энергия двухэлектронных связанных состояний лежит в щели зонного спектра.

Установлены типы и классификация связанных состояний в соответствии с их спиновой и псевдоспиновой структурой. Последняя определяется композицией базисных состояний электронной и дырочной зон, формирующих данное связанное состояние. Имеются три типа состояний с разной спиновой структурой: состояния синглетного типа и триплетного типа. Для каждой спиновой структуры имеется несколько типов состояний, отличающихся псевдоспиновой структурой. Количество таких состояний зависит от параметра модели, характеризующего гибридизацию электронной и дырочной зон, и от перекрытия зон. Изучены зависимости энергии связанных состояний от потенциала взаимодействия между электронами и радиуса взаимодействия. В топологически тривиальной фазе связанные состояния четко разделяются по псевдоспиновой структуре при небольшом потенциале взаимодействия на две группы: состояния, сформированные базисными состояниями дырочной зоны, и состояния, сформированные базисными состояниями электронной и дырочной зон. В топологически нетривиальной фазе ситуация принципиально изменяется вследствие инверсии зон, когда параметр гибридизации зон меньше критической величины. В этом случае в спектре связанных состояний образуются новые ветви. Важно, что новые состояния имеют значительно большую энергию связи и возникают при значительно меньшем потенциале взаимодействия. Это указывает на то, что инверсия зон сильно облегчает спаривание электронов. Интересная особенность состоит еще и в том, что энергия новых двухэлектронных состояний не связана непосредственно с эффективными массами вблизи краев зонного спектра, а определяется суперпозицией состояний электронной и дырочной зон, формирующих связанное состояние. Образующаяся эффективная приведенная масса может быть значительно меньше зонных масс. Еще более нетривиальные особенности связанных состояний возникают при такой гибридизации зон, когда зонный спектр имеет вид мексиканской шляпы.

[1] V.A. Sablikov, Phys. Rev. B, 95, 085417 (2017).

Переходы плато-плато квантового эффекта Холла в структурах InGaAs/InAlAs с высоким содержанием InAs

Гудина С.В.¹, Арапов Ю.Г.¹, Неверов В.Н.¹, Ильченко Е.В.¹, **Савельев А.П.¹**, Подгорных С.М.¹, Шелушинина Н.Г.¹, Якунин М.В.¹, Васильевский И.С.², Виниченко А.Н.²

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18 ²НИЯУ "МИФИ", 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

Плато на зависимостях холловского сопротивления (ρ_{xy}) в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) соответствуют локализованным состояниям, в то время как между двумя соседними плато существует протяженное состояние при критическом значении магнитного поля (B_c) [1], так что, переход плато-плато можно рассматривать как переход локализованные-делокализованные-локализованные состояния. Гипотеза скейлинга основана на предположении о степенной расходимости длины локализации при приближении к B_c , $\zeta \propto$

 $|B - B_c|^{-\gamma}$, где γ – критический индекс длины локализации. Этот закон приводит к температурному уширению области перехода между плато, которое наиболее часто определяется как $(d\rho_{xy}/dB)_{\text{max}} \propto T^{-\kappa}$, где $\kappa = p/2\gamma$, а *p* задает температурную зависимость длины фазовой когерентности, $L_{\varphi} \propto T^{-p/2}$. Это дает непрямой метод определения γ из эксперимента.

Были измерены продольное и холловское сопротивления в режиме квантового эффекта Холла в магнитных полях В до 9 Тл и при температурах T=(1.8-30) К для гетероструктуры п-In_{0.85}Ga_{0.15}As/In_{0.82}Al_{0.18}As, концентрация носителей заряда n=4.45×10¹⁵ м⁻², подвижность $\mu = 8.3 \text{ м}^2/\text{B}$ с. Результаты проанализированы в рамках концепции скейлинга для проводимости по делокализованным состояниям в центрах уровней Ландау (УЛ).

Наблюдался переход от высокотемпературного неуниверсального скейлингового режима к низко-



ных T = (1.8-14) K (переход 2 \rightarrow 3).

температурному универсальному режиму скейлинга с критическими показателями $\kappa = [(0.5 \div 0.69) \pm 0.02]$ и $\kappa = [(0.21 \div 0.35) \pm 0.02]$, соответственно, с температурой перехода ~6 К. Низкотемпературные значения к хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями для систем с короткодействующим электрон-электронным взаимодействием [1] и наблюдались ранее как для спин-вырожденных УЛ [2], так и для спин-расщепленных УЛ [3] в системах с квантовыми ямами InGaAs с различным содержанием InAs. Высокотемпературные значения к коррелируют с экспериментальными результатами для систем с крупномасштабным случайным потенциалом, например, такие значения регулярно получают в классических и наиболее изученных модуляционно-легированных гетероструктурах GaAs/AlGaAs [4, 5]. Не обнаружено существенной разницы в значениях к, полученных для спин-поляризованных и спин-вырожденных уровней Ландау. Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № 01201463326, при частичной поддержке РФФИ, грант № 16-32-00725.

[1] A. M. M. Pruisken, International Journal of Modern Physics B 24, 1895 (2010).

[2] S.W. Hwang, et al., Phys.Rev.B 48, 11416 (1993).

[3] А.С. Клепикова, и др., ФНТ 43, 596 (2017).

[4] F. Hohls, et al., Phys. Rev. Lett. 88 036802 (2002).

[5] X. Wang, et al., Phys. Rev. B 93 075307 (2016).

Резонанс Фано в гибридных электрон-экситонных системах

Боев М.В.¹, Ковалев В.М.^{1,2}, Савенко И.Г.^{3,4}

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13 ²Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20 ³IBS - Institute for Basic Science, Daejeon, Republic of Korea ⁴ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверский проспект, 49

В последнее время значительно вырос интерес к гибридным твердотельным низкоразмерным системам. В том числе активно изучаются искусственные «смеси», состоящие из двумерных электронного и экситонного (или экситон-поляритонного) газов [1]. Взаимодействие бозевских и фермиевских частиц определяет многие электрофизические и оптоэлектрические свойства твердых тел, демонстрируя ряд

новых, нетривиальных эффектов.

В нашей работе [2] теоретически изучается магнетоплазменный (циклотронный) резонанс в гибридной системе, состоящей из пространственно разделенных двумерных электронного и диполярного экситонного газов, взаимодействующих посредством кулоновских сил, Рис.1(а). Исследуется динамика такой системы под действием слабого переменного электромагнитного поля в присутствии однородного магнитного поля.

Вычислена динамическая проводимость электронного газа с учётом взаимодействия электронов с возбуждениями экситонного конденсата, на основе которой проведен анализ спектра поглощаемой системой мощности. Показано, что спектр состоит из двух резонансных линий. Первая линия обусловлена хорошо известным магнетоплазменным возбуждением электронного газа и имеет стандартную лоренцевскую форму. Вторая линия ответственна за возбуждение коллективных мод экситонного конденсата – боголюбовских фононов, и имеет асимметричную форму резонанса Фано, ширина которого значительно меньше ширины магнетоплазменного резонанса, Рис.1(б,в).

С уменьшением времени рассеяния экситонов на примесях (т.е. в грязных образцах) резонанс Фано вырождается в симметричную лоренцевскую форму. Показано, что положение магнетоплазменного резонанса опре-



Рис.1 (а) Изучаемая система; (б) Спектры поглощения при разных скоростях боголонов; (в) Спектры поглощения при различной величине магнитного поля.

деляется величиной магнитного поля, а положение асимметричнй линии Фановского резонанса – плотностью частиц в экситонном конденсате. Последнее обстоятельство позволяет определять число конденсатных экситонов в экспериментах по циклотронному резонансу.

На Рис. 1(б) приведён спектр поглощаемой системой мощности для разных значений фазовых скоростей боголюбовских возбуждений экситонного конденсата, *s*, для экситонного времени рассеяния на примеси $\tau_X = 10^{-8}$ с. На Рис. 1(в) продемонстрировано влияние магнитного поля на положение резонансов: приводится зависимость поглощаемой мощности (для $s = 7 \times 10^5$ см/с) при различных значениях величины магнитного поля в единицах $\omega_c \tau_e$, где ω_c – циклотронная частота, τ_e – время рассеяния электронов на примесях.

[1] O. Cotlet, et al., Phys. Rev. B 93, 054510 (2016).

[2] Boev M.V., Kovalev V.M., Savenko I.G., Phys. Rev. B Rapid Communications 94, 241408(R) (2016).

Емкостная спектроскопия системы бесщелевых дираковских фермионов в HgTe квантовой яме

Козлов Д.А.^{1,2}, **Савченко М.Л.**^{1,2}, Зиглер Й.³, Квон З.Д.^{1,2}, Михайлов Н.Н.², Дворецкий С.А.², Вайс Д.³

¹Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 2 ²Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

Начиная с открытия безмассовых дираковских фермионов в графене, происходит интенсивный поиск и изучение систем с линейным законом дисперсии. Квантовые ямы HgTe толщиной 6.5 нм являются примером такой системы, в которой наблюдаются бесщелевые однодолинные двумерные дираковские фермионы с подвижностью носителей более 10^5 см²/Bc [1].

Транспортные свойства таких систем хорошо изучены, в частности, показано отсутствие энергетической щели в спектре дираковских фермионов, обнаружено большое число эффектов, подтверждающих линейность спектра дираковских фермионов в широком диапазоне энергий и сильное влияние долины тяжелых дырок, которая находится на 10-20 мэВ ниже дираковской точки. Однако в настоящий момент отсутствует какое-либо систематическое изучение наиболее важной характеристики, напрямую связанной с энергетическим спектром системы – плотности состояний. В данном исследовании впервые представлены зависимости плотности состояний системы дираковских фермионов от энергии Ферми, полученные с помощью емкостных измерений, и проведен анализ факторов, влияющих на плотность состояний в дираковской точке.

Обнаружено, что в квантовой яме HgTe с толщиной 6.6 нм, соответствующей перехо-

ду от прямого к инвертированному спектру, плотность состояний дираковских электронов линейно завиэнергии сит от Ферми при $E_{\rm F} > 30$ мэВ скоростью co $v_{\rm DF} = 8.2 \ 10^5 \ {\rm m/c}.$ При меньших энергиях наблюдается отклонение от линейного закона, свидетельствующее о сильном влиянии связанного с флуктуациями встроенного заряда беспорядка. Это приводит к размытию зон с характерным масштабом 15-20 мэВ. В валентной зоне, при отрицательных *E*_F, наблюдается резкий рост плотности состояний, связанный с хвостом плотности состояний долин тяжелых дырок. Описанное поведение согласуется с предложенной моделью, учитывающей как особенности реального спектра дираковских фермионов, так и влияние флуктуационного потенциала.



Рис.1. (а) – Экспериментальные и теоретические зависимости С(п). Точки – экспериментальные данные, сплошная линия – подгоночная кривая, построеная в рамках линейного закона дисперсии с учетом неоднородностей, вызванных случайным потенциалом, а также с учетом долин тяжелых дырок. (b) – Зависимости плотности состояний от энергии Ферми D(E_F), построенные по параметрам, извлеченным в ходе подгонки (a).

[1] B. Buttner, C. X. Liu, G. Tkachov, E. G. Novik, C. Brune et al., Nat. Phys. 7, 418 (2011).

Оптическая эмиссия из графена в сильном ТГц поле

Бодров С.Б., Корытин А.И., Мурзанев А.А., Оладышкин И.В., **Сергеев Ю.А.**, Степанов А.Н., Токман М.Д.

ИПФ РАН, 603950, г. Нижний Новгород. БОКС - 120, ул. Ульянова, 46.

В настоящее время интенсивно исследуются нелинейно-оптические свойства графена в связи с перспективами его приложений в плазмонике, оптоэлектронике и фотонике [1]. Уникальность этого материала обусловлена особенностями бесщелевой дисперсии дираковских фермионов, включающей в себя так называемые дираковские конусы. В окрестности дираковской точки фермионы имеют «безмассовый» закон дисперсии вплоть до энергий порядка 1.5 eV и высокую скорость Ферми. Вследствие этого графен обладает уникально высокими нелинейными восприимчивостями (как квадратичной, так и кубичной) в инфракрасном и терагерцовом диапазонах. В данной работе исследовалась оптическая эмиссия из графена под действием мощного ТГц поля.

Схема экспериментальной установки показана на рис 1. Для исследования была использована титан-сапфировая лазерная система Spitfire, генерирующая фемтосекундные импульсы с энергией 1 мДж, центральной длиной волны 795 нм и длительностью 50 фс с частотой повторения 700 Гц. Интенсивные ТГц импульсы генерировалось с использованием техники наклонного фронта интенсивности. Максимальное электрическое поле тера-

25000



Рис. 1. Экспериментальная установка: L1, L2, L3 - линзы; $\lambda/2$ – полуволновая пластинка; LN кристалл LiNbO3, PM1, PM2, PM3 - параболические зеркала; P1, P2 – $T\Gamma$ ц поляризаторы; F – оптические фильтры, Φ ЭУ – фотоэлектронный умножитель.

10 10 20000 10³ st 10³ 10² 15000 Counts 10 10000 10 160 200 240 2800 120 320 THz field, kV/cm 5000 0 120 160 200 240 280 320 THz field, kV/cm

Рис. 2. Число излученных фотонов как функция ТГц поля. Сплошная криваятеоретическая модель

герцового излучения достигало 300 кВ/см.

Оптическое излучение, генерируемое графеном, собиралось на фотоэлектронный умножитель, соединенный с системой счета фотонов Для исследования спектра оптического излучения графена использовался набор узкополосных и отсекающих фильтрах из цветного стекла.

При значениях THz поля свыше 100 кВ/см мы зарегистрировали появление оптического излучения из графена, быстро возрастающего по величине с ростом поля. Зависимость числа фотонов оптического излучения из графена, накопленного за $6 \cdot 10^4$ лазерных импульсов, от величины терагерцового поля изображена на Рис. 2. Была развита теоретическая модель генерации оптического излучения на основе баллистического размножения носителей под действием интенсивных ТГц импульсов (швингеровский механизм генерации электронно-дырочных пар).

[1]. Bonaccorso F., Sun Z., Hasan T., Ferrari A. C, Graphene photonics and optoelectronics, Nat. Photon., 4, 611–622 (2010).

Перенормировка закона дисперсии квазичастиц в двумерной электронной Ферми-жидкости на гетеропереходах ZnO/MgZnO

Соловьев В.В., Кукушкин И.В.

Институт Физики Твердого Тела РАН, 142432, Московская область, г. Черноголовка, ул. Академика Ocunьяна д.2., vicsol@issp.ac.ru

Динамика сильнокоррелированных многочастичных квантовых систем представляет собой одну из интереснейших задач современной фундаментальной физики. Плодотворная концепция элементарных возбуждений, или квазичастиц, предложенная Ландау [1], позволяет произвести соответствие между отдельными свойствами системы взаимодействующих Ферми-частиц и свойствами некоторого ансамбля невзаимодействующих фермионов. Характеристики вводимых квазичастиц при этом могут существенно отличаться от таковых для исходных, «затравочных» фермионов. Это, в частности, относится к закону дисперсии квазичастиц. Именно эта характеристика является весьма труднодоступной для исследования экспериментальными методами, в особенности при больших энергиях возбуждений.

В данном докладе представляются результаты исследования такого явления, как перенормировка массы квазичастиц, на новом объекте – гетеропереходах ZnO/MgZnO с системой двумерных электронов, отличающейся доминированием межчастичного кулоновского взаимодействия над кинетической энергией. Были исследованы спектры фотолюминесценции гетеропереходов, содержащих двумерную электронную систему с плотностью от 3.5*10¹¹ до 6.5*10¹² см⁻². Из ширины спектральной линии, соответствующей межзонным оптическим переходам с участием двумерных электронов, извлечен параметр массы оптической плотности состояний квазичастиц, который является усредненной характеристикой для закона дисперсии квазичастиц в диапазоне квазиимпульсов от нулевого значения до импульса Ферми [2].

Показано, что данная масса оказывается существенно ренормализованной ввиду электрон-электронного взаимодействия, и удваивается по мере увеличения параметра взаимодействия г_s от 2.4 до 6.5. Предложенный экспериментальный метод позволяет устанавливать свойства возбуждений при энергиях, выходящих за пределы применимости теории Ферми-жидкости Ландау, и демонстрирует существование хорошо определенных квазичастиц в ранее неисследованном режиме.

[1] Л.Д. Ландау «Теория ферми-жидкости», ЖЭТФ 30, 1058 (1956).

[2] А.Б Мигдал «О распределении взаимодействующих ферми-частиц по импульсам», ЖЭТФ 32, 399 (1957)

Эффект Холла в прыжковой проводимости по двумерному массиву квантовых точек

Степина Н.П.¹, Ненашев А.В.^{1,2}, Двуреченский А.В.^{1,2}

¹Институт физики полупроводников имени Ржанова, 630090 Новосибирск, ²Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск

Холловское сопротивление (R_{xy}) металлов и полупроводников дает важную информацию об их свойствах. Если в металлическом состоянии эффект Холла хорошо изучен и измеряем, в диэлектрической фазе его измерение и интерпретация вызывают большие трудности, а теория Друде-Больцмана оказывается неприменима. Более того, до сих пор нет однозначного мнения, может ли в принципе наблюдаться эффект Холла в

прыжковом режиме. В теоретическом сообществе к настоящему времени сформировалось представление, что эффект Холла может существовать при учете третьего виртуального прыжка между двумя локализованными состояниями и механизм эффекта Холла в прыжковой проводимости определяется интерференцией разных путей электрона в данных триадах с учетом и без учета третьего состояния [1,2]. Однако до сих пор нет убедительного экспериментального подтверждения выдвинутой теоретической модели эффекта Холла в прыжковой проводимости. Основной причиной скудности экспериментальных данных является малость величины холловского сопротивления и маскирование эффекта магнетосопротивлением (MC) мезоскопическими И флуктуациями проводимости, связанными с большой



ной подвижности (красные символы) и радиуса локализации (черные символы) от степени заполнения квантовых точек.



Рис.1. – Зависимость $R_{xy}(H)$ для образца с заполнением $v\sim 2.15$. Врезка - зависимость $\Delta R_{xy}(H)$.

величиной корреляционного радиуса холловской подсетки. В данной работе предпринята попытка обнаружения эффекта Холла в системе туннельно связанных квантовых точек германия в кремнии в широком диапазоне изменения проводимости в $(10^{-4} - 10^{-12})$ нулевом магнитном поле Ом⁻¹). включающим прыжковый, как так И диффузионный транспорт. Показано, что эффект Холла регистрируется на фоне МС не только в высокопроводящих образцах с диффузионной проводимостью, но и в структурах с прыжковой проводимостью (см. рис.1). При этом коэффициент Холла, а следовательно, и холловская подвижнось *µ*_{*н*} немонотонным образом зависят от среднего заполнения КТ дырками (рис.2). В работе [2] была продемонстрирована существенная связь

холловской подвижности с радиусом локализации ξ , хотя расчеты были выполнены только для трехмерного случая. Немонотонная зависимость радиуса локализации с заполнением КТ дырками (рис.2), объясняемая немонотонным поведением плотности состояний как функции энергии дырки, приводит, по нашему мнению, к аналогичной зависимости $\mu h(v)$.

[1] Т. Holstein, Phys. Rev. **124**, 1329 (1961). [2] Ю.М. Гальперин, Е.П. Герман, В.Г. Карпов. ЖЭТФ, **99**, 343 (1991).

Перколяция в решетке антиточек: доля проводящих связей и критический индекс проводимости

Ткаченко О.А.¹, **Ткаченко В.А.**¹, Миньков Г.М.², Шерстобитов А.А.²

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13 ²ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Неуниверсальность критического индекса проводимости перколирующих систем давно известна из теории [1] и экспериментов с 3D гранулированными материалами [2], но лишь недавно она обнаружена в полупроводниковой 2D системе [3]. Затворно-управляемая квадратная решетка антиточек с периодом 1 мкм была сформирована в плотном низкоподвижном двумерном электронном газе ДЭГ. Измеренная проводимость вела себя при σ

 $< e^2/h$ как $\sigma \approx C(V_g - V_g^*(T))^{\beta}$, где $V_g^*(T)$ пороговое напряжение, а показатель степени β≈4 оказался в три раза выше, чем было в прежних экспериментах с решетками антиточек, которые создавались в высокоподвижном ДЭГ. В отличие от гранулированных материалов, где перколяционно-туннельный переход наблюдается при контролируемом изменении состава, в решетках антиточек доля р проводящих связей управляется варьированием $V_{\rm g}$, либо T, при этом меняется само распределение локальных проводимостей и зависимость $p(V_{g},T)$ неизвестна. Долю проводящих связей $p(V_{g},T)$ можно оценить только из расчетов, восстанавливая распределение кондактансов связей $g_{mn}(V_g,T)$ по измеренной проводимости решетки. Такая задача была решена численно [3] для решетки размером 300×500 узлов при некоторой случайной реализации расстояний между антиточками. Для каждой пары (Vg,T) найдено свое распределение $g_{mn}(x)$, где $x=N/N_{tot}$, N – номер связи в порядке убыли gmn, Ntot – полное число межузельных связей в решетке. Оказалось, что при низких T распределение $g_{mn}(x)$ можно приблизить двумя кусочками экспонент с разными показателями $k_1 \cdot x$ и $k_2 \cdot x$ ($k_2(T) \gg k_1(T)$), сшитыми в точке x_0 . При низких σ долю проводящих связей $p(T, V_g)$ можно найти по условию $g_{mn}(p) > \sigma$. Из-за зависимостей $x_0(V_g)$ и $k_2(T)$ это условие преодолевается все большим числом связей с повышением Т или уменьшением обедняющего V_{g} (рис.1а). Причем, согласно вычисленным картинам тока, место критического элемента в решетке, определяющего ее проводимость остается тем же самым. Найдено, что если $V_g \rightarrow V_g^*$, то $p \rightarrow 0.5+\delta$, где δ очень малая (3·10⁻⁴) поправка, которая возникает при перколяции



Рис.1. (а) Зависимость доли р проводящих связей от V_g , T. (b,c) Зависимость проводимости решетки от р при указанных T (b) и V_g (c).

для конкретной реализации беспорядка из-за конечного размера решетки. В таком случае проводимость ведет себя как $\sigma = A(p-0.5-\delta)^t$. Оказалось, что *t* близко к стандартному значению 1.3 при фиксированных низких *T* (рис.1b), но *t* не является универсальным, а зависит от выбора фиксированного V_g возле порога (рис.1c). Непостоянство *t* и отличие от 4 объясняется нелинейностью и различием зависимостей $p(V_g)$ при разных низких *T* (рис.1a). В вычислениях были использованы ресурсы Сибирского суперкомпьютерного центра (ССКЦ, Новосибирск).

[1] V. Ambegaokar, B.I. Halperin, J.S. Langer, Phys. Rev. B. 4, 2612 (1971).

[2] D. Toker, D. Azulay, N. Shimoni, I. Balberg, O. Millo, Phys. Rev. B. 68, 041403 (2003).

[3] В.А.Ткаченко, О.А.Ткаченко, Г.М.Миньков, А.А.Шерстобитов, Письма в ЖЭТФ 104, 501 (2016).
Скейлинг проводимости квадратных решеток с экспоненциально широкими распределениями кондактанса связей

Ткаченко О.А., Ткаченко В.А.

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

Решетки с экспоненциально широкими распределениями сопротивлений связей являются базовыми моделями разупорядоченных естественных [1] и искусственных [2] наносистем, а конечный скейлинг (масштабирование) является одним из способов изучения беспорядка [3]. Этот метод подразумевает расчеты характеристик небольших систем с усреднением по реализациям беспорядка и изменением линейного размера систем *L*, например, зависимостей кондактанса $\langle G \rangle (L)$. Решетки описываются распределениями кондактансов связей $g_i=F(x_i)$, где $0 < x_i < 1$ случайные равномерно распределенные числа. Этим методом исследовались перколирующие системы (F(x)=0 при $x < x_c$) для нахождения критических, в том числе неуниверсальных, индексов проводимости [3]. Однако поведение $\langle G \rangle (L)$ для решеток с экспоненциальным разбросом сопротивления не рассматривалось. Мы вычислили эту зависимость для решеток из $L \times L$ узлов ($4 \le L \le 500$) с F(x), которые близки к моделям решеток антиточек в полупроводниковом двумерном электронном газе [2]: F=1 при $0 < x < x_0 < 0.5$ и $F = \exp(k \cdot x_0 \cdot k \cdot x)$ при $x_0 < x < 1$, k >> 1, т.е. часть связей x_0 находится в открытом режиме, а остальные $1-x_0$ в туннельном. В случае чисто экспоненциальных распре-

делений численные расчеты невозможны при k>50 из-за слишком малых значений локальных проводимостей. При x0 =0.4-0.47 значения k можно увеличить до 200. Такие большие k характерны для туннельных сужений между антиточками [2]. Основной результат для разных k и x0 показан на рис.1. Существует длина беспорядка $\xi_D \approx 0.2k^{\nu}$ [4], где v=4/3 критический индекс длины корреляции в 2D системах. При $L \ge \xi_D (\ln(L/k^{\nu}) \ge -1.6) \ln(\langle G \rangle / G_e)$ стремится к 0 по закону L^{-2} , где $G_e = \exp(-k/2)$ в случае x0=0 [4]. Мы обнаружили, что при x0=0 и при малых $L < \xi_D$ поведение $\langle G \rangle (L)$ становится масштабно инвариантным, т.е. $\langle G \rangle (L)$ является степенной функцией L^{-n} , где $n \approx k/5$. В случае близости x₀ к 0.5 отрезок L<ξ_D может быть весьма широким и даже иметь два участка с разными наклонами (например, n=2 при малых L и n=3.25при больших L в случае $x_0 = 0.43$, k = 180). На рис.1 показатель степени *п* меняется от 10 до 1.5,



Puc.1. – Усредненная по реализациям беспорядка проводимость решеток.

в то время как для обычных двухфазных систем на пороге перколяции стандартное значение есть n = t/v = 0.98[3]. Таким образом, методом конечного скейлинга мы нашли, что в решетках с экспоненциальным разбросом критический индекс проводимости может меняться в широких пределах 2<t<13. Суперкомпьютерные расчеты выполнялись с использованием ресурсов ССКЦ.

[1] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников, М.: Наука (1979).

[2] В.А. Ткаченко, О.А. Ткаченко, Г.М. Миньков, А.А. Шерстобитов, Письма в ЖЭТФ **104**, 501 (2016).

[3] P.N. Sen, J.N. Roberts, B.I. Halperin, Phys. Rev. B. 32, 3306 (1985).

[4]Y. M. Strelniker, S. Havlin, R. Berkovits, A. Frydman, Phys. Rev. E 72, 016121 (2005).

Эффект плазмонного электрон-дырочного храповика в графене

Фатеев Д.В.¹, Машинский К.В.², Попов В.В.^{1,2}

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Саратовский филиал),410019,Саратов, ул. Зелёная, 38

²Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, 410012, Саратов, ул. Астраханская, 82

В последнее время активно исследуется плазмонное детектирование терагерцового (ТГц) излучения в двумерных (2D) электронных системах с решеточным затвором [1]. Графеновые структуры с решеточным затвором применялись для плазмонного выпрямления ТГц излучения в нерезонансном режиме [2]. Плазмонное выпрямление ТГц излучения в графене с решеточным затвором возникает в результате действия двух физических механизмов [3]: эффекта дифференциального увлечения носителей заряда полем плазмона и эффекта электрон-дырочного плазмонного храповика.

В данной работе рассмотрено выпрямление ТГц излучения в графеновой структуре с двойным решеточным затвором при резонансном возбуждении плазмонов вблизи высших плазмонных резонансов. Две подрешетки затвора с ширинами w_1 и w₂ расположены в одной плоскости и смещены друг относительно друга для создания асимметрии элементарной ячейки периодической структуры. Асимметрия структуры описывается коэффициентом $K = 1 - s_1 / s_2$, где s_1 и s_2 – ширины узкого и широкого просветов между затворами подрешеток, причем в рассмотренной структуре при изменении коэффициента асимметрии сумма ширин просветов сохранятся $s_1 + s_2 = 0.375$ мкм. Нелинейные свойства движения носителей заряда в графене описываются на основе гидродинамиче-



Рис.1. – Спектры чувствительности детектирования ТГ и излучения в зависимости от коэффициента асимметрии К для графеновой структуры с параметрами $w_1 = 1$ мкм, $w_2 = 0.25$ мкм, для распре-деления энергии Ферми в элементарной ячейке графена $\varepsilon_{F,w_1}^{(0)} = \varepsilon_{F,s_2}^{(0)} = -\varepsilon_{F,w_2}^{(0)} = 39$ мэВ.

ского подхода [3]. Электрические поля плазмонов, возбуждаемые падающей ТГц волной, и коэффициенты поглощения для рассматриваемой графеновой структуры вычислены в рамках самосогласованного электродинамического подхода, основанного на методе интегрального уравнения [4].

Исследовано влияние геометрической асимметрии и асимметрии электрического поля плазмонов на выпрямление ТГц излучения за счет плазмонных эффектов в графеновой структуре (рис. 1). Выяснено, что структуре с участками электронной и дырочной проводимости в элементарной ячейке выпрямление ТГц излучения происходит главным образом за счет эффекта плазмонного электрон-дырочного храповика. В дополнение к повышению чувствительности плазмонного детектирования с ростом коэффициента асимметрии структуры, происходит значительное увеличение чувствительности детектирования при возбуждении гибридных плазмонных резонансов.

- [1] V.V. Popov, J. Infrared Millim. Terahertz Waves, 32, 1178 (2011).
- [2] P. Olbrich et al., Phys. Rev. B, 93, 075422 (2016).
- [3] D.V. Fateev et al., Appl. Phys. Lett., 110, 061106 (2017).
- [4] Д.В. Фатеев и др., Физика и техника полупроводников, 44, 1455 (2010).

Квантовое обобщение модели Томаса – Ферми

Чаплик А.В.1

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН13, Проспект Лаврентьева, 630090, Новосибирск

Корректный учет межчастичного взаимодействия в системах многих частиц представляет значительные математические трудности. Наиболее частым приближением в таких задачах является приближение среднего поля (ПСП) (mean field approximation), в котором пренебрегают флуктуациями и частицы рассматриваются как сплошная среда с неоднородной плотностью. Если к тому же описывать систему частиц классической функцией распределения (статистика при этом может быть и квантовой), то возникает хорошо известное приближение Томаса-Ферми. Существуют, однако, ситуации, в которых, по крайней мере, некоторые степени свободы частиц требуют квантового описания. Примерами могут служить электроны в квантовой яме или бозе-частицы (например, дипольные экситоны) в электростатической ловушке. В таких случаях плотность частиц, фигурирующая в ПСП, должна быть выражена через волновые функции частицы в эффективном потенциале. Последний сам зависит от волновых функций и чисел заполнения квантовых состояний, так что надо решать самосогласованную задачу. В случае короткодействующего взаимодействия между частицами (двумерный газ дипольных экситонов) возникает нелинейное волновое уравнение, а если взаимодействие дальнодействующее, уравнение становится интегро-дифференциальным (нелокальные эффекты). К подобным задачам применяют также метод функционала плотности, который на последнем этапе вычислений использует вариационный принцип и численные расчеты.

В предлагаемой же работе один из упомянутых выше примеров допускает точное аналитическое решение. Имеются в виду дипольные экситоны в плоской кольцевой ловушке в ультраквантовом пределе по радиальному движению. Возникающее здесь уравнение типа Шредингера с потенциальной энергией пропорциональной квадрату волновой функции решается для прямоугольной ямы конечной глубины в качества затравочного потенциала ловушки. Второй пример с электронами в МДП-структуре приводит к нелинейному интегро-дифференциальному уравнению. Нижние уровни энергии находятся в этом случае прямым вариационным методом.

Квантовый фазовый переход антиферромагнетиксверхпроводник в низкоразмерных неупорядоченных системах

Чарикова Т.Б.¹, Шелушинина Н.Г.¹, Харус Г.И.¹, Петухов Д.С.¹, Петухова О.Е.¹, Иванов А.А.²

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

²Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

Взаимосвязь между антиферромагнетизмом (АФ) и сверхпроводимостью (СП) обсуждается в настоящее время как теоретически, так и экспериментально и является принципиальным вопросом во многих областях физики конденсированного состояния [1].

Объектами исследования были монокристаллические пленки Nd_{2-x}Ce_xCuO₄₊₈/SrTiO₃ (толщина пленок d = 200-500 нм) с различной ориентацией (001) и (110) - ось с кристаллической решетки в образцах направлена перпендикулярно плоскости подложки и вдоль плоскости подложки, изготовленные методом импульсного лазерного напыления тонкопленочных слоев многокомпонентных материалов.

Существование скейлинга холловского и продольного сопротивления $\rho_{xy}(B) \sim [\rho_{xx}(B)]^{\beta}$ в электронно-легированных купратных сверхпроводниках в области термически активированного течения вихрей, а также уменьшение величины скейлингового индекса (показателя степени) при температуре T = 4.2K от β = 1.2 ± 0.1 на границе сосуществования AΦ и CП (x=0.14) [2] до β = 0.7 ± 0.1 в CП области с максимальной критической температурой (x=0.15) свидетельствует об изменении симметрии спаривания носителей заряда от анизотропного s-волнового типа спаривания к симметрии спаривания d-типа вследствие усиления роли антиферромагнитных спиновых флуктуаций.

В результате комплексных (гальваномагнитных и магнитных) исследований модельной квазидвумерной системы Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+δ} получены данные об анизотропии электронного спектра и, следовательно, об анизотропии свойств системы в области квантового фазового перехода из антиферромагнитной фазы волн спиновой плотности к сверхпроводящей фазе антиферромагнитных спиновых флуктуаций.

Работа выполнена в рамках федеральной целевой программы «Электрон» № 01201463326_при частичной финансовой поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН (грант № 15-8-2-6) и РФФИ (грант №15-02-02270).

[1] J.Otsuki, H.Haferman, A.Lichtenstein, Phys. Rev. B 90, 235132(12) (2014).

[2] T.B.Charikova, N.G.Shelushinina, G.I.Harus, D.S.Petukhov, O.E. Petukhova, A.A.Ivanov, Physica C 525–526, 78–83 (2016).

Уточнение критерия кристаллизации Вигнера и модель низкотемпературного транспорта двумерных систем

Черемисин М.В.

Физико-Технический Институт им. А.Ф.Иоффе, С-Петербург, 194021, ул.Политехническая 26

В [1] найдено, что условие перехода [2] электронного(дырочного) двумерного газа в кристалл Вигнера содержит ошибку и дает завышенные в π раз критическую концентрацию двумерных носителей и температуру перехода. Используя результат работы [3] для порогового значения отношения кулоновской энергии к кинетической $r_s = 37+/-5$ нами по-казано [1], что упорядоченное состояние Вигнера не было достигнуто для реальных двумерных систем [4] с затвором.

В рамках модели ферми газа был предложен подход[1], позволяющий объяснить изменение поведения сопротивления двумерных систем от металлического к изоляционному [4]. С учетом поправки Пельтье-Зеебека полное измеряемое сопротивление двумерного газа имеет универсальный вид $\rho = \rho_0 (1 + \alpha^2 / L)$, где L - число Лоренца. Омическое сопротивление ρ_0 и термоэдс α зависят от температуры и энергии Ферми µ, которая, в свою очередь, определяется приложенным напряжением на затворе двумерной структуры. Доказательство универсальности полученного результата представлено на рис.1. На вкладке выделена серия экспериментальных кривых [4], каждая из которых при заданном значении приложенного напряжения (т.е. энергии Ферми) имеет максимум при определенной температуре *T*_{max} и, таким образом, может быть перестроена в виде зависимости ρT_{max} от T/T_{max} . Представленные подобным образом экспериментальные зависимости ложатся[1] на универсальную кривую, являющуюся результатом предложенной нами модели. Также, в [1] проведено исследование сильно разряженного двумерного газа и получено активационного



Рис.1. – Зависимость ρT_{max} от T/T_{max} . для серии экспериментальных[4] зависимостей $\rho(T)$, имеющих максимум (вкладка)

вида выражение $\rho^{-1} \sim T^3 exp(-|\mu| / kT)$ для обратной величины измеряемого сопротивления. Проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

- [1] M.V.Cheremisin, Physica E, 27, 151 (2005); Sol. State Comm., 253, 46 (2017).
- [2] P.M.Platzman, H.Fukuyama, Phys. Rev. B 10, 3150 (1974).
- [3] B. Tanatar, D.M.Ceperley, Phys. Rev. B 39, 5005 (1989).
- [4] Y.Hanein et al., Phys. Rev. Lett. 80, 1288 (1998).

Спектр магнетоплазмона при произвольной диссипации двумерного газа с учетом асимметрии в поперечном направлении

Черемисин М.В.

Физико-Технический Институт им. А.Ф.Иоффе, С-Петербург, 194021, ул.Политехническая 26

Показано [1], что распространенный подход "эффективной диэлектрической функции" неприменим для описания спектра плазмона в нулевом магнитном поле в области малых волновых векторов. Для реальных диссипативных двумерных систем, имеющих асимметрию диэлектрической проницаемости($\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$) в поперечном плоскости газа направле-

нии, необходимо точное решение электродинамических уравнений [2]. Нами найдено условие существования плазмона с произвольным волновым вектором в виде $\sigma > (\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2})/2$, где $\sigma = 2\pi\sigma_0/c$ параметр рассеяния, σ_0 проводимость двумерного газа.

Для фиксированного значения волнового вектора и произвольного рассеяния вычислена [1] вещественная часть безразмерной частоты магнетоплазмона $\Omega' = \omega/\omega_p$ от циклотронной частоты $\Omega_c = \omega_c/\omega_p$, где $\omega_p = 2\pi ne^2/mc$. Как видно из рисунка, с увеличением рассеяния происходит уменьшение(увеличение) частоты магнетоплазмона в области слабых(сильных) магнитных полей по сравнению со случаем недиссипативного двумерного газа $\sigma = \infty$. В случае сильного рассеяния возможны низкочастотные плазменные возбуждения в области слабых магнитных полей. Для диаметра диска d = Iмм двумерной системы n-GaAs[3] и, соответственно, величины волнового вектора основной моды q=2.4/d=24 см⁻¹, концентрации носителей $n = 2.54 \times 10^{11}$



Рис.1 Спектр магнетоплазмона для $\sigma = \infty$; 3.6; 0.67; 0.53. Вкладка: эксперимент [3] и расчет(тонкая линия) для $\sigma=2.8$ [1].

см⁻² сравнение спектра магнетоплазмона с результатом теории представлено на вкладке к рисунку. Видно хорошее согласие результатов теории и эксперимента.

[1] M.V.Cheremisin, arXiv 1612.06351 (2016)

[2] K.W.Chiu and J.J.Quinn, Phys. Rev. B 9, 4724 (1974)

[2] I.V.Kukushkin et al, Phys. Rev. Lett. 90, 156801 (2003)

Разогрев электрическим током двумерного электронного и дырочного газа в квантовых ямах HgTe

Шерстобитов А.А.^{1.2}, Миньков Г.М.^{1.2}, Германенко А.В.², Рут О.Е.², Михайлов Н.Н.³ Дворецкий С.А.³

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18. ²ИЕН, УрФУ, 620083, Екатеринбург Ленина 51. ³ИФП СоРАН 630090 Новосибирск пр. ак. Лавреньтьева 13.

Структуры на HgTe в настоящее время привлекают бурный интерес как экспериментаторов так и теоретиков. Интерес к данным структурам вызван как их новизной, структуры высокого качества научились делать совсем недавно, так и богатством наблюдаемых эффектов. Одним из важных параметров полупроводниковых материалов являются параметры взаимодействия носителей с фононами. В частности они определяют скорость передачи энергии из электронной системы в фононную, или что тоже самое параметры разогрева носителей электрическим током.

Данный доклад посвящен экспериментальному исследованию разогрева электронного и дырочного газа в двумерных структурах с одиночными квантовыми ямами HgTe в HgCdTe.

Были исследованы несколько образцов с инвертированным спектром с толщинами 9.5, 10, 16, 20 нанометров. Измерения проводились при температуре фононов от 1.4 до 4.2 градусов Кельвина. Образцы имели форму холловских мостиков, с размерами длинна 1мм ширина 0.5мм. На образцах был сделан затвор, который позволял менять концентрацию носителей от (4-5) 10^11см^-2 дырок до (2-3) 10^11см^-2 электронов. В качестве подзатрворного диэлектрика использовался парелен (poly-paraxylene). Для исследования разогрева изготавливались образцы с толстым подзатворным диэлектриком, так чтобы характерное напряжение на затворе было много больше падения напряжения на образце.

Измерены вольт-амперные характеристики, при разных температурах и напряжениях на затворе. Из них определена температурная зависимость проводимости в омической области. Мощность необходимая для разогрева электронной системы в зависимости от температуры электронного газа определялась в предположении, что проводимость системы зависит только от температуры электронов. В стационарных условиях она равна скорости релаксации энергии из электронной системы в решетку. Проанализирована зависимость скорости релаксации энергии от концентрации носителей. Обсуждаются механизмы релаксации энергии.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Электрон», № 01201463326) при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (задание № 3.9534.2017/ВР), РФФИ (гранты № 16-02-00516 и № 15-02-02072) и Программы повышения конкурентноспособности УрФУ (соглашение №02.А03.21.0006).

Кинетическое уравнение для квазидвумерного электронного газа с непараболическим законом дисперсии

Шульман А.Я.

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

Расчёт энергетического спектра электронов в обогащенном слое на поверхности полупроводника n-типа с узкой запрещённой зоной связан со значительными трудностями как из-за наличия заполненных состояний непрерывного спектра, так и из-за заметной непараболичности зоны проводимости (см. например, [1], с. 58 и 309, или [2] как частный пример обычного подхода в геометрии пластины конечной толщины). Из-за отсутствия количественной информации об энергетическом спектре квазидвумерных подзон и соответствующих волновых функциях для описания транспортных свойств используют модельную постановку задачи, подставляя, например, в уравнение Шредингера эффективную массу электронов в подзонах как функцию энергии [3] – [5].

Предложенный в [6] и реализованный в [7] на примере металлических систем метод самосогласованного решения одночастичного уравнения Шредингера и уравнения Пуассона был применён к электронам в обогащённом слое на поверхности n-InAs [8]. Вычисленный энергетический спектр $E_j(\mathbf{k})$ квазидвумерных подзон оказался в количественном согласии с измеренным методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) [9]. Непараболичность зоны проводимости InAs была учтена в рамках двухзонной модели Кэйна с использованием скалярного уравнения метода эффективной массы [10]. Анализ рассчитанных зависимостей $E_j(\mathbf{k})$ показал, что двумерная плотность состояний и пропорциональная ей циклотронная эффективная масса $m^*(E)$ квазидвумерных электронов линейно зависят от энергии E, аналогично циклотронной массе в кэйновской зоне проводимости [11]. Однако коэффициенты этой зависимости отличаются от зонного случая таким образом, что циклотронная масса на дне подзоны квазидвумерного спектра оказывается несколько тяжелее, чем на дне зоны проводимости. В результате энергетический спектр квазидвумерных электронов, аналогично объёмной зоне проводимости, описывается формулой Кэйна, но с изменёнными параметрами.

Проанализирована возможная природа обнаруженного факта как следствия зависимости самосогласованного квазипотенциала в скалярном уравнении эффективной массы от энергии связанного состояния. Полученные результаты позволяют явно определить потоковую часть кинетического уравнения для электронов и правила отбора в интегралах столкновений. Сечения рассеяния для различных механизмов рассеяния квазидвумерных электронов могут быть рассчитаны по численно найденным собственным функциям.

[1] Т. Андо и др., Электронные свойства двумерных систем, МИР, Москва (1985).

[2] T. Inaoka, Y. Sanuki, and M. Shoji, AIP Advances 2, 042149 (2012).

[3] B.K Ridley, Rep. Prog. Phys. 54, 169 (1991), p. 178.

[4] M. Helm, The Basic Physics of Intersubband Transitions, in Semiconduct. and Semimet., 62, 1 (1999)

[5] Л.Е. Воробьёв и др., Оптические свойства наноструктур, НАУКА, СПб (2001)

[6] A.Ya. Shul'man, J. Phys.: Conf. Ser. 35, 163 (2006).

[7] Д.В. Посвянский, А.Я. Шульман, ЖЭТФ 136, 169 (2009).

[8] А.Ya. Shul'man and D.V. Posvyanskii, J. Phys.: Conf. Ser. 510, 012029 (2014). Д.В. Посвянский, А.Я. Шульман, Тезисы докл. XII Рос. конф. по физике полупроводников, Москва (2015), с. 248

[9] V.Yu. Aristov et al, Phys. Rev. B 60, 7752 (1999).

[10] А.Я. Шульман, Тез. докл. ХІ Рос. конф. по физике полупроводников, СПб (2013), с. 269.

[11] И.М. Цидильковский, Зонная структура полупроводников, НАУКА-ФМ, Москва (1978), с. 227.

Электронный парамагнитный резонанс в сильнокоррелированных двумерных электронных системах в [001] AlAs квантовой яме

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

Институт физики твердого тела Российской академии наук, ул. Академика Осипьяна д.2, г. Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия.

Электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) был исследован в асимметричнолегированной 16 нм AlAs/AlGaAs квантовой яме, выращенной вдоль направления [001]. Системы двумерных электронов, формирующиеся в подобных структурах, характеризуется целым рядом уникальных свойств. Например, эффективная масса электрона в них анизотропна и в несколько раз превышает массу электрона в GaAs. Большая масса носителей заряда приводит к доминированию энергии электрон-электронного взаимодействия над кинетической, а значит, и к значительному возрастанию роли многочастичных эффектов и существенному изменению спиновых свойств такой системы. Современные технологии роста позволяют получать чрезвычайно чистые двумерные электронные системы в AlAs квантовых ямах. В таких системах наблюдается не только целочисленный, но и дробный квантовые эффекты Холла.

Удивительным образом ЭПР детектировался также и в случае магнитного поля параллельного плоскости квантовой ямы, что позволило с большой точностью исследовать плоскостную анизотропию g-фактора электрона. При условии, что компонента магнитного поля была направлена вдоль кристаллографических осей [110] или [1-10] наблюдался один резонансный пик ЭПР. При других ориентациях магнитного поля в плоскости пик ЭПР расщеплялся на два хорошо различимых пика. Данное экспериментальное наблюдение свидетельствует о том, что обе плоскостные долины в Х-точках зоны Бриллюэна заселены электронами, и каждая из этих долин характеризуется анизотропным g-фактором. Главные оси и главные значения тензоров g-фактора были измерены для каждой из долин.

Спиновая динамика ядер вблизи двумерной электронной системы в AlAs-квантовой яме была исследована экспериментально посредством методики ЭПР. Ненулевая спиновая поляризация ядерной подсистемы, формирующаяся при релаксации неравновесных спинов электронов вблизи парамагнитного резонанса в ядерную подсистему за счет сверхтонкого взаимодействия, приводила к возникновению сдвига Оверхаузера ЭПР. Размагничивание ядерных спинов радиочастотным излучением вызывало резонансное уменьшение сдвига Оверхаузера, что позволяло эффективно детектировать ядерный магнитный резонанс (ЯМР). Эксперименты по ЯМР позволили определить, что только спин ⁷⁵As взаимодействует с двумерной электронной системой. Время спиновой релаксации ядер было измерено по затуханию сдвига Оверхаузера парамагнитного резонанса электронов проводимости. Измеренное время сильно зависело от фактора заполнения электронной системы: было максимально при факторе = 1 и убывало при отходе от единичного фактора заполнения. Указанное значение более чем на порядок превышает характерные времена релаксации ядер в GaAs/AlGaAs гетероструктурах.

Перенормировка эффективной массы электрона, задающей период индуцированных микроволновым излучением осцилляций сопротивления, в GaAs/AlGaAs гетероструктурах

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

Институт физики твердого тела Российской академии наук, ул. Академика Осипьяна д.2, г. Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия.

В высокочастотном электромагнитном поле при достаточно низких температурах диагональное сопротивление высококачественных двумерных электронных систем осциллириует периодично по обратному магнитному полю. Данное явление было впервые обнаружено около 20 лет назад. За этим открытием последовали обширные экспериментальные и теоретические исследования: были изучены зависимости амплитуды эффекта от температуры, ориентации магнитного поля, мощности и поляризации микроволнового излучения. Было обнаружено, что вблизи минимумов таких осцилляций при определённых условиях система переходит в состояние с нулевым сопротивлением. Разработанные теории успешно объясняют большую часть экспериментальных аспектов явления индуцированных микроволновым излучением осцилляций магнетосопротивления, однако ряд фактов не укладывается ни в одну из существующих теоретических концепций. Например, период таких осцилляций задаётся отношением частоты падающего на образец излучения к величине eB/m*, где е — заряд электрона, В — величина магнитного поля, а m* — эффективная масса электрона, при этом величина т* существенно отличается от циклотронной массы, что составляет одну из загадок данного явления. Указанное различие, как правило, приписывают влиянию электрон-электронного взаимодействия, однако систематическое исследование данного аспекта до сих пор не было осуществлено. В рамках данной работы было изучено влияние электрон-электронного взаимодействия на период индуцированных излучением миллиметрового диапазона осцилляций продольного магнетосопротивления в GaAs/AlGaAs гетероструктурах.

В ряде GaAs/AlGaAs квантовых ям и гетероструктур с различной двумерной плотностью электронов n по периоду осцилляций была измерена эффективная масса электрона m*. Таким способом определённая масса электрона, как оказалось, зависит от плотности n немонотонным образом. При низкой концентрации электронов масса резко возрастает с уменьшением n. Подобное поведение явным образом указывает на перенормировку m* вследствие сильного электрон-электронного взаимодействия. Минимальное значение эффективной массы, наблюдавшееся при промежуточных значениях n, было существенно меньше циклотронной массы в полном соответствии с результатами других научных групп. Медленное увеличение m* в больших плотностях, по всей видимости, обусловлено непараболичностью зоны проводимости в GaAs.

Аномалии квантового магнитотранспорта в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe со спектром двуслойного графена

Якунин М.В.¹, Криштопенко С.С.², Подгорных С.М.¹, Попов М.Р.¹, Неверов В.Н.¹, Терре F.³, Jouault B.³, Desrat W.³, Михайлов Н.Н.⁴, Дворецкий С.А.⁴

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18 ²ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород ³Laboratoire Charles Coulomb (L2C), Universite Montpellier, 34095 Montpellier, France ⁴ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск,

Мы сообщаем о наблюдении необычной структуры квантового эффекта Холла (КЭХ) в двойной квантовой яме (ДКЯ), созданной из двух слоев бесщелевого материала HgTe близкой к критической толщиной 6.3 – 6.5 нм, разделенных барьером Hg0.3Cd0.7Te в ~3 нм [1]. В этом случае энергетический спектр ДКЯ похож на спектр двуслойного графена, хотя и со своей спецификой [2], который радикально отличается от случая аналогичной ДКЯ с более широкими слоями HgTe [3]. На плато КЭХ i = 2, $\rho_{xy} = h/ie^2$, обнаружен аномальный пик, который отображает возвратный переход i = 2 - 1 - 2 между состояниями системы с существенно различными концентрациями подвижных дырок ps. В области небольших полей наблюдается традиционная картина КЭХ для $p_s = 0.4 \times 10^{15}$ м⁻², простирающаяся вплоть до левого склона аномального пика. В значительно больших полях наблюдается стабильный переход i = 2 - 1, положение которого дает величину $p_s = 1.6 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$. Левому и правому склонам аномального пика в $\rho_{xy}(B)$ соответствуют два пика продольного магнитосопротивления $\rho_{xx}(B)$. Левый пик соответствует традиционной схеме пересечения уровнем Ферми E_F делокализованного состояния между фазами КЭХ i = 2 и i = 1. В таком случае правый пик должен отображать обратное пересечение делокализованного состояния с тем же порядковым номером.

Описанные явления анализируются на основе расчетов спектра в 8-зонном *kp* подходе. Показано, что специфика исследуемой системы связана со следующими особенностями картины магнитных уровней: (i) существует электронный уровень, наложенный на веер дырочных уровней; (ii) в небольших полях траектория движения $E_F(B)$ стабилизируется и большая доля дырок локализуется в состояниях тяжелых дырок высокой плотности вблизи бокового максимума валентной подзоны. В больших полях $E_F(B)$ уходит вверх от бокового максимума, следуя за электронным уровнем, и здесь уже все дырки участвуют в формировании КЭХ. Поэтому переход i = 2 - 1 в



Рис. 1. – Холловская проводимость $\sigma_{xy}(B, V_g)$.

сильных полях определяет полную концентрацию дырок. Наблюдаемая эволюция КЭХ с подсветкой, наклоном магнитного поля, приложением напряжения затвора V_g находится, по крайней мере, в качественном согласии с расчетами. Примечательно фиксированное положение аномального пика (формирующего локальное плато i = 1) и особенностей в слабых полях в широком интервале V_g (рис. 1), что согласуется с идеей локализации в состояния бокового максимума.

[1] M.V. Yakunin et al., JETP Lett., 104, 403 (2016).

[2] S.S. Krishtopenko et al., Nature: Scientific Reports, 6, 30755 (2016).

[3] M.V. Yakunin et al., Phys. Rev. B, 93, 085308 (2016).

Секция 5

Одномерные и нульмерные системы

Долинное расщепление в нанопроволоках из селенида свинца

Авдеев И.Д., Нестоклон М.О.

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

Селенид свинца — широко распространенный в ИК оптоэлектронике материал. Узкая ширина запрещенной зоны и легкие массы носителей позволяют делать приборы, работающие в диапазоне 1÷5 мкм. При этом тонкая структура уровней размерного квантования в наноструктурах на основе этого материала изучена не до конца. Целью данной работы является детальный анализ долинного смешивания в нанопроволоках, которые сравнительно недавно научились синтезировать [1].

Селенид свинца – прямозонный полупроводник с кристаллической решёткой поваренной соли и экстремумами зон, расположенными в 4-х неэквивалентных L долинах. В объемном кристалле состояния вырождены по долинам, однако в нанопроволоках это вырождение снимается. В работе рассмотрены цилиндрические проволоки, выращенные вдоль [111]. Для анализа состояний в них используется сочетание атомистического расчета методом сильной связи [2] и **kp** теории [3]. В **kp** модели [3] основной, восьмикратно вырожденный с учётом спина, электронный уровень расщепляется на двукратно и шестикратно вырожденные уровни, образованные состояниями в долинах «вдоль» и «поперёк» проволоки. Атомистический расчет показывает, что вырождение уровня, образованного поперечными долинами, также снимается за счёт междолинного смешивания на границе проволоки, причём величина смешивания сильно зависит от микроскопической структуры проволоки.



Рис. 1. – Величина долинного расщепления в проволоке с точечной группой D_{3d} в зависимости от ее радиуса. Справа показана элементарная ячейка такой проволоки минимально возможного размера (катионы Pb показаны красным, анионы Se синим).

Зависимость величин долинного расщепления от радиуса проволок, полученная в результате атомистического расчета, представлена на Рис. 1. Состояния проклассифицированы в соответствии с неприводимыми представлениями точечной группы проволоки и по доле плотности состояний в обратном пространстве вблизи L долин. Данный результат хорошо согласуется с качественным **kp** анализом. Кроме того, атомистический расчёт показал, что в некоторых типах проволок появляется спиновое расщепление, причём его величина может быть гигантской.

[1] Koh et al., J. AM. CHEM. SOC. 2010, 132, 3909–3913.
[2] A. N. Poddubny et. al, Phys. Rev. B 86, 035324 (2012).
[3] A. C. Bartnik et. al, Phys. Rev. B 82, 195313 (2010).

Экситон-фононное взаимодействие в одиночных квантовых точках GaN/AIN, полученных методом капельной эпитаксии

Александров И.А.¹, Малышева Е.Д.¹, Мансуров В.Г.¹, Малин Т.В.¹, Конфедератова К.А.¹, Милахин Д.С.¹, Гилинский А.М.¹, Журавлев К.С.¹, Сho J.-H.², ChoY.-H.²

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

²Korea Advanced Institute of Science and Technology, 34141, Republic of Korea, Daejeon, Daehak-ro, 291

Высокая вероятность взаимодействия электронной подсистемы с колебаниями решетки в квантовых точках (КТ) GaN/AlN со структурой вюрцита, приводящая к пикосекундным временам релаксации электронов, связана с полярной природой материалов и сильной локализацией носителей заряда, вызванной наличием встроенного электрического поля. Кроме релаксации носителей заряда, взаимодействие с фононами влияет также и на форму линии фотолюминесценции (ФЛ) КТ. Исследование такого влияния часто затруднено из-за эффектов спектральной диффузии и мерцания КТ [1, 2]. В данной работе сообщается о получении высококачественных КТ GaN/AIN методом капель-



Рис.1. Температурная зависимость спектра микро-ФЛ GaN/AlN KT, полученных методом капельной эпитаксии.

ной эпитаксии и исследовании влияния экситон-фононного взаимодействия на форму линии ФЛ отдельных КТ. Структуры выращивались в установке молекулярно-лучевой эпитаксии с аммиачным источником азота. Для получения малой плотности КТ применялся метод капельной эпитаксии. Сначала на поверхность AlN наносился металлический Ga, который затем нитридизовался в потоке аммиака. Исследования методами атомно-силовой микроскопии и сканирующей электронной микроскопии показали, что данный метод позволяет получить плотность КТ порядка 10⁸ см⁻². В спектрах микро-ФЛ структур с одним слоем GaN KT наблюдаются линии излучения экситонов в отдельных КТ. При увеличении температуры наблюдается сдвиг экситонной линии в сторону низких энергий в соответствии с изменением ширины запрещенной зоны GaN. Ширина линии на полувысоте составляет 6 мэВ при температуре 10 К. При увеличении температуры линия уширяется, и ниже по энергии появляются две дополнительные линии, отстоящие от основной линии на 54 мэВ и 129 мэВ. Эти линии предположительно связаны с фононными повторениями основной линии [3]. Изменение относительных интенсивностей бесфононной линии и её фононных повторений с температурой описывается моделью взаимодействия носителей заряда с локальными колебаниями решетки. Исследована также время-разрешенная ФЛ КТ при стационарном возбуждении. Эффектов мерцания КТ и спектральной диффузии на временах интегрирования порядка 100 мс, подобных описанным в работах [1, 2], не наблюдалось. Это свидетельствует о высоком кристаллическом качестве структур, получаемых данным методом, и малом влиянии дефектов на люминесценцию КТ. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 17-02-00947, 16-32-00765).

- [1] R. Bardoux et al. Phys. Rev. B 74, 195319(2006).
- [2] C. Kindel et al. Jpn. J. Appl. Phys. 48 04C116 (2009).
- [3] G. Callsen et al. Phys. Rev. B 92, 235439 (2015).

Поглощение излучения среднего и дальнего ИК диапазонов в квантовых точках GeSi/Si

Балагула Р.М.¹, Софронов А.Н.¹, Фирсов Д.А.¹, Воробьев Л.Е.¹, Тонких А.А.²

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251

²OSRAM Opto Semiconductor, Regensburg, Germany

Структуры с квантовыми точками (КТ) GeSi/Si являются перспективными с точки зрения приборных применений в качестве фотоприемных устройств среднего ИК диапазона. Возможность встраивания таких структур в кремниевую электронику увеличивает спектр возможных применений, в том числе и за счет реализации оптических межсоединений в чипах. Для использования структур с КТ необходимо знать энергетический спектр локализованных состояний носителей заряда в структурах, а также развивать методы контроля концентрации носителей заряда. С этой целью в данной работе проведено исследование взаимодействия излучения среднего и дальнего инфракрасного диапазонов со структурами с КТ GeSi/Si с различным уровнем легирования.

В работе изучались структуры с 10 слоями КТ GeSi/Si с разным уровнем легирования, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих кремниевых подложках. Структуры были легированы с помощью δ-слоев, расположенных на расстоянии 5 нм от слоя точек. Характерные размеры точек в плоскости структуры и вдоль оси роста составляли 14 нм и 2.7 нм, соответственно.

Спектры фотоиндуцированного и стационарного поглощения света среднего инфракрасного диапазона, а также спектры фотоиндуцированной фотопроводимости для всех образцов позволяют выделить широкий пик в области длин волн 4 мкм, соответствующий переходам дырок из основного состояния КТ в сплошной спектр состояний над ними. При этом наблюдается существенная разница в температурной зависимости этого пика поглощения в случае равновесных носителей заряда, имеющихся в структуре за счет легирования (равновесное поглощение в легированных структурах) и неравновесных носителей заряда, рожденных межзонным светом (фотоиндуцированное поглощение в нелегированной структуре). В первом случае поглощение не зависит от температуры, во втором – при росте температуры от 77 К до 300 К величина поглощения падает на порядок.

Вероятной причиной наблюдаемого различия в температурных зависимостях поглощения может быть различный характер захвата дырок из объема в КТ через потенциальный барьер, который присутствует на гетерогранице GeSi/Si. В случае нелегированных структур носители заряда, рожденные в матрице Si, а также носители, выброшенные из КТ, могут удаляться от слоев с КТ на длину биполярной диффузии; наличие же δ-слоя акцепторов в легированных структурах ограничивает движение дырок вглубь структуры, увеличивая вероятность обратного захвата в точку.

Полученные спектры равновесного поглощения излучения дальнего ИК диапазона идентичны для образцов с различным уровнем легирования. Наблюдаемый пик поглощения в области 30 мэВ связан с переходами дырок с основного на одно из первых возбужденных состояний. Постоянство энергии перехода при изменении номинального уровня легирования (количества дырок в точке) является подтверждением обобщенной теоремы Кона [1], утверждающей, что при определенной форме ограничивающего потенциала кулоновское взаимодействие носителей заряда в точке не влияет на расстояние между уровнями размерного квантования.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (госзадание) и гранта Президента РФ для молодых кандидатов наук (МК-6064.2016.2).

[1] P.A. Maksym and T. Chakraborty, Phys. Rev. Lett., 65, 108 (1990).

Структура электронных состояний в цепочке кремниевых нанокристаллов

Белолипецкий А.В., Нестоклон М.О., Прокофьев А.А., Яссиевич И.Н.

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

Кремниевые нанокристаллы (Si NCs) привлекают к себе большое внимание как перспективный материал оптоэлектроники благодаря возможности управления их оптическими и электрическими свойствами за счёт эффекта размерного квантования и низкой стоимости технологии. Они уже используются в солнечных батареях, светодиодах и фотодетекторах нового поколения. Недавно была предложена и теоретически изучена идея создания полевого транзистора на основе цепочек кремниевых нанокристаллов [1]. Изучению

электронных состояний и проводимости в цепочке кремниевых нанокристаллов в матрице диоксида кремния и посвящена наша работа.

Для расчёта состояний Si NCs с учётом эффекта туннелирования электронных состояний в матрицу, окружающую кристалл, использовался метод сильной связи. Электронный спектр кремния идеально воспроизводится с использованием стандартной модели сильной связи $sp^3d^5s^*$ [2] и параметризации [3]. Матрица SiO₂ моделировалась как виртуальный кристалл с решёткой цинковой обманки с зонной структурой как у α -кварца. Так как в реальных структурах деформации в таких кремниевых нанокристаллах практически отсутствуют, матрица считается согласованной по постоянной решётки с кремнием. Для матрицы SiO₂ использовалась параметризация из работы [4]. Моделирование нижних уровней размерного квантования для одиночных Si NCs показало полное соответствие с результатами [5].



Рис. 1. – Спектр минизон, сформировавшийся из 1-го электронного уровня размерного квантования в цепочке касающихся Si NCs с диаметром 2.3 нм и расстоянием между центрами нанокристаллов L=2.3 нм.

Проведено моделирование электронных и дырочных состояний в цепочке Si NCs в зависимости от расстояния между центрами нанокристаллов: близко расположенных, касающихся и перекрывающихся. Показано, что из 12-кратно вырожденного первого уровня размерного квантования электронов формируется две минизоны с существенно различной туннельной связью между нанокристаллами, которые соответствуют расщеплению состояний с долинами вдоль и поперёк направления цепочки. На рис. 1 представлен результат моделирования спектров минизон, сформировавшихся из 1-го электронного уровня размерного квантования в цепочке касающихся Si NCs с диаметром 2.3 нм. Пунктирной линией отмечено положение 1-го уровня размерного квантования в одиночном Si NC ($E_1 = 0.552$ eV), z — направление цепочки.

По результатам моделирования определены параметры туннелирования между соседними нанокристаллами и вычислены скорости туннельного перехода для электронов и дырок.

K. V. Reich, et al., Phys.Rev.B, 89, 235303 (2014).
 J.-M. Jancu et al, Phys. Rev. B, 57, 6493 (1998).
 Y. M. Niquet er al., Phys. Rev. B, 79, 245201 (2009).
 M. O. Nestoklon et al., The Journal of Physical Chemistry C, 120, 18901 (2016).

Формирование массивов полупроводниковых нитевидных нанокристаллов

Буравлев А.Д.¹⁻⁴, Цырлин Г.Э.¹⁻³, Сошников И.П.¹⁻³, Илькив И.В.¹, Резник Р.Р.¹, Котляр К.П.¹, Нестеров С.И.², Lipsanen H.⁴

¹СПбАУ РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8-3 ²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26 ³ИАП РАН, 190103, Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, 31-33 ⁴Aalto University, FI-02150, Espoo, Finland

Полупроводниковые нитевидные нанокристаллы (ННК) обоснованно считаются одними из наиболее перспективных материалов для создания новых приборов как нано- и оптоэлектроники, а также спинтроники [1]. Практически все известные полупроводники могут быть синтезированы в форме нитевидных нанокристаллов. Большое аспектное соотношение, а точнее отношение длины ННК, которая может достигать десятков микрон, к их диаметрам, которые обычно составляют от десятков до сотен нанометров, также обуславливает ряд их уникальных свойств. На сегодняшний день, на основе ННК уже были созданы полевые транзисторы нового типа, светодиоды и лазеры с низким энергопотреблением, однофотонные излучатели, различные типы высокочувствительных химических и биологических сенсоров и т.д. Очевидно, что для создания большинства подобных приборов требуются как массивы, так и большое число одиночных ННК с как можно меньшим разбросом параметров, в первую очередь таких, как диаметр и длина. Тем не менее, управляемый синтез массивов одинаковых ННК, обладающих требуемыми размерами и заданными свойствами, до сих пор является достаточно сложной задачей.

Представленный доклад посвящен результатам разработки новых технологических методов создания массивов A3B5 полупроводниковых нитевидных нанокристаллов обладающих минимальным разбросом параметров, основанных на использовании как коллоидных наночастиц золота, так и процессов лазерной интерференционной литографии. Непосредственный синтез массивов ННК производился на кремниевых подложках с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии.

[1] N.P. Dasgupta et al., Adv. Mat. 26, 2137-2184 (2014).

Влияние магнитного поля на квантовый транспорт и поляризацию майорановского состояния в нанопроволоке со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы

Вальков В.В., Аксенов С.В.

ИФ СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок, 50/38

Исследования, связанные с поиском майорановских связанных состояний (МСС), занимают важное место в физике конденсированного состояния. Среди систем, где могут быть обнаружены МСС, полупроводниковые проволоки со спин-орбитальным взаимодействием [1,2] на сверхпроводящих подложках во внешнем магнитном поле представляют особый интерес, поскольку для них были предложены экспериментальные доказательства реализации топологически нетривиальной фазы [3].

В данной работе представлены результаты исследования влияния ориентации магнитного поля на квантовый транспорт и майорановскую поляризасверхпроводящей проволоки цию С сильным спин-орбитальным взаимодействием Рашбы. Показано, что майорановская поляризация в случае скошенного поля может отличаться на противоположных концах проволоки как по знаку, так и по абсолютной величине [4,5]. Поскольку на одном из концов поляризация МСС меняет знак при изменении ориентации магнитного поля с поперечной на продольную, всегда существует диапазон значений углов, при которых эта величина значительно подавлена или равна нулю (см. рис.1). Поэтому майоранов-



Рис.1. – Зависимость майорановской поляризации на последнем узле проволоки, *j*=*N*, от направления и амплитуды магнитного поля.

ская поляризация не всегда выступает в качестве локального параметра порядка. Продемонстрировано, что введение беспорядка приводит к появлению дополнительных областей со слабой майорановской поляризацией. Рассмотрение спин-поляризованного транспорта в сверхпроводящей проволоке выявило определяющее влияние взаимной ориентации намагниченности контакта и спиновой поляризации MCC (на соответствующем краю проволоки) на проводимость и дробовый шум [6]. В зависимости от этого фактора транспортный режим может меняться от симметричного до существенно асимметричного. В последнем случае показано подавление пика в проводимости, связанного с резонансным туннелированием через MCC, а также специфическое поведение фактора Фано.

Работа выполнена при поддержке Комплексной программы СО РАН № 0358-2015-0007; РФФИ, правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности, проекты № 16-02-00073, 16-42-243056, 16-42-242036, 17-42-240441.

- [1] R. M. Lutchyn et al., Phys. Rev. Lett., 105, 077001 (2010).
- [2] Y. Oreg et al., Phys. Rev. Lett., 105, 177002 (2010).
- [3] V. Mourik et al., Science, 336, 1003 (2012).
- [4] V.V. Val'kov et al., J. Magn. Magn. Mat., (2016), DOI: 10.1016/j.jmmm.2016.10.155.
- [5] V.V. Val'kov et al., Low Temp. Phys., 43, 546 (2017).
- [6] V.V. Val'kov et al., arXiv:1703.02320v1 (2017).

Неупругое рассеяние света в квантовом кольце с двумя взаимодействующими электронами

Витлина Р.З.¹, Магарилл Л.И.^{1,2}, Чаплик А.В.^{1,2}

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр.Лаврентьева 13 ²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова 2

Теоретически исследуется резонансное (частота падающего света близка к расстоянию между зоной проводимости и какой-либо ветвью валентной зоны) неупругое рассеяние света одномерным квантовым кольцом с двумя электронами с учетом кулоновского взаимодействия. Рассеяние света является двухступенчатым квантовым процессом. В начальном состоянии (I) имеется система из двух взаимодействующих (кулоновское отталкивание) размерно-квантованных электронов в зоне проводимости и заполненная валентная зона. Это же касается конечного состояния (F) с электронной системой, заполняющей

другой уровень. В промежуточном состоянии (M) имеется система из четырех взаимодействующих частиц: три электрона и дырка.

Неупругое рассеяние света в квантовом кольце с двумя взаимодействующими электронами было рассмотрено в работе [1] без учёта кулоновского взаимодействия частиц в промежуточном состоянии. Там же были построены волновые функции двухэлектронной системы в кольце. Использовалось «осцилляторное» приближение для относительного движения, опирающееся на малость колебательной энергии по сравнению с типичной кулоновской энергией. При этом волновая функция относительного движения записывалась в приближении сильной связи в виде решеточной (1D решетка с периодом 2π) суммы, в которой в роли «атомной» функции выступает осцилляторная функция от ($\gamma - \pi$), где γ – угловое расстояние между электронами.



Рис.1. – Начальное (I), промежуточное (M) и конечное (F) состояния в квантовом процессе рассеяния света в кольце с двумя электронами.

В данной работе учитывается кулоновское взаимодействие четырёх частиц в промежуточном состоянии. Движение центра масс четырехчастичного комплекса можно отделить. Волновая функция относительного движения является блоховской функцией на 3D решетке. В кольце три частицы (два электрона и дырка) могут сблизиться, а оставшийся электрон благодаря кулоновскому отталкиванию стремится максимально удалиться (на расстояние $\approx \pi$). Поэтому приближенно в качестве «атомной» (узельной) функции можно использовать произведение волновой функции относительного движения в трионе на осцилляторную функцию, описывающую относительное движение электрона с массой m_e и триона как отрицательно заряженной частицы с массой $2m_e + m_h$. Огибающую функцию промежуточного состояния характеризует спин электронной подсистемы S, он может быть равен 3/2 или 1/2. При S=3/2 орбитальная функция антисимметрична по электронным координатам, при S=1/2 имеется дублет, орбитальная волновая функция одного из состояний антисимметрична по паре электронных координат, волновая функция другого симметрична по этой же паре.

В качестве примера изучался случай рассеяния света при резонансе со спинотщеплённой валентной зоной. Найдено, что сечение для перехода из триплетного (Σ =1, Σ - полный спин двух-электронной системы) в триплетное существенно зависит от того, через какое промежуточное состояние («S=3/2» или «S=1/2») идет процесс рассеяния. Для перехода через «S=3/2» - промежуточное состояние сечение будет в 6 раз меньше, если вектора поляризации падающего и рассеянного света перпендикулярны ($\mathbf{e}_1 \perp \mathbf{e}_2$), чем, если они параллельны ($\mathbf{e}_1 \parallel \mathbf{e}_2$). Для перехода через дублетные состояния (S=1/2) это отношение оказывается равным 2 : 3.

Проведено сравнение сечений неупругого резонансного рассеяния при учете кулоновского взаимодействия в промежуточном состоянии и в пренебрежении этим взаимодействием при переходе через симметричное дублетное состояние, соответствующее синглетному триону.

[1] L.Wendler, V.M.Fomin, A.V.Chaplik, A.O.Govorov, Phys.Rev. B 54, 4794 (1996).

Нанокристаллы Si, Ge и Ge_xSi_(1-x) в диэлектрических плёнках и аморфных *p-i-n* структурах: формирование, оптические и электрофизические свойства

Володин В.А.^{1,2}, Кривякин Г.К.¹, Черков А.Г.^{1,2}, Чжан Жуй², Камаев Г.Н.¹

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

²Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия тел: (383)333-24-70, факс: (383)333-27-71, эл. почта: volodin@isp.nsc.ru

Нанокристаллы (НК) кремния, германия и их твёрдых растворов в диэлектрических плёнках – это квантовые точки, а практический интерес к ним вызван возможностями их применения в нано- и оптоэлектронике. Электронные и оптические свойства НК определяются их размерами (квантоворазмерный эффект), а также составом НК и свойствами окружения, прежде всего дефектами на границе.

НК германия в плёнках оксида кремния были сформированы в процессе печных от-

жигов плёнок Ge_xSiO2_(1-x), полученных со-распылением мишеней германия и кварца и осаждением на холодные подложки в высоком вакууме. Молярная доля германия менялась от 7 до 40%. Из анализа данных электронной микроскопии и спектров комбинационного рассеяния света, в исходных плёнках с содержанием германия выше 20 молярных процента обнаружены нанокластеры аморфного германия. Для кристаллизации аморфных нанокластеров потребовались отжиги при температуре выше 600 °C. Следует отметить, что в отличие от многослойных структур GeO/SiO₂, в которых наблюдалось формирование НК GeSi при температуре отжигов 800 °C [1], в случае плёнок Ge_xSiO_{2(1-x)} отжиги при температуре 900 °C не приводили к заметному перемешиванию германия и кремния.

Исходные и отожжённые плёнки исследовались с применением спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) в ИК и видимом диапазонах при температурах от 10 К до комнатной. В плёнках, содержащих НК германия, при низких температурах обнаружены пики ФЛ с максимумом 0.8-0.9 эВ. С ростом температуры интен-



Рис. 1. — $\Phi \Pi$ исходных плёнок $Ge_x SiO2_{(1-x)}$.

сивность ФЛ падала, по-видимому, вследствие роста вероятности безызлучательных переходов. В видимом диапазоне были обнаружены интенсивные пики ФЛ, по-видимому, связанные с оптическими переходами в комплексах дефектов вакансия кислорода + избыточные атомы германия [2]. Как видно из спектров ФЛ на рисунке 1, данный пик смещается при изменении концентрации избыточного германия.

Изготовлены *p-i-n*-структуры содержащие НК кремния, германия и GeSi в аморфном *i*-слое, а также структуры, в которых в качестве *i*-слоя использовались тонкие плёнки Ge_xSiO2_(1-x) с аморфными нанокластерами германия. Изучен вклад нанокластеров в фоточувствительные и светоизлучающие свойства структур.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 15-07-02298).

[1] V.A. Volodin et al., Materials Research Express, 3, 085019 (2016).
[2] L. Rebohle et al., Applied Physics Letters, 71, 2809 (1997).

Экситоны в нанокристаллах оксида никеля с сильными корреляциями

Груздев Н.Б.¹, Соколов В.И.¹, Зацепин А.Ф.², Кузнецова Ю.А.², Уймин М.А.¹, Бызов И.В.¹

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18 ²Уральский федеральный_университет, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Оксид никеля в течение долгого времени является объектом теоретических и экспериментальных исследований как типичный материал с проявлением сильных корреляций. В последние годы предлагается использовать оксид никеля для создания элементов памяти на основе эффекта резистивного переключения, а также для изготовления гетероперехода n-ZnO/p-NiO, который может работать в ультрафиолетовой области.

Наблюдение экситонов в полупроводниковых кристаллах даёт важную информацию о структуре энергетических состояний вблизи краёв запрещённой зоны. В данной работе обсуждаются экситонные состояния в нанокристаллах оксида никеля с сильными корреляциями. На рисунке 1 представлены спектры оптической плотности кристаллов NiO с размером наночастиц 25 нм в диапазоне температур 8 – 150 К. При температуре 8 К отчётливо

наблюдаются два пика при энергиях 3.510 и 3.543 eV. С повышением температуры эти пики перестают наблюдаться: уже при 50 К их практически не видно. Принимая во внимание температурную зависимость, можно утверждать, что эти пики возникают вследствие проявления экситонов с переносом заряда на краю фундаментального поглощения оксида никеля [1]. Подобные дублеты экистонных линий ранее наблюдались в спектре отражения MgO при температуре 4.5 К [2] и в спектре возбуждения фотолюминесценции (ВФЛ) Mg1-cNicO (х=0.008) при 8 К [3]. Согласно [2] расстояние между двумя экситонными линиями в спектре отражения MgO составляет 25 мэВ, эта величина была приписана спин-орбитальному расщеплению вершины валентной зоны оксида магния. Структура колебательных повторений в Мдо.992Nio.008О была связана с проявлением линии акцепторного экситона [d⁹h] примеси Ni в MgO [3]; каждое LO повторение содержит слабо разрешённые пики со сдвигом по энергии приблизительно 25 мэВ. То есть, акцепторный экситон $[d^9h]$ имеет два узких пика, возникающие за счёт спин-орбитального расщепле-



Рис.1. – Спектры оптической плотности нанокристаллов NiO при температурах 8 К (1), 50К (2), 100К (3) 150К (4)

ния вершины валентной зоны MgO. Учитывая то, что расстояние между экситонными пиками в спектре оптической плотности нанокристаллов NiO (33 мэВ) имеет тот же порядок, можно заключить, что этот дублет также возникает из-за спин-орбитального расщепления вершины валентной зоны. Таким образом, мы можем констатировать, что в кристаллах NiO, MgO, и Mg_{1-c}Ni_cO с одинаковой структурой и близкими значениями постоянной решётки (4,178 Å в NiO; 4,21 Å в MgO) величина спин-орбитального расщепления валентной зоны (формируемой р-состояниями иона кислорода) примерно одного порядка и составляет 33, 25, и 25 мэВ соответственно.

Исследование экситонов с переносом заряда представляется, таким образом, перспективным методом для изучения тонкой структуры валентной зоны сильнокоррелированных оксидных соединений.

[1] V.N. Churmanov, V.I. Sokolov, V.A. Pustovarov et al., Low Temperature Physics, 43, 649 (2017).

[2] E. Feldbach, I. Kuusmann, G. Zimmerer, Journal of Luminescence, 24/25, 2, 433 (1981).

[3] V.I. Sokolov, V.A. Pustovarov, V.N. Churmanov et al., Journal of Luminescence, 169, 641 (2016).

Определяющая роль оболочки в люминесценции квантовых точек PbS, синтезированных в матрице Ленгмюра-Блоджетт

Гуляев Д.В.¹, Бацанов С.А.¹, Гутаковский А.К.¹ и Журавлев К.С.¹

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

Интерес к PbS квантовым точкам (КТ) связан с малыми эффективными массами обоих носителей заряда в PbS, составляющими приблизительно 0.08 m₀. Столь малые эффективные массы электрона и дырки позволяют менять энергетический спектр PbS КТ в достаточно широких пределах от 0.43 эВ (ширина запрещенной зоны объемного материала) до нескольких эВ в зависимости от размера КТ и материала ее оболочки. В данной работе продемонстрировано определяющее влияние оболочки на энергетический спектр КТ. Для этого исследованы квантовые точки PbS, синтезированные при помощи метода Ленгмюр-Блоджетт (ЛБ) в твердой матрице соли жирной кислоты - бегената свинца. После отжига таких структур в атмосфере нейтральных газов вокруг КТ формируется оболочка либо из алканов - остатков ЛБ матрицы [1] с высотой барьеров для носителей заряда порядка 4-5 эВ, либо из окисла на поверхности PbS [2] с разной стехиометрией и, следовательно, высотой барьеров.

По данным просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) в исходной матрице ЛБ средний размер КТ составляет 2.5 нм. После отжига структур средний размер КТ PbS увеличивается почти в два раза до 4.3 нм, что вызвано слиянием исходных КТ. От количества слоев ЛБ матрицы размер КТ зависит незначительно, а плотность КТ увеличивается. После отжига максимум фотолюминесценции (ФЛ) КТ сдвигается от 1.6 эВ (в матрице) к 0.8 эВ. При этом, КТ PbS без матрицы начинают люминесценцировать только после многодневной выдержки. Это связывается нами с формированием окисла на поверхности КТ, пассивирующего поверхностные дефекты. Для трех типов оболочек КТ - ЛБ матрицы, алканов и окисла построены спектры ФЛ КТ, представленные в виде произведения распределения КТ по размерам (рис. 1) на зависимость энергетического спектра КТ от размеров. Расчет этой зависимости проведен в рамках модели сферической потенциальной ямы с конечной высотой барьеров [3]. Из сравнения экспериментальных и расчетных спектров ФЛ определена величина барьеров для носителей заряда в КТ, покрытых окислом, составившая около 1 эВ. Показано, что сдвиг максимума ФЛ КТ при замене органической оболочки на окисел сравним с таковым при изменении размеров КТ в ~1.5 раза.

[1] K.A. Svit and K.S. Zhuravlev, J. Phys. Chem. C, 119, 19496 (2015).

[2] J.J. Peterson and T.D. Krauss, Phys. Chem. Chem. Phys., 8, 3851 (2006).
[3] G. Pellegrini et all, J. Appl. Phys., 97, 073706 (2005).



Рис. 1. – ПЭМ изображения (A) образца с КТ PbS в матрице (4 монослоя). (B) образца с КТ PbS после удаления матрицы. Распределение по размерам КТ PbS в матрице (C) и после ее удаления (D).

Исследование тонкой структуры экситонных состояний InAlAs квантовых точек

Деребезов И.А.^{1,2}, Гайслер В.А.^{1,3}, Гайслер А.В.¹, Дмитриев Д.В.¹, Торопов А.И.¹, Кожухов А.С.¹, Щеглов Д. В.¹, Латышев А.В.^{1,4}, Асеев А. Л.¹

¹Институт Физики Полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. Акад. Лавреньтева, 13

²Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики, 630102, Новосибирск, ул. Кирова, 86

³Новосибирский Государственный Технический Университет, 630073, Новосибирск, просп. Карла Маркса, 20

⁴Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2

К настоящему моменту времени наиболее изученной является система квантовых точек на основе InAs/GaAs, уникальной особенностью которой является широкий спектральный диапазон, достигающий ~ 400 нм, включающий в себя первый и второй телекоммуникационные стандарты (~0.9 мкм и 1.3 мкм). Излучатели на основе одиночных InAs КТ демонстрируют однофотонное излучение и излучение пар запутанных фотонов на длинах волн вблизи первого телекоммуникационного стандарта [1, 2]. Расширение спектрального диапазона излучения квантовых точек в коротковолновую область представляет интерес как для исследований физики новых низкоразмерных полупроводниковых систем, так и для создания источников излучения систем атмосферной или аэрокосмической квантовой криптографии. Оптимальным для данных систем является спектральный диапазон вблизи 770 нм [3], где чувствительность кремниевых фотоприемников максимальна, а поглощение атмосферного слоя и флуктуации локального показателя преломления минимальны, что необходимо для сохранения поляризации фотонов. Добавление Al в систему InAs/GaAs существенно модифицирует характеристики самоорганизованных КТ [4]. Так, в системах КТ, где используются бинарные материалы InAs/AlAs, происходит заметное смещение излучения в коротковолновую область. Это обусловлено увеличением энергии потенциального барьера, задаваемого широкозонным и непрямозонным AlAs, а также связано с диффузией Al в InAs [5]. В системе InAs/AlAs возможно образование непрямозонных КТ, что приводит к значительному увеличению времени жизни экситонных состояний, вплоть до миллисекундных значений [5]. В данной работе рассмотрены механизмы формирования и оптические характеристики квантовых точек на основе тройных твердых растворов Al_xIn_{1-x}As/Al_yGa_{1-y}As. Использование широкозонных твердых растворов Al_xIn_{1-x}As в качестве основы КТ позволяет существенно расширить спектральный диапазон излучения в коротковолновую область, включая участок длин волн вблизи 770 нм, представляющий интерес для разработки аэрокосмических систем квантовой криптографии. Методом криогенной микрофотолюминесценции изучены оптические характеристики одиночных Al_xIn_{1-x}As/Al_yGa_{1-y}As KT, выращенных по механизму Странского-Крастанова. На указанном участке длин волн исследована тонкая структура экситонных состояний квантовых точек. Показано что для субансамбля Al_xIn_{1-x}As КТ выполняется условие необходимое для генерации пар запутанных фотонов.

[1] В.А. Гайслер, и др., Физика и техника полупроводников, 49, 35 (2014).

- [2] А.В. Гайслер, и др., Письма в ЖЭТФ, 97, 313 (2013).
- [3] N. Gisin, et al., Rev. Mod. Phys., 74, 145 (2002).
- [4] X. M. Lu, et al., J. Crystal Growth, 322, 6 (2011)

[5] T. S. Shamirzaev, et al., Physica E, 20, 282 (2004)

Усиление фотолюминесценции в структурах с двойными квантовыми точками Ge в Si

Зиновьев В.А.¹, Зиновьева А.Ф. ¹, Тимофеев В.А. ¹, Никифоров А.И. ¹, Мудрый В.А. ², Ненашев А.В. ¹, Двуреченский А.В. ¹.

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13 ² НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, 220072 Минск, Беларусь

В настоящее время в мире существует значительный интерес к поиску возможных путей создания светоизлучательных приборов на основе кремниевой технологии. Одним из возможных решений является использование наноразмерных структур с квантовыми точками (КТ) Ge в Si, где из-за пространственного квантования снимается запрет на

прямые оптические переходы в kпространстве. Однако, данный тип КТ относится к гетероструктурам II типа, где электрон и дырка локализуются по разные стороны от гетерограницы, что приводит интегралу к малому функций перекрытия волновых электрона и дырки и соответственно, вероятности излучательной малой рекомбинации. Недавно полученные результаты по исследованию двойных вертикально совмещенных Ge/Si KT показали, что эта система может быть использована для увеличения интеграла перекрытия [1]. Согласно теоретическим расчетам, сила осциллятора может быть увеличена многократно (до пяти pa₃) при структур оптимальных параметрах



Рис. 1. – Спектры фотолюминесценции, полученные при T=4.2 К на структурах с двойными Ge KT с разной толщиной Si спейсера d=2, 3, 4 нм.

(расстояние между КТ и их размер). В данной работе было получено прямое экспериментальное подтверждение данным расчетам, более того, экспериментальный результат превзошел теоретические ожидания — было получено семикратное увеличение интенсивности фотолюминесценции для структур с оптимальным интегральной расстоянием между слоями КТ d=2 нм [2]. Увеличение интеграла перекрытия обеспечивается двумя факторами. Первый заключается в том, что электроны в данной структуре локализованы в Si вблизи ребер оснований Ge KT, и их волновые функции строятся из состояний Δ-долин, ориентированных в k-пространстве перпендикулярно направлению роста [001]. Это приводит к увеличению вероятности проникновения электронов в Ge области, служащие барьером для электронов. Вторым фактором является неоднородное пространственное распределение КТ в плоскости роста структуры квантовые точки собираются в плотные группы из нескольких квантовых точек. Сильная туннельная связь между КТ в группе увеличивает вероятность нахождения дырки на краю КТ, что также способствует увеличению вероятности излучательной рекомбинации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 16-29-14031 и № 16-52-00160) и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф16Р-061)

[1] A. I. Yakimov et al., JETP Letters **90** 569 (2009).

[2] А. Ф. Зиновьева и др., Письма в ЖЭТФ 104, 845 (2016)

Получение самоупорядоченного массива GaN/Si наноколонн методом ПА МПЭ с использованием нанопористого Si слоя

Золотухин Д.С.¹, Леньшин А.С.¹, Мизеров А.М.², Середин П.В.¹

¹Воронежский государственный университет, Воронеж, 394006, Университетская пл. 1 ²Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет Российской академии наук, Санкт-Петербург, 194021, Хлопина ул. 8

Широкозонные полупроводниковые твердые растворы системы AlGaInN на сегодняшний день являются наиболее исследуемыми и перспективными материалами для создания оптоэлектронных приборов, работающих в широком диапазоне длин волн. Кроме того, использование низкоразмерных объектов (наноколонн, микродисков, квантовых точек) и возникающих в них эффектов квантового ограничения является перспективным способом улучшения качества оптических приборов и наноструктур [1]. В настоящее время многие типы низкоразмерных структур изготавливаются с применением селективного травления, литографии и др. многостадийных технологических процессов, что существенно усложняет и увеличивает стоимость процессов их получения. В данной работе предложен новый подход к формированию самоупорядоченного массива GaN наноколонн на Si(111) подложке с использованием нанопористого Si-подслоя (por-Si). Образцы GaN/por-Si/Si(111) и GaN/Si(111) гетероструктур были получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота на установке МПЭ промышленного типа Veeco Gen 200. Химическая подготовка кремниевых подложек с por-Si слоем была выполнена по методу Шираки [2]. GaN слой формировался при температуре роста T_s =400°C и соотношении потоков $F_{Ga}/F_N=1$.

Исследование поверхности образцов методом атомно-силовой микроскопии (Рис. 1) показало, что использование *por-Si* подслоя способствует увеличению однородности распределения диаметров наноколонн. Если наноколонны, сформированные на Si подложке, обладают размерами основания, лежащими широком диапазоне (20-150 нм), то при росте на *por-Si* ~ 95% GaN наноколонн имеет размер основания ~ 40 нм. Кроме того, наблюдает-ся 15% увеличение среднего расстояния между последними.



Рис.1. – Гистограмма распределения диаметров наноколонн полученных на кристаллическом (слева) и нанопористом (справа) Si, полученная на основе данных атомно-силовой микроско-

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ МД-188.2017.2 и гранта Минобрнауки России в рамках государственного задания ВУЗам в сфере научной деятельности на 2017-2019 годы №11.4718.2017/БЧ.

[1] Y. Arakawa, H. Sakai, Appl. Phys. Lett. 40, 939 (1982).

[2] A. Ishizaka, et al. J. Electrochem. Soc. 133, No. 4, 666 (1986).

Селективное усиление фототока дырок поверхностными плазмон-поляронами в слоях квантовых точек Ge/Si

Кириенко В.В.¹, Якимов А.И.^{1,2}, Армбристер В.А.¹, Двуреченский А.В.^{1,3}

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

²Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

³Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В гетероструктурах Ge/Si с квантовыми точками (КТ) Ge и дырочным типом проводимости наблюдается фототок в среднем окне прозрачности земной атмосферы (3–5 мкм), обусловленный внутризонными переходами дырок между уровнями размерного квантования в КТ и состояниями континуума объемного Si [1]. Использование таких структур в фотодетекторах инфракрасного (ИК) диапазона, в качестве активного слоя, стимулируется возможностью интеграции фотоприемной ячейки и кремниевой схемы обработки сигнала в едином чипе сформированном на кремниевой подложке. Достигнутая в настоящее время чувствительность к излучению среднего ИК диапазона для фотодетекторов с КТ составляет величину 1–10 мА/Вт [4], и поиск физических механизмов увеличения фототока является актуальной задачей.

В представленной работе исследовано селективное усиление фототока за счет безизлучательной передачи возбуждения слою КТ от поверхностных плазмонных волн, возникающих при облучении металлических перфорированных пленок. Для этого были созданы гибридные фотодетекторы, представляющие собой полупроводниковые гетероструктуры Ge/Si с квантовыми точками Ge p-типа и нанесенными на поверхность полупроводника двумерными периодическими решетками субволновых отверстий в золотой пленке. Период решетки плазмонной структуры, определяющий длину волны резонанса, составлял 1.6, 1.8, 2.0 мкм для различных образцов, на контрольном образце перфорированная пленка Au отсутствовала. Гетероструктуры выращивались методом МЛЭ и содержали в активной области 10 слоев КТ Ge, разделенных кремниевыми барьерами.

На спектральных характеристиках фотодетекторов с плазмонным резонатором присутствуют особенности в виде узких пиков фототока (Puc.1). Обнаружено, что интеграция гетероструктур Ge/Si, содержащих слои квантовых точек Ge, с двумерными регулярными решетками субволновых отверстий в золотой пленке на поверхности полупроводника приводит к многократному (до 20 раз) усилению фототока дырок в узких областях длин волн фотонов среднего ИК диапазона. Результаты объяснены возбуждением световой волной поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела металл-полупроводник, эффективно взаимодействуцих с внутризонными переходами дырок в квантовых точках.

Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 16-29-03024).



Рис.1. – Спектры фототока контрольного образца и гибридных структур в фотовольтаическом режиме. Для удобства восприятия спектры сдвинуты по вертикали.

[1] C. Miesner, O. Röthig, K. Brunner, and G. Abstreiter, Physica E, 7, 146 (2000).
[2] A.I. Yakimov, V.V. Kirienko, V.A. Armbrister, A.A. Bloshkin, A.V. Dvurechenskii, and A.A. Shklyaev, Mater. Res. Express, 3, 105032 (2016).

Электронный газ в квазиодномерных наноструктурах на основе дельта-легированных квантовых ям InGaAs/InAlAs

Клочков А.Н.

ИСВЧПЭ РАН, Москва, Нагорный проезд, д. 7, стр. 5

Полевые транзисторы с трехмерной архитектурой затвора и канала на основе In-GaAs/InAlAs широко разрабатываются в последние годы [1-3]. В отличие от планарной геометрии, затвор в таких транзисторах с нескольких сторон окружает канал. Это приводит к повышению управляемости проводимости канала затворным напряжением и предотвращению короткоканальных эффектов. Канал, представляющий собой совокупность параллельных полос из InGaAs высотой и шириной порядка десятков нанометров, получают методами травления. Известно, что поверхность полупроводников InGaAs и InAlAs характеризуется высокой плотностью поверхностных состояний, которые могут захватывать электроны из приповерхностной области. Поэтому вертикальные стенки нанополос снижают плотность электронов по сравнению с гетероструктурами до травления.

В работе методами численного моделирования исследовано распределение электронов в квазиодномерных структурах InGaAs/InAlAs в зависимости от высоты и ширины. Моделирование проводилось на основе самосогласованного решения системы уравнений Шредингера и Пуассона. Рассчитывались энергии и волновые функций квазиодномерных электронных подзон, концентрации и распределения электронной плотности для заполненных подзон. В качестве модельной гетероструктуры была выбрана дельта-легированная (плотность $5 \cdot 10^{12}$ см⁻²) квантовая яма In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As толщиной 12 нм. Благодаря модулированному легированию нанополосы, полученные из такой гетероструктуры, содержит электронный газ. Электроны пространственно локализованы в двух направлениях: в вертикальном (потенциалом гетеропереходов InGaAs/InAlAs) и в горизонтальном (стенками полосы). Электроны делокализованы вдоль оси полосы. Из-за поверхностных состояний на вертикальных стенках плотность электронов монотонно снижается с уменьшением ширины полос. При ширине полос менее 15 нм квантово-размерные эффекты в латеральном направлении начинает влиять на концентрацию и распределение электронов.



Проведены расчеты распределения электронов в нанополосах при приложении отрицательного напряжения к затвору, окружающему наноструктуры с трех сторон. Пороговое напряжение, при котором концентрация электронов становится близкой к нулю, для случая наноструктур существенно меньше, чем для планарных гетероструктур In-GaAs/InAlAs. Пороговое напряжение является функцией ширины нанополосы. Для узких нанополос (менее 15 нм) при рассмотрении эффектов затворного напряжения нужно учитывать не только изменение плотности электронов, но и изменение пространственного распределения электронов в нанополосе в латеральном направлении.

Рис. 1 - Распределение электронов в нанополосе шириной 15 нм

Работа выполнена при поддержке Совета по грантам Президента РФ (проект МК-2342.2017.2).

- [1] J.A. Del Alamo et al., J. of the Electron Device Society, 4, 205 (2016).
- [2] R. Oxland et al., IEEE El. Dev. Lett., 37, 261 (2016).
- [3] V. Djara et al., Solid State Electronics, 115 (B), 103 (2016).

Усиление фотолюминесценции квантовых точек InAs под влиянием близкорасположенного ансамбля наночастиц серебра

Косарев А.Н.^{1,2}, Чалдышев В.В.^{1,2}, Кондиков А.А.^{1,2}, Торопов Н.А.³, Гладских И.А.³,

Гладских П.В.³, Вартанян Т.А.³, Акимов И.А.^{1,4}, Salewski M.⁴, Bayer M.⁴,

Преображенский В.В.⁵, Путято М.А.⁵, Семягин Б.Р.⁵

¹ФТИ им. А.Ф.Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, СПб, 194021, Россия ²СПБПУ, ул. Политехническая, д. 29, СПб, 195251, Россия

³Университет ИТМО, пр. Кронверкский, д. 49, СПб, 197101, Россия

⁴ Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, 44221 Dortmund, Germany

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

В структурах, где полупроводниковые квантовые точки (ПКТ) и металлические нановключения расположены близко друг к другу, возможна гибридизация экситонных и плазмонных возбуждений [1,2]. Это позволяет усилить взаимодействие света с веществом и увеличить эффективность оптоэлектронных приборов на основе ПКТ.

В данной работе исследовалась оптические свойства структур на основе GaAs, содержащих пять пространственно-совмещенных слоев полупроводниковых ПКТ InAs, и слой наночастиц серебра на поверхности. Слои ПКТ InAs заращивались тонким слоем GaAs на который осаждалась пленка Ag. Последующий отжиг при температуре 200 С приводил к распаду пленки на наночастицы,

средний размер которых составляет 100 нм.

Были проведены измерения стационарного оптического отражения, пропускания и фотолюминесценция (ФЛ), а также ФЛ с временным разрешением. Установлено, что появление наночастиц заметно увеличивает интенсивность отражения. Для длины волны 660 нм интенсивность отражения увеличивается в 1.6 раз. На Рис. 1 представлены спектры ФЛ ПКТ с близкорасположенными наночастицами Ag и спектр ПКТ без наночастиц Ag. Несмотря на то, что более сильное отражение ведет к снижению интенсивности возбуждения, полная интенсивность ФЛ увеличилась в 1.5 раз. Усиление преимущественно происходит в длинноволновой обла-



Puc.1. – Спектры фотолюминесценции КТ InAs в GaAs с близкорасположенным ансамблем наночастиц Ag и без них

сти, практически исчезая при длинах волн менее 1 мкм. Таким образом, с учетом увеличения интенсивности отражения, полная светимость увеличивается в 2.4 раз, что может объясняться взаимодействием в ближнем поле ПКТ и металлических нановключений. Также была измерена ФЛ с временным разрешением. Время затухания ФЛ в образце с Ag - 276 ps, что значительно больше, чем в образце без наночастиц Ag - 194 ps. Это говорит о том, что увеличение времени затухания ФЛ и её интенсивности является следствием подавления безызлучательного процесса рекомбинации, а не эффекта Парсела. Возможным механизмом подавления безызлучательной рекомбинации является замедление туннелирования электронов из ПКТ в присутствие наночастиц серебра на поверхности.

[1] W.Zhang, A.Govorov and G.Bryant, Phys. Rev. Lett. 91, 146804 (2006)

[2] А.Лямкина, С.Мощенко, Д. Дмитриев, А.Торопов, Т. Шамирзаев, Письма в ЖЭТФ, **99**, 245 (2014)

Фотолюминесценция квантовых точек InAs, заращенных слоем низкотемпературного GaAs

Косарев А.Н.^{1,2}, Чалдышев В.В.^{1,2}, Берт Н.А.¹, Неведомский В.Н.¹, Преображенский В.В.³, Путято М.А.³, Семягин Б.Р.³

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

²СПБПУ, ул. Политехническая, д. 29, СПб, 195251, Россия

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

Полупроводниковые квантовые точки (ПКТ) являются эффективными излучателями света с большим временем жизни носителей и также могут быть использованы для хранения неравновесных электронов. Для управления этими процессами необходимо контролировать время жизни локализованных в ПКТ носителей. Один из возможных путей состоит в комбинации ПКТ InAs со слоем GaAs, выращенном при низкой температуре (LT), обладающим ультракоротким (100-500 фс) временем жизни неравновесных носителей заряда.

В работе мы проводим комплексный анализ структурных и оптических свойств структур, в которых ПКТ InAs в GaAs заращивались слоем LT-GaAs. Построена микроскопическая модель, описывающая их взаимное влияние в зависимости от наличия и вида разделительного слоя между ними.

Структуры GaAs были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs (100) и содержали два слоя ПКТ InAs, сопряженных в направлении роста и заращенных либо непосредственно слоем LT-GaAs, либо между ПКТ и LT-GaAs находились тонкие разделительные слои GaAs и AlAs+GaAs. Все образцы сравнивались с референтным образцом, в котором ПКТ заращивались слоем GaAs при обычной температуре. Для

выявления микроструктуры образцов проводились электронно-микроскопические исследования [1].

На Рис. 1 показаны спектры фотолюминесценции (ФЛ) образцов с разделительными слоями GaAs, AlAs+GaAs, a также референтного образца. Заращивание без разделительных слоев привело к сильному снижению интенсивности ФЛ ПКТ в результате появления дислокаций. Использование тонкого разделительного слоя GaAs подавило генерацию дефектов. Интенсивность ФЛ возросла, но положение максимума сместилось в длинноволновую область. При использовании более широкозонного разделительного слоя AlAs+GaAs положение и форма спектра



Puc.1. – Спектры фотолюминесценции образцов с разделительными слоями GaAs, AlAs+GaAs, а также референтного образца.

ФЛ восстанавливается и снова соответствует референтному образцу.

Нами была предложена модель, согласно которой изменение спектров происходит за счет туннелирования электронов из ПКТ в континуум состояний LT-GaAs через тонкий разделительный слой GaAs. Такое туннелирование становится затрудненным при использовании в качестве разделительного слоя AlAs+GaAs и форма спектра восстанавливается. На Рис. 1 штриховой линией показан предсказанный моделью спектр ПКТ в случае туннельно-прозрачного барьера между ПКТ и LT-GaAs.

Таким образом, показана возможность совмещения массивов InAs ПКТ и LT-GaAs и построена микроскопическая модель их взаимного влияния на основе исследований спектров ФЛ и ПЭМ.

[1] В.Н. Неведомский, Н.А. Берт, В.В. Чалдышев и др, ФТП, 45, 1642 (2011)

Механизмы проводимости и фотовольтаические эффекты в композитных структурах с наночастицами

Крылов И.В., Дроздов К.А., Чижов А.С., Румянцева М.Н., Васильев Р.Б., Хохлов Д.Р., Филатова Д.Г., Абакумов А.М., Гаськов А.М.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119992, Москва, Ленинские горы, ГСП-1

Полупроводниковые оксиды на основе элементов In, Sn, Zn и их сплавов (Metal Oxides, далее MOx) широко используются в микроэлектронике, в том числе для создания газовых сенсоров. Данный класс соединений характеризуется низким удельным сопротивлением, высоким значением подвижности носителей заряда и прозрачностью в видимом диапазоне электромагнитного излучения. Наноструктурирование позволяет варьировать энергетический спектр таких систем за счет эффекта размерного квантования, введение примеси - существенно увеличить концентрацию свободных носителей заряда, а внедрение квантовых точек (Quantum dots, далее QD) - фотосенсибилизировать в видимом диапазоне.

В работе исследовались сенсорные, а также оптические и фотоэлектрические свойства в видимом спектральном диапазоне для нанокристаллических пленок ZnO, SnO₂ и In₂O₃ с коллоидными квантовыми точками CdSe. Рассматривалось влияние легирования на спектральные зависимости. Образцы были синтезированы на кафедре неорганической химии химического факультета МГУ с помощью коллоидного синтеза при высокой температуре [1].

Спектральные зависимости поглощения и фотопроводимости МОх демонстрируют существенный отклик только в коротковолновой области спектра ($\lambda < 425$ нм). Для композитных структур МОх+QD отклики наблюдаются начиная с 550 нм. Форма дополнительных локальных максимумов и их положение отвечают спектральным зависимостям поглощения внедренных в структуру нанокристаллов CdSe. В композитных структурах MOx+QD существует зарядовый обмен между нанокристаллами и матрицей. Температурные зависимости проводимости для всех исследованных структур (300-77 K) отвечают закону Мотта.

Установлено, что введение примеси Sn в In₂O₃ приводит к появлению значительного поглощения в инфракрасной области спектра. Вид спектральных зависимостей характерен для локального поверхностного плазмонного резонанса. По положению пика плазмонного поглощения была проведена оценка концентрации свободных носителей заряда в In₂O₃(Sn 10 ат.%), она составила ~10¹⁹ см⁻³.

Было показано, что исследуемые композитные структуры можно использовать для создания газовых сенсоров комнатной температуры. В работе обсуждается модель, описывающая принцип работы композитного сенсора.

[1] A. Chizhov et al., Thin Solid Films, 618, 253-262 (2016).

Молекула Гайзенберга в магнитном поле

Кузнецов А.В., Бояршинов В.В.

Уральский федеральный университет им. Первого президента России Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

В настоящем сообщении результаты работы [1] обобщены на случай наличия внешнего магнитного поля. С помощью статистической суммы

$$Z = (4\pi)^{2} \int_{0}^{1} \int_{0}^{1} dx dy [ch\frac{hx}{t}ch\frac{hy}{t}ch\frac{xy}{t} \pm sh\frac{hx}{t}sh\frac{hy}{t}sh\frac{xy}{t}] I_{0}(\frac{1}{t}\sqrt{(1-x^{2})(1-y^{2})}),$$

rge $h = g \mu_{B}SH/|J|S^{2},$
 $t = k_{B}T/|J|S^{2},$

 I_0 - функция Бесселя первого рода нулевого порядка,

исследуется поведение во внешнем магнитном поле Н двух погружённых в термостат с температурой Т спинов величиной S, взаимодействие которых друг с другом является обменным. Обсуждается как случай положительного обменного параметра J, так и более сложный случай отрицательного J. Остальные обозначения являются общепринятыми. Знаки + и – в подынтегральном выражении для статистической суммы соответствуют положительному и отрицательному J. Найденные интегральные представления для средней величины проекции M магнитного момента молекулы на внешнее поле использованы для получения выражений, описывающих поведение M в зависимости от величины поля и температуры как в случае высоких, так и низких температур.

[1] А.В.Кузнецов, Физика металлов и металловедение, 115, 339 (2014)

Пространственное распределение упругих деформаций в гетероструктурах с квантовыми точками: аналитический подход

Ненашев А.В.^{1,2}, Двуреченский А.В.^{1,2}, Кошкарев А.А.¹

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

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

Многие современные полупроводниковые приборы основаны на использовании низкоразмерных гетероструктур. Энергетический спектр носителей в таких гетероструктурах во многом определяется распределением упругой деформации, связанной с рассогласованием параметров решёток. Деформационные эффекты играют первостепенную роль в формировании потенциала для электронов и дырок в квантовых точках, образующихся при гетероэпитаксиальном росте в режиме Странского — Крастанова. Кроме того, известно, что с помощью управления деформационными полями можно значительно влиять на энергетический спектр и свойства носителей заряда в низкоразмерных гетероструктурах. Это делает задачу определения пространственного распределения упругой деформации актуальной. Известно, что полупроводниковые материалы обладают значительной анизотропией упругих свойств: например, в кремнии модуль Юнга в направлении [111] в ≈1.4 раза больше, чем в направлении [100], что может привести к значительной ошибке при использовании изотропного приближения. Поэтому учёт анизотропии необходим для предсказательного моделирования распределения деформации и, как следствие, энергетических уровней и волновых функций носителей заряда.

В настоящей работе предложен аналитический метод вычисления трёхмерного распределения деформации в упруго-анизотропных гетеростуктурах с квантовыми точками. В отличие от других существующих подходов, наш метод является полностью аналитическим, т. е. даёт выражение для трёхмерного пространственного распределения деформации через элементарные функции. Идея предлагаемого метода заключается в сведе́нии анизотропной задачи теории упругости к аналогичной, но более простой, изотропной задаче. Показано, что для того, чтобы получить распределение деформации в упругоанизотропной среде, достаточно выполнить расчёт деформации в изотропном приближении для четырёх структур, являющихся простой модификацией исследуемой структуры (изменением размера вдоль одной из осей), и составить линейную комбинацию полученных полей деформации. Такая возможность была продемонстрирована ранее для гексагональных кристаллов [1], а также для плоских деформаций (двумерная задача) в кубических кристаллах [2].

В настоящей работе получено трёхмерное распределение деформации в кубических кристаллах, примерами которых являются Si, Ge, GaAs. Рассмотрен случай, в котором материал квантовой точки отличается от материала подложки только параметром кристаллической решётки, а модули упругости c_{11} , c_{12} , c_{44} этих двух сред одинаковы, причём квантовая точка окружена материалом подложки со всех сторон. Для квантовых точек, имеющих форму многогранников, вспомогательная задача о вычислении полей деформации в изотропном приближении решалась с помощью аналитических методов [1,3,4]. Показано, что для типичных полупроводников (Si, Ge, GaAs) погрешность разработанного нами метода (в среднеквадратическом смысле, для сферического включения) составляет $1\div 2$ %, что в $10\div 15$ раз меньше ошибки изотропного приближения. Работа профинансирована РФФИ (гранты 16-29-14031 и 16-02-00397).

[1] Kuvshinov B.N., Int. J. Solids and Structures, 45, 1352 (2008).

[2] Ненашев А.В., Кошкарев А.А., Двуреченский А.В, Автометрия, 49, 25 (2013).

[3] Nenashev A.V., Dvurechenskii A.V., J. Appl. Phys., 107, 064322 (2010).

[4] Nenashev A.V., Dvurechenskii A.V., J. Appl. Phys., 121, 125102 (2017).

Подвешенные квантовые точечные контакты с усиленным электрон-электронным взаимодействием

Погосов А.Г.^{1, 2}, Похабов Д.А.^{1, 2}, Шевырин А.А.^{1, 2}, Буданцев М.В.¹, Жданов Е.Ю.^{1, 2}, Бакаров А.К.^{1, 2}, Шкляев А.А.^{1, 2}, Степаненко М.В.³, Шестериков Е.В.³.

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

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

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

Исследование электронного транспорта в квантовых точечных контактах (КТК) представляет повышенный интерес в связи с эффектами, связанными с электрон-электронным взаимодействием и спиновой поляризацией. К ярким проявлениям электрон-электронного взаимодействия можно отнести особенности кондактанса, наблюдаемые при значениях не кратных $2 \times e^2/h$ [1]. Среди этих особенностей – так называемая «0,7-аномалия», возникновение которой в ряде работ связывают со спонтанной спиновой поляризацией. Немалый интерес в настоящее время вызывает также возможность использования КТК в качестве

контролируемого источника спин-поляризованного тока, не требующего приложения внешнего магнитного поля. Экспериментальным свидетельством такого рода спиновой поляризации является появление плато квантования при $0.5 \times 2e^{2}/h$ в нулевом магнитном поле. Эффекты спиновой поляризации в таких устройствах обусловлены спинорбитальным взаимодействием, усиливающимся при приложении латерального электрического поля.

В настоящей работе сообщается об изготовлении и исследовании кондактанса подвешенных (оторванных от полупроводниковой подложки) КТК. Как было показано ранее [2], отрыв наноструктур от подложки приводит к усилению межэлектронного взаимодействия в них в результате запирания силовых линий электрического поля в тонкой высокодиэлектричной подвешенной мембране. Образцы изготавливались на основе гетеропереходов GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом, выращенных поверх жертвенного слоя.

Отрыв от подложки производился при помощи селективного жидкостного травления в водном растворе плавико-



Рис.1. – а) СЭМ изображение подвешенного КТК; б) дифференциальный кондактанс dG/dVg как функция затворного Vg и тянущего Vsd напряжений.

вой кислоты. Для увеличения в проводящем канале контакта эффекта латерального электрического поля, необходимого для спин-орбитального взаимодействия, были разработаны и созданы образцы со специальной геометрией боковых затворов. Последние соединялись с подвешенным каналом КТК подвешенными тонкими непроводящими перемычками, которые в силу упомянутого эффекта запирания силовых линий можно рассматривать как «полепроводы», эффективно подводящие латеральное электрическое поле в область канала. Кондактанс КТК измерялся при температуре 1,8 К в зависимости от тянущего и затворных напряжений. Кондактанс демонстрирует как целые, так и полуцелые ступени квантования. Изучено их поведение при отрыве КТК от подложки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-02-00579), и госзадания № 0306-2016-0015.

[1] A. A. Shevyrin et al., Appl. Phys. Lett. **104**, 203102 (2014).

[2] А.Г Погосов и др., Письма в ЖЭТФ. **83**, 152 (2006).

Когерентное скольжение волны зарядовой плотности при 600К и другие свойства квазиодномерного соединения NbS₃ (II)

Зыбцев С.Г.¹, Покровский В.Я.¹, Насретдинова В.Ф.¹, Зайцев-Зотов С.В.¹,

Павловский B.B.¹, Pai W.W.², Chu M.-W.², Lin Y.G.³, Zupanič E.⁴, van Midden H.J.P.⁴, Šturm S.⁴, Tchernychova E.⁵, Prodan A.⁴, Bennett J.C.⁶, Мухамедшин И.Р.⁷,

Чернышёва О.В.⁸, Менушенков А.П.⁸, Титов А.Н.⁹

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

²Center for condensed matter sciences, National Taiwan University, Taipei, Taiwan, 106

³National synchrotron research center, Hsinchu, Taiwan 300

⁴Jožef Stefan Institute, Jamova 39, SI-1000 Ljubljana, Slovenia

⁵Department of Materials Chemistry, National Institute of Chemistry, Hajdrihova 19, Ljubljana, Slovenia

⁶Department of Physics, Acadia University, Wolfville, Nova Scotia, Canada B0P 1X0

⁷Институт физики, Казанский федеральный университет, Казань, 420008

⁸НИЯУ МИФИ, 115409, Москва, Каширское ш., 31

⁹Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Моноклинная фаза квазиодномерного соединения NbS3, известная также как NbS3-II, является характерным представителем группы MVXVI3, где M – Ta, Nb, a X – S, Se, Te. Соединение синтезируется в виде вискеров с площадью сечения 102-10-4 мкм2. Как и в других соединениях этой группы, в NbS3-II наблюдаются пайерлсовские переходы с образованием волн зарядовой плотности (B3П). Однако это соединение обладает уникальными свойствами, среди которых 1) наличие трёх B3П – B3П-1, B3П-0 и B3П-2, возникающих в результате трёх фазовых переходов, соответственно – при TP1=340-370 K, TP0 = 620 K и TP2=150 K; 2) скольжение B3П при комнатной температуре; 3) свойства B3П-2, которая слабо взаимодействует с решёткой [1]. При этом свойства NbS3-II сильно зависят от условий синтеза и, как было показано в [1], определяются отклонением состава от стехиометрического. Так, B3П-2 наблюдается только в низкоомной «подфазе» NbS3-II, в которой обнаружен дефицит серы. Сделан вывод, что в B3П-2 конденсируются электроны, пришедшие с вакансий S.

В докладе будет рассказано о последних результатах исследований NbS3-II. Измерения проводимости, σ , в атмосфере аргона показали, что особенность на зависимости $\sigma(T)$ при TP0 = 620 K наблюдается на всех образцах, причём, изменения проводимости носят обратимый характер и, таким образом, не могут быть отнесены к деградации образца. Более того, обнаружено, что среди высокоомной «подфазы» встречаются образцы с единственным переходом при TP0. Ниже TP0 величина σ спадает по активационному закону. Ранее были приведены аргументы, подтверждающие скольжение ВЗП-0 в огромных полях, ~10 кВ/см [1]. Однако только в образцах с единственным переходом TP0 получены прямые доказательства движения ВЗП-0, причём, – при рекордно высоких температурах, – более 600 К: наблюдались нелинейные ВАХ с чётким пороговым полем, ~10 В/см, а также ступеньки Шапиро при воздействии ВЧ/СВЧ напряжения.

Исследования в СТМ показали наличие дефектов упаковки в кристаллах NbS3-II. В связи с этим, в докладе будет рассмотрен вопрос о возможной связи ВЗП-1 и ВЗП-2 с дефектами кристалла. Будут также представлены другие необычные свойства NbS3-II, полученные в результате исследования фотопроводимости (как квазичастиц, так и самой ВЗП), ЯМР, XANES, термоэдс и теплоёмкости [2], а также при воздействии деформации.

Работа проводилась при поддержке РФФИ (16-02-01095, 17-02-01343), РНФ (17-12-01519), Президиума РАН, РАН, а также Словенско - Российского проекта ARRS-MS-BI-RU-JR-Prijava/2016/51.

[1] S.G. Zybtsev, et al., Phys. Rev. В 95, 035110 (2017). [2] С.Г. Зыбцев и др., будет опубликовано.

Электронный транспорт в подвешенных кольцевых интерферометрах

Похабов Д.А.^{1, 2}, Погосов А.Г.^{1, 2}, Жданов Е.Ю.^{1, 2}, Шевырин А.А.^{1, 2}, Буданцев М.В.¹, Бакаров А.К.^{1, 2}, Шкляев А.А.^{1, 2}.

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, ул. Лаврентьева, 13 ²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Повышенный интерес к полупроводниковым наноструктурам во многом определяется разнообразием наблюдающихся в них мезоскопических явлений, обусловленных интер-

ференцией электронных волн, электронэлектронным взаимодействием, спиновыми и другими квантовыми эффектами. Типичным полупроводниковым устройством, в котором явления электронной интерференции играют определяющую роль, является кольцевой интерферометр. Обычно такие устройства изготавливаются вмурованными в массив полупроводника. Между тем подвешенные наноструктуры с двумерным электронным газом, отделённые от полупроводниковой подложки, представляют особый интерес. Электронный транспорт в таких подвешенных наноструктурах имеет особенности, которые связаны не только с дополнительными механическими степенями свободы, но и с ослаблением теплоотвода через подложку [1], а также с усилением электрон-электронного взаимодействия [2], обусловленным запиранием силовых линии электрического поля в высокодиэлектричной мембране.

Нами впервые были изготовлены



Рис. 1. – Магнетосопротивление кольцевого интерферометра. На вставках приведены: СЭМ изображение подвешенного интерферометра, а также фурье-спектры осцилляций Ааронова-Бома неподвешенного (а) и подвешенного (б) интерферометров.

подвешенные полупроводниковые кольцевые электронные интерферометры диаметром от 300 нм до 1,5 мкм на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом. Для уменьшения влияния краевого обеднения, была разработана технология создания подвешенных интерферометров, сочетающая глубокое (сквозное) и неглубокое (несквозное) травление подвешенной мембраны. Были изучены магнетополевые зависимости сопротивления интерферометров при различных температурах в диапазоне от 1,6 К до 4,2 К. Обнаружены осцилляции Ааронова-Бома в магнетосопротивлении интерферометров, как до, так и после подвешивания. Проведён сравнительный анализ температурных зависимостей этих осцилляций. Определена температурная зависимость длины фазовой когерентности для подвешенных и неподвешенных образцов, а также выявлена роль электронэлектронного взаимодействия, проявляющегося при подвешивании структур.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 16-32-00405 мол_а), и госзадания № 0306-2016-0015.

[1] A. G. Pogosov et al., Appl. Phys. Lett. **100**, 181902 (2012). [2] A. A. Shevyrin et al., Appl. Phys. Lett. **104**, 203102 (2014).

Электронный транспорт и магнитные свойства системы параллельных квантовых точек при наличии анизотропной гибридизации квантовых точек с контактами

Проценко В.С.^{1,2}, Катанин А.А.^{1,2}

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18 ²Уральский Федеральный Университет, 620002, Екатеринбург, ул.Мира, 19

Система двух параллельных квантовых точек, гибридизованных с общими контактами, является одной из наиболее простых систем, для которой в результате квантового фазового перехода возможно образование особого состояния - сингулярной Ферми жидкости, характеризующегося появлением локального магнитного момента в системе [1]. Возможность индуцировать переход в данную спин упорядоченную фазу за счет изменения внешних контролируемых параметров позволяет осуществлять комбинированное изменение электронных и магнитных свойств, что может использоваться для проектирования различных устройств наноэлектроники.

В работе [1] показано, что для симметрично (изотропно) соединенных с контактами квантовых точек учет локального кулоновского взаимодействия приводит к скачку проводимости в точке квантового фазового перехода. С другой стороны, возможность появления квантовых фазовых переходов и их влияние на электронный транспорт в системах с асимметричной (анизотропной) гибридизацией квантовых точек с контактами ранее не исследовались и наличие квантовой интерференции в рассматриваемой кольцевой геометрии системы, образуемой квантовыми точками и контактами, может приводить к нетривиальным физическим эффектам.

В рамках данной работы исследуется влияние асимметрии параметров перескока между двойными параллельными квантовыми точками и контактами на проводимость и возможность формирования локального магнитного момента в данной системе. Учет электрон-электронного взаимодействия производится с помощью метода функциональной ренормализационной группы [2,3] с контрчленом [4]. Данный метод позволяет описывать корреляционные эффекты в области существования фазы с локальными магнитными моментами [4] и не требует дополнительных вычислений для рассмотрения эффектов асимметрии.

Показано, что наличие квантового фазового перехода в режим с локальным магнитным моментом (состояние сингулярной Ферми-жидкости) сохраняется для различных типов асимметрии амплитуд перескока [5]. При этом в зависимости от типа асимметрии система может демонстрировать либо квантовый фазовый переход первого рода в состояние сингулярной Ферми жидкости, сопровождающийся, аналогично симметричному случаю, скачкообразным изменением проводимости, или квантовый фазовый переход второго рода, при котором проводимость непрерывна и имеет асимметричный резонанс Фано типа вблизи точки фазового перехода [5].

Предложенный подход может быть применен к системам из большего числа квантовых точек, где применение численных методов, например, метода численной ренормализационной группы, оказывается вычислительно недоступным, а также использован для описания неравновесных процессов в системах квантовых точек.

- [1] R. Zitko and J. Bonca, Phys. Rev. B, 73, 035332 (2006).
- [2] M. Salmhofer, Renormalization, Springer, Berlin (1998).
- [3] C. Karrasch, T. Enss and V. Meden, Phys. Rev. B, 73, 235337 (2006).
- [4] V.S Protsenko, A.A Katanin, Phys. Rev. B, 94, 195148 (2016).
- [5] V.S Protsenko, A.A Katanin, preprint arXiv:1703.04521 (2017).
Синтез методом молекулярно-пучковой эпитаксии и свойства GaN, InN и A³B⁵ наноструктур на гибридной подложке SiC/Si(111)

Резник Р.Р.^{1-3,5}, Котляр К.П.¹, Сошников И.П.^{1,4}, Кукушкин С.А.⁶, Штром И.В.^{1,4,5}, Никитина Е.В.¹, Цырлин Г.Э.^{1,3,5}

¹Санкт-Петербургский Академический университет РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8/2

² Санкт-Петербургский политехнический университет им. Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29

³Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

⁴Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

⁵Институт Аналитического приборостроения РАН, 198095, Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, 31-33, лит. А

⁶Институт Проблем Машиноведения РАН, 199178, Санкт-Петербург, Большой проспект, 61

Широкозонные наногетероструктуры на основе GaN, InN, а также A³B⁵ соединения представляют большой интерес для создания электронных [1] и оптоэлектронных [2] устройств. Высокая механи-ческая прочность нитридов в сочетании с химиче-ской стойкостью и высокой (2500°C) температу-рой плавления обеспечивают стабильность работы приборов на его основе в сложных условиях. От-сутствие 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 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, 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 дисло-каций несоответствия использовался нанометровый (порядка50÷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%. Также, вместо планарного слоя, был произведён синтез GaN и InN и A³B⁵ соединений в виде нитевидных нанокристаллов (HHK), которые позволяет радикально уменьшить плотность структурных дефектов. Управляемый синтез HHK позволяет осуществлять контроль их электронных свойств, в том числе степени легирования n- и p-типа, и создавать их основе ультрафиолетовые лазеры и светодиоды.

Целью данной работы является демонстрация принципиальной возможности роста нитевидных нанокристаллов GaN, InN и A³B⁵ 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.

[1] S. Nakamura et al., New York: Springer-Verlag, 368 (1997).

[2] S.J. Pearton et al., Advanced Materials, 12, 1571 (2000).

Температурные особенности экситонного поглощения и свечения квантовых точек InP/ZnS

Савченко С.С., Вохминцев А.С., Вайнштейн И.А.

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

Полупроводниковые нанокристаллы демонстрируют уникальные размернозависимые спектральные характеристики поглощения и свечения, которые делают их перспективными материалами для создания эффективных композитных люминофоров и оптоэлектронных матриц [1]. В настоящее время заметная активность и прогресс наблюдаются в исследованиях фундаментальных и прикладных свойств коллоидных квантовых точек (КТ) типа ядро/оболочка на основе нетоксичного фосфида индия в окружении более широкозонного сульфида цинка. В то же время влияние температуры на оптические свойства нанокристаллов InP/ZnS остается недостаточно изученным и с точки зрения экспериментального анализа, и с позиций согласованных теоретических обоснований [2,3]. Целью данной работы является исследование температурного поведения спектров оптического поглощения (ОП) и фотолюминесценции (ФЛ) КТ ядро/оболочка InP/ZnS в интервале 6.5 -296 K.

Были изучены два образца коллоидных КТ InP/ZnS, покрытых модифицированной полиакриловой кислотой (производитель ФГУП «НИИ прикладной акустики», Дубна). Согласно оценке в рамках приближения эффективной массы средний размер КТ составлял 2.1 нм (QD-1) и 2.3 нм (QD-2). Для проведения измерений растворы осаждались на кварцевые подложки толщиной 1мм. Контроль, изменение и фиксация температуры осуществлялись с помощью гелиевого криостата с замкнутым контуром Janis модели CCS-100/204N, контроллера Model 335 и турбонасосной станции HiCube 80 Есо. Экспериментальный температурный диапазон варьировался от 6.5 К до 296 К. Для измерения спектров ОП описанный модуль был встроен в спектрофотометр Shimadzu UV-2450. Интервал исследуемых длин волн составлял 190 – 900 нм. Для регистрации ФЛ температурный модуль комбинировался со спектрографом Shamrock SR-303i-В и ПЗС-матрицей Newton^{EM} DU-970P-BV-602, Andor Technology. В качестве источника возбуждения использовался УФ светодиод 372 нм.

Показано, что энергии оптических переходов при комнатной температуре, рассчитанные по производным спектрам второго порядка, составляют: 2.38 (Е1), 4.06 (Е2), 4.68 (E₃) эВ для QD-2 и 2.60 (E₁), 4.70 (E₃) ± 0.02 эВ для QD-1. Согласно литературным данным пики Е1 соответствуют первой экситонной полосе поглощения фосфида индия, а оптические переходы E2 и E3 могут быть отнесены к оболочке ZnS. Спектры ФЛ при 296 К представляют собой асимметричные полосы с максимумом при 2.32 эВ и полушириной 0.30 эВ для QD-1; для QD-2 – 2.14 эВ и 0.36 эВ, соответственно. При охлаждении исследуемых нанокристаллов наблюдается сдвиг полос ОП и ФЛ в синюю область спектра. Экспериментальные результаты проанализированы в рамках формализма Фэна для смещения энергетических уровней в условиях эффективного экситон-фононного взаимодействия. Установлено, что полуширина экситонной полосы поглощения не меняется в исследуемом температурном диапазоне, что свидетельствует о неоднородном характере уширения. Обнаружено, что ФЛ исследуемых образцов содержит скрытые спектральные компоненты, интенсивность которых возрастает с понижением температуры и приводит к искажению формы спектров в низкоэнергетической области. Приведено обсуждение рассчитанных модельных параметров, выполнено сравнение с аналогичными величинами для объемных кристаллов, сделаны предположения о природе наблюдаемых полос свечения изучаемых квантовых точек InP/ZnS.

[1] S.S. Savchenko, A.S. Vokhmintsev, I.A. Weinstein, J. Physics: Conf. Series, 741, 012151 (2016).

[2] С.С. Савченко, А.С. Вохминцев, И.А Вайнштейн, Письма в ЖТФ, 43, 39 (2017).

[3] S.S. Savchenko, A.S. Vokhmintsev, I.A. Weinstein, Optical Materials Express, 7, 354 (2017).

Самодифракция на динамическом одномерном фотонном кристалле в коллоидном растворе квантовых точек

Смирнов А.М., Голинская А.Д., Стебакова Ю.В., Манцевич В.Н., Днепровский В.С.

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

Обнаружена самодифракция на сформированном в коллоидном растворе квантовых точек CdSe/ZnS (KT) динамическом одномерном фотонном кристалле, возникающая одновременно с самодифракцией на наведенных каналах прозрачности, при резонансном возбуждении основного электронно-дырочного (экситонного) перехода КТ двумя лазерными лучами, с гауссовым распределением интенсивности по сечению.

При взаимодействии двух гауссовых лазерных лучей в коллоидном растворе КТ, обнаруженное распространяющееся вдоль конической поверхности самодифрагированное излучение [1] (при сечении плоскостью экрана – гиперболы, Рис.1), удовлетворяет условию Лауэ дифракции лучей на цепочке атомов: $(k_{diff}-k_0)\Lambda=m$ (k_0 – волновой вектор падающего на цепочку атомов луча, k_{diff} – волновой вектор дифрагированного луча).

Гауссово распределение интенсивности лазерных лучей, приводит к формированию периодической динамической структуры с убывающей к периферии сечения луча модуляцией диэлектрической проницаемости. Лучи, формирующие данную динамическую структуру в коллоидных КТ, "чувствуют" её границы (размер сформированного динамического фотонного кристалла, на котором происходит самодифракция, меньше площади поперечного сечения луча).

Образование наведенной амплитудной дифракционной решетки и каналов прозрачности в сильно поглощающем коллоидном растворе КТ при однофотонном возбуждении экситонов в КТ двумя взаимодействующими лазерными лучами вызвано сосуществованием и конкуренцией процессов насыщения основного экситонного перехода и длинноволнового штарковского сдвига спектра экситонного поглощения. Образование одномерного

линамического фокристалла тонного происходит за счет периодического изменения диэлектрической проницаемости в интерференционном поле двух лазерных импульсов. Ввиду небольшой отстройки возбуждаючастоты щего лазерного излучения от частоты неоднородно уширенноосновного го экситонного перехода КТ нелинейное изменение поглощения сопровождается сильным нелинейным изменением показателя преломления [2].



Рис.1. (а) Схема формирования динамического одномерного фотонного кристалла двумя гауссовыми лазерными лучами; (b) схема дифракции на одномерном фотонном кристалле. Измеренное (c, e) и моделированное (d, f) распределение интенсивности самодифрагированных лучей на каналах прозрачности и одномерном динамическом фотонном кристалле, сформированном при интерференции двух гауссовых лазерных лучей в коллоидном растворе KT CdSe/ZnS (θ =20°, θ =110°).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ МД-4550.2016.2.

[1] A.M. Smirnov et al., JETP Letters **104**, 674 (2016). [2] A.M. Smirnov et al., JETP Letters **102**, 212 (2015).

Моделирование квантового точечного контакта в затворно-индуцированной двумерной дырочной системе

Ткаченко О.А.¹, Ткаченко В.А.¹, Мисерев Д.С.², Сушков О.П.²

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13 ² School of Physics, University of New South Wales, Sydney, Australia

Для выяснения свойств электронных и дырочных субмикронных квантовых систем необходимы расчеты трехмерной электростатики, которые помогают связать значения электрических полей и плотностей носителей заряда с конструкцией устройства и напряжениями на управляющих затворах. Если исходные двумерные электронные/дырочные системы создаются легированием в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии, то потом трудно менять их плотность в широких пределах. Кроме того, остаточный примесный беспорядок усложняет поведение и дает большой разброс наблюдаемых характеристик номинально одинаковых субмикронных устройств. Обе эти проблемы решаются созданием затворно-индуцированных электронных и дырочных систем. Расчеты трехмерной электростатики сделали возможным согласование теории с экспериментом при описании квантования кондактанса сужения в двумерном электронном газе, создаваемом верхним затвором [1], и теперь аналогичная возможность исследуется для двумерной дырочной системы (2DHS), создаваемой верхним и нижним затворами. Квантовый точечный контакт (QPC) в этой системе формируется третьим (расщепленным) затвором Шоттки, и при низкой температуре наблюдается четкое квантование кондактанса [2]. Кроме того, измерения gфакторов в QPC двумерных дырочных систем демонстрируют выраженную анизотропию [2,3]. Если магнитное поле лежит в плоскости 2DHS и направлено вдоль, либо поперек QPC, то отношение g∥/g⊥ может меняться в несколько раз, и даже обращаться в бесконечность (g1=0 [3]). Ничего подобного в электронных QPC не наблюдалась. В дырочных QPC анизотропия возможна благодаря сильному спин-орбитальному взаимодействию, но только недавно была построена теория [2,4], количественно объясняющая поведение gфакторов. Значения g-факторов зависят от компоненты электрического поля Ez, направленной вдоль оси роста структуры и поперечного импульса дырок в квазиодномерном сужении. В эксперименте [2] плотность 2DHS линейно зависела от напряжений на верхнем и нижнем затворе. Это позволило изучать QPC при одной и той же плотности дырочного газа, но с сильно различающимися электрическими полями Ez. Квантование кондактанса позволяло судить о числе открытых поперечных подзон при данных напряжениях на затворах. Моделирование трехмерной электростатики структуры в приближении Томаса-Ферми дает значения электрического поля для разных наборов напряжений на верхнем и нижнем затворе и удерживающий потенциал в сужении. Расчет, исходя из конструкции устройства, позволил проверить независимость этих значений в QPC от закона дисперсии дырок (квадратичный с разными массами или линейный). Также было показано, что, хотя форма поперечного потенциала в QPC зависит от числа заполненных одномерных подзон, но при числе открытых подзон больше трех характерный импульс поперечного движения в QPC близок к импульсу Ферми рг в 2DHS. Для данного рг теория [2] предсказывает зависимости $g \parallel (E_z)$ и $g \perp (E_z)$, которые хорошо согласуются с измерениями при $E_z = 1.2 MB/M$ и E_z =2.4 MB/м [2]. Интересно, что средние поля в этом интервале отвечают, согласно теории [2], поперечным g-факторам, близким к нулю. Моделирование устройства показывает, что можно менять Ez на данном интервале с сохранением плотности 2DHS, т.е. pF. Cooтветствующий эксперимент по поиску состояния д⊥=0 позволит проверить предложенный в [2,4] механизм анизотропии g-фактора.

[1] O. A. Tkachenko, V. A. Tkachenko, D. G. Baksheyev, K. S. Pyshkin, R. H. Harrell, E. H. Linfield, D. A. Ritchie, C. J. B. Ford, J. Appl. Phys. 89, 4993 (2001).

[2] D. S. Miserev, A. Srinivasan, O. A. Tkachenko, V. A. Tkachenko, I. Farrer, D. A. Ritchie, A. R. Hamilton, O. P. Sushkov (submitted in Phys. Rev. Lett., 2017).

[3] F. Nichele, S. Chesi, S. Hennel, A. Wittmann, C. Gerl, W. Wegscheider, D. Loss, T. Ihn, K. Ensslin, Phys. Rev. Lett., 113, 046801 (2014).

[4] D. S. Miserev and O. P. Sushkov, Phys. Rev. B 95 085431 (2017).

Секция 6

Спиновые явления, спинтроника,

наномагнетизм

Магнитное упорядочение в тонких плёнках ZnO, легированных Mn, Fe⁵⁷

Агликов А.С.^{1, 4}, Мездрогина М.М.¹, Павлов В.В.¹, Семенов В.Г.², Сныткина С.А.¹, Кожанова Ю.В.³

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26 ²СПбГУ, 298504, Санкт-Петербург, Петродворец, Университетский пр., 26 ³СПбГПУ им. Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, Политехническая,29 ⁴СПбГЭТУ «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина), 197022, Санкт-Петербург, ул. Проф. Попова, 5

В связи со своими магнитными свойствами тонкие плёнки ZnO представляют интерес в качестве приборного материала для спинтроники. Одной из главных задач является увеличение температуры Кюри. Согласно теоретическим исследованиям [1] и экспериментальным изысканиям [2], тонкие плёнки ZnO обладают d^O-ферромагнетизмом при комнатной температуре, а объёмные кристаллы при той же температуре ферромагнетиками не являются.



В работе показано, что природа d^O-ферромагнетизма определяется параметрами получения плёнок ZnO: скоростью и температурой осаждения, а так же толщиной плёнки – размерами зерна, есть то степенью неоднородности структуры. Исследовано влияние концентрации, типа примеси, и локального окружения (Mn, Fe) на магнитные свойства плёнок ZnO, а так же вероятность реализации d^O-ферромагнетизма плёнках толщиной порядка 10 HM. Для ииследования свойств использовалась Мессбауэровская спектроскопия. Примеси вводились методом диффузии

диффузии. Для измерения магнитных параметров использовались методики, реализуемые за счёт полярного и экваториального эффекта Керра при комнатной температуре. Легирующая примесь Fe⁵⁷, используемая в данной работе, является Мессбауэровским изотопом, что позволило оценить корреляцию локального окружения примесного атома с магнитными параметрами пленок ZnO <Fe⁵⁷>. Введение Mn (5·10¹⁷<C_{Mn}<5·10¹⁹) см⁻³ в пленки ZnO, привело к реализации гестерезиса при положении оси лёгкого

намагничивания перпендикулярно поверхности плёнки. Для получения тонких пленок ZnO использовали метод высокочастотного магнетронного распыления при различных параметрах осаждения, влияющих на концентрацию дефектов в кристаллической матрице ZnO.

В случае легирования пленок ZnO тем же методом диффузии примесью Fe⁵⁷, существенную роль в реализации магнитного упорядочения играют изменения локального окружения введенных атомов Fe⁵⁷, концентрация и тип дефектов исходной полупроводниковой матрицы при различных параметров нанесения пленок: подборе оптимальной температуры подложки, уменьшения скорости осаждения. Эта методика приводит к реализации локального окружения данной примеси в виде магнетита (Fe₃O₄).

- [1] X.Xue,L.Liu,Zh.Wang,Y.Wu, J.Appl.Phys., 115, 033 902, 2014
- [2] P.Zhan, W, Wang, Z.Xie, Z.Zhang, P.Zhang, B.Wang, Appl. Phys. Lett., 101, 031 913, 2012
- [3] S.Chawla, M.Saroha, R.K.Kotnala, Electron Mater. Lettr., vol. 10, N.1, 73, 2014

Интерфейсный вклад в спин-орбитальное взаимодействие в симметричных квантовых ямах

Алексеев П.С., Нестоклон М.О.

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

Спин-зависимые эффекты в гетероструктурах на основе кубических полупроводников без центра инверсии интенсивно изучались на протяжении последних 30 лет. Несмотря на это в литературе до сих отсутствует устоявшееся понимание физической природы и величин констант спин-орбитального взаимодействия двумерных электронов даже в наиболее изученной гетеросистеме GaAs/AlGaAs. До настоящего времени при анализе экспериментальных данных считалось, что в симметричных квантовых ямах спин-орбитальное взаимодействие обусловлено объёмным взаимодействием Дрессельхауза, вид которого связан с отсутствием центра инверсии в решетке материала гетероструктуры. В настоящем докладе показывается, что для симметричной квантовой ямы GaAs спин-орбитальное взаимодействие, в зависимости от геометрии ямы, может содержать сравнимые по величине вклады от объёма и от интерфейсов. Интерфейсный вклад, следовательно, необходимо учитывать при количественном анализе экспериментов.

На присутствие интерфейсного вклада в спин-орбитальном взаимодействии носителей в симметричных гетероструктурах указывалось очень давно. Широко обсуждались его проявления в спин-зависимых эффектах для дырочных структур (см., например, [1]). Однако, для электронов интерфейсный вклад считался несущественным [2]. Такое заключение, однако, было получено в работе [2] в рамках восьмизонного kp-гамильтониана, который, строго говоря, неприменим для гетероструктур с резкими интерфейсами. Целью нашей работы было выяснить действительную величину интерфейсного вклада для электронов в симметричных квантовых ямах GaAs/AlGaAs, выращенных вдоль оси [100]. Феноменологическое выражение для однозонного гамильтониана спин-орбитального взаимодействия двумерных электронов в таких структурах, достаточное для адекватного учёта вклада от интерфейсов, имеет вид [3]:

$$\hat{H}_{SO} = \beta(k_x \hat{\sigma}_x - k_y \hat{\sigma}_y) , \quad \beta = \left\langle u \middle| \hat{\beta} \middle| u \right\rangle, \quad \hat{\beta} = \frac{d}{dz} \gamma(z) \frac{d}{dz} + \sum_{v=l,r} [\zeta_v \delta(z - z_v) + \xi_v \delta'(z - z_v)]. \quad (l)$$

Здесь (k_x, k_x) - волновой вектор двумерного электрона; $\gamma(z)$ - константа объёмного спинорбитального взаимодействия; u = u(z) - волновая функция электрона; v = l, r - индекс, нумерующий интерфейсы; $\delta(z)$, $\delta'(z)$ - дельта-функция и её производная; ζ_v , ξ_v - константы интерфейсных вкладов в спин-орбитальное взаимодействие; z_v - координаты интерфейсов.

Мы выполнили методом сильной связи расчет спинового расщепления спектра двумерных электронов для набора GaAs/AlGaAs квантовых ям различной геометрии [4]. Анализ величин спинового расщепления, полученных в расчётах методом сильной связи, подтвердил наличие интерфейсных вкладов, соответствующих формуле (1), и позволил определить константы ζ_{ν}, ξ_{ν} . Мы показали, что интерфейсные слагаемые дают заметный (порядка 20 %) вклад в спиновые расщепления электронов в симметричных ямах GaAs/AlGaAs малой ширины (2-5 нм).

[1] E.L. Ivchenko, A.Y. Kaminski, U. Rossler, Phys. Rev. B 54, 5852 (1996).

[2] U. Rossler, J. Kainz, Solid State Commun. 121, 313 (2002).

[3] Ж.А. Девизорова, В.А. Волков, Письма в ЖЭТФ **98**, 110 (2013); П.С. Алексеев, Письма в ЖЭТФ **98**, 92 (2013).

[4] P.S. Alekseev, M.O. Nestoklon, Phys. Rev. B 95, 125303 (2017).

Спиновые центры окраски в SiC как база для квантовых технологий, сенсорики с субмикронным разрешением в условиях окружающей среды

Анисимов А.Н., Солтамов В.А., Баранов П.Г.

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

Уникальные квантовые свойства азотно-вакансиионного центра окраски (NV-центра) в алмазе мотивировали усилия по поиску центров окраски с аналогичными свойствами в карбиде кремния (SiC), которые могут усилить функциональность таких систем не доступных для NV-центров в алмазе. Центры окраски атомного масштаба в объемном и нанокристаллическом SiC перспективны для квантовой обработки информации, фотоники совместимой с волоконной оптикой, сенсорики в условиях окружающей среды. Их спино-

вое состояние можно инициализировать, изменять и считывать с помощью оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) и/или физического явления антипересечения спиновых подуровней (level-anticrossing LAC). В работе будет идти речь о семействе центров окраски со спином S = 3/2, которые обладают свойством высокотемпературного оптического выстраивания спиновых подуровней. Показано, что для этого семейства, как основное, так и возбужденное состояние имеют спин S=3/2, а инверсия населенности в основном состоянии может быть получена с помощью оптической накачки, что приводит к вынужденному микроволновому излучению в широком диапазоне температур, вплоть до температур выше комнатных. На рис. 1 показаны примеры спектров антипересечения уровней спиновых центров со



Рис.1. – Пример спектров антипересечения уровней (LAC) для спиновых центров

спином S=3/2 в 6H-SiC при температуре жидкого азота (внизу) и комнатной температуре (вверху). Кружком на рисунке отмечены точки антипересечения спиновых подуровней в магнитном поле с $\Delta M_S = \pm 2$; квадратом - с $\Delta M_S = \pm 1$. На вставке приведена зависимость Зе-емановских уровней с точками антипересечения уровней [1-2].

В работе продемонстрированы уникальные характеристики спиновых центров окраски атомарных размеров в разных политипах SiC. Предложено использовать их в качестве квантовых сенсоров магнитного поля и температуры с наноразмерным разрешением; оптических и спиновых меток для использования в биологии. Эти материалы являются перспективными системами для квантовых вычислений в качестве кубитов (или кудитов), а также как источники одиночных фотонов. Создание оптически индуцированной инверсной населенности при комнатной температуре делает эти системы перспективными для использования их в качестве мазеров с оптической накачкой. Многие возможности таких спиновых центров окраски еще только предстоит открыть!

Работа поддержана РНФ, РФФИ №16-02-00877 и программами РАН.

[1] D. Simin et al, Phys. Rev. X 6, 031014 (2016).
[2] A.N. Anisimov et al, Nature Scientific Reports 6, 33301 (2016).

Пикосекундная спектроскопия микросекундной спиновой динамики в полупроводниковых структурах

Белых В.В.^{1,2}, Evers E.¹, Greilich A.¹, Яковлев Д.Р.^{1,3}, Bayer M.^{1,3}

¹Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, D-44221, Dortmund, Germany ²ФИАН, 119991, Москва, Ленинский просп., 53 ³ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Спектроскопия накачки-зондирования (pump-probe) с измерением фарадеевского вращения является мощным инструментом исследования электронной спиновой динамики. В частности, она позволяет определять такие параметры как тензор *g*-фактора [1], время спиновой когерентности [2], а также исследовать эффекты, связанные со сверхтонким взаимодействием электронных и ядерных спинов [3]. Главным ограничением данного метода является небольшой временной диапазон сканирования, который определяется длиной механической линии задержки. Это делает невозможным измерение спиновой динамики длительностью более ~10 нс, и в этом случае прибегают к непрямым методам таким как резонансное спиновое усиление, эффект Ханле, спектроскопия спинового шума. В докладе будет представлено расширение стандартной методики накачки-зондирования, позволяющее устранить это ограничение и измерять спиновую динамику в микросекундном диапазоне и более, сохраняя при этом пикосекундное разрешение, а также использовать произвольную последовательность импульсов накачки [4].

Применение нового метода позволило исследовать изменение субмикросекундной спиновой динамики в объемном GaAs *n*-типа при переходе металл - диэлектрик и обнаружить несколько новых явлений, таких как резкое увеличение времени спиновой релаксации при увеличении температуры, связанное с динамическим усреднением, медленные биения амплитуды спиновой прецессии, вызнанные расщеплением *g*-фактора на уровне 4×10^{-4} , а также минимум в магнитополевой зависимости времени продольной спиновой релаксации *T*₁.

Также будут представлены результаты исследования установления и распада когерентной спиновой поляризации электронов в InAs/GaAs квантовых точках (КТ) в условиях синхронизации спиновой прецессии с периодом повторения лазерных импульсов. Продемонстрирована роль в этих процессах ядерной подсистемы контроль над которой осуществляется радиочастотным электромагнитным полем.

[1] V.V. Belykh et al., Phys. Rev. B 93, 125302 (2016).

[2] A. Greilich et al., Science 313, 341 (2006).

[3] A. Greilich et al., Science 317, 1896 (2007).

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

Магнитные свойства (Ga,Mn)Аs нитевидных нанокристаллов – формирование магнитных поляронов?

Буравлев А.Д.¹⁻⁴, Цырлин Г.Э.¹⁻³, Самсоненко Ю.Б.^{1,3}, Werner P.⁵, Savin A.⁴, Lipsanen H.⁴

¹СПбАУ РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8-3 ²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26 ³ИАП РАН, 190103, Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, 31-33 ⁴Aalto University, FI-02150, Espoo, Finland ⁵MPI Halle, D-06120, Halle, Germany

Разнообразие свойств квазиодномерных полупроводниковых нитевидных нанокристаллов (ННК), в первую очередь, является следствием их уникальной формы. Наличие выделенной оси, вдоль которой происходит формирование ННК, может изначально задавать анизотропию, в том числе, их магнитных свойств. Кроме того, следует учитывать то, что подобные наноструктуры обладают большой площадью поверхности, а их размеры в поперечном направлении могут быть сравнимы с характерными пороговыми величинами. Таким образом, контролируя форму, геометрические размеры, расположение и плотность магнитных квазиодномерных объектов с помощью технологических методов их получения можно, по-сути, создавать структуры с заранее запрограммированными магнитными свойствами. С другой стороны, неравновесные условия синтеза подобных наноструктур позволяют проводить ростовые эксперименты при достаточно высоких температурах без потери кристаллического качества формируемых объектов [1], что часто является невозможным при росте, например, тонких слоев разбавленных магнитных полупроводников. Поэтому синтез (АЗ,Мп)В5 ННК привлекает возрастающий интерес [1-3].

Настоящая работа посвящена исследованию свойств (Ga,Mn)As HHK, полученных путем молекулярно-пучковой эпитаксии при активировании ростовых процессов с помощью Mn [1]. Детальное изучение магнитных свойств HHK снятых с подложки, проведенное с помощью СКВИД магнитометра Quantum Design MPMS-XL7, выявило ряд интригующих результатов, связанных с аномальным поведением полевых зависимостей намагниченности образцов. Одним из потенциальных объяснений полученных результатов является исчезновение ферромагнитного упорядочения при увеличении магнитного поля, которое может быть обусловлено разрушением магнитных поляронов.

[1] A. Bouravleuv et al., J. Appl. Phys. 113, 144303 (2013).

- [2] A. Siusys et al., Nano Lett. 14, 4263-4272 (2014).
- [3] T. Kasama et al., J. Appl. Phys. 118, 054302 (2015).

Влияние термобарической обработки на электрические и магнитные свойства сплава гейслера Ni₄₅Mn₄₄In₁₁

Вишняков А.А.¹, Емельянова С.М.¹, Семянникова А.А.², Дьячкова Т.В.³, Тютюнник А.П.³, Зайнулин Ю.Г.³, Марченков В.В.^{1, 2}

¹ИФМ УрО РАН, 620990, г. Екатеринбург ²УрФУ, 620002, г. Екатеринбург ³ИХТТ УрО РАН, г. Екатеринбург

Магнитные материалы, в которых наблюдается гигантский магнетокалорический эффект (МКЭ) представляют большой научный и практический интерес ввиду возможности их использования в магнитных рефрижераторах. Магнитные свойства сплава и его структурное состояние тесно взаимосвязаны друг с другом, а изменения последнего можно достичь применением различных методов пластической деформации, а также термобарической обработки (ТБО), которая представляет собой обработку материалов в условиях высокой температуры (до 2000 К) и высокого квазигидростатического давления (до 10 ГПа). В качестве объекта исследования в данной работе был выбран сплав Гейслера Ni45Mn44In11, поскольку в сплавах этой системы обнаружены значительные величины МКЭ [1]. Цель данной работы заключалась в исследовании влияния ТБО на его электрические и магнитные свойства.

Сплав Ni45Mn44In11 был приготовлен в дуговой печи в инертной атмосфере, полученный слиток отжигали при температуре 1100 К в течение 48 часов с последующим охлаждением в печи. Элементный анализ показал, что состав сплава с хорошей точностью соответствует заданному. Рентгеноструктурные исследования выявили наличие структуры L21. Термобарическую обработку проводили при следующих параметрах: давление P = 9 ГПа, температура T = 1100 °C, время выдержки τ = 15 мин., на гидравлическом прессе ДО-137А. Измерения электросопротивления были выполнены в интервале температур от 4.2 до 300 К стандартным четырехзондовым методом, а измерения намагниченности проводились на СКВИД-магнетометре при температурах от 4.2 до 330 К в магнитных полях до 10 кЭ. Величина МКЭ оценивалась косвенным образом из измерений полевых зависимостей намагниченности при разных температурах и последующего определения изменения магнитной энтропии ∆S по формуле Максвелла [2]. Обнаружено, что термобарическая обработка приводит к существенному изменению электросопротивления: его величина увеличилась с 1.22·10⁻³ Ом·см до 6.6·10⁻³ Ом·см, а вид температурной зависимости изменился с «полупроводникового» на «металлический». Большие изменения произошли и в магнитных свойствах Ni₄₅Mn₄₄In₁₁. Так величина намагниченности насыщения при T = 4.2 К возросла с 41.6 emu/g до 60.6 emu/g, а коэрцитивная сила - с 250 Э до 600 Э.

Из температурных зависимостей электросопротивления и намагниченности были определены характерные температуры фазовых переходов начала и конца аустенитного A_s и A_f , начала и конца M_s и M_f мартенситного превращений, температуры Кюри T_C. В интервале температур от 190 до 315 K, где наблюдаются эти фазовые переходы, были измерены полевые зависимости намагниченности и по формуле Максвелла вычислены значения изменения магнитной энтропии при разных температурах. Обнаружено, что ТБО также приводит к изменению магнитной энтропии путем смещения максимума ΔS с T = 212 K до T = 300 K. Величина максимума ΔS при этом практически не изменилась. Так в поле 10 кЭ $\Delta S \approx 0.4 \text{ Дж/(kr·K)}$.

В результате проведенных исследований установлено, что ТБО существенно изменяет микроструктуру сплава, величину и вид температурных зависимостей электросопротивления, намагниченности, а также вызывает изменения магнитокалорического эффекта.

Работа выполнена в рамках в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин», № 01201463330) при частичной поддержке РФФИ (проекты №№ 15-02-06686 и 16-32-00072) и Комплексной программы УрО РАН (проект № 15-17-2-12).

[1] Pathak A.K., Khan M. et al., Appl. Phys. Lett., 90, 262504 (2007).

[2] S.M. Emelyanova et al., Solid State Phenomena., 233-234, 233 (2015).

Экспериментальное изучение гибридизации и спонтанной спиновой поляризации электронных состояний примесей кобальта низкой концентрации в кристалле селенида ртути

Говоркова Т.Е.¹, Жевстовских И.В.^{1,2}, Лончаков А.Т.¹, Окулов В.И.^{1,2}, Окулова К.А.¹, Подгорных С.М.¹, Паранчич Л.Д.³

¹ИФМ им.М.Н. Михеева УрО РАН, 620990, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, Россия ²УрФУ им.Первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002, ул. Мира, 19, Екатеринбург, Россия

³Черновицкий национальный университет, 58012, ул. Коцюбинского, 2, Черновцы, Украина

В статьях [1-3] приведены результаты исследований электронных свойств кристаллов HgSe с примесями железа, доказывающие существование гибридизации и спонтанной спиновой поляризации состояний донорных электронов при низкой концентрации примесей. Потребность в проведении такого рода работ расширяется, особенно в связи с развитием исследований спонтанной спиновой поляризации нового типа. В связи с этим, в настоящей работе была поставлена цель проведения необходимого подробного изучения низкотемпературных свойств системы донорных электронов гибридизированных состоя-

ний примесей кобальта с помощью экспериментов, наиболее важных для подтверждения и описания хагибридизации. рактера При исследовании концентрационных зависимостей кинетических коэффициентов в кристаллах HgSe:Со обнаружены два характерных эффекта гибридизации - максимум подвижности (рис.1) и стабилизация электронной концентрации, которые ранее были подробно изучены на системе с примесями железа [1]. Для описания электронных состояний примесей кобальта оказалось возможным использовать теоретический подход, который детально обоснован для примесей железа и состоит в описании резонанса в плотности лоренцевским Определены состояний пиком. гибридизации примесей кобальта параметры



Рис.1. – Зависимость подвижности электронов от концентрации примесей Со (\circ) и Fe (\bullet) [1] в HgSe.

полуширина пика $\Delta = 10$ К, ширина резонансного интервала $\Gamma = 260$ К, резонансная энергия $\varepsilon_r = 150$ мэВ. Изучение примесных вкладов в термодинамические параметры привело к обнаружению закономерностей, в которых проявляется межэлектронное взаимодействие. Как и в кристаллах с примесями железа, примесный вклад в теплоемкость имеет температурный максимум, форма которого зависит от интенсивности обменного взаимодействия. Установлено, что экспериментальная зависимость отвечает такому значению константы межэлектронного взаимодействия (A < -1), которое свидетельствует о существовании спонтанной спиновой поляризации электронной системы. В температурных зависимостях упругих модулей также наблюдались эффекты, связанные с гибридизацией. В итоге работы получены значения параметров, характеризующие гибридизацию состояний и межэлектронное взаимодействие, согласованные по ряду экспериментов.

Работа выполнена в рамках госзадания ФАНО России (тема «Электрон», № 01201463326) при поддержке РФФИ (проект № 15-02-08909) и программы УрО РАН (проект № 15-17-2-32).

[1] В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова, И.В. Жевстовских и др., ФНТ 33, 282 (2007).

[2] В.И. Окулов, А.Т. Лончаков, Т.Е. Говоркова, К.А. Окулова и др., ФНТ 37, 281 (2011).

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

Влияние оборванных связей на рекомбинацию и спиновую поляризацию темного экситона в коллоидных наноплателетах CdSe

Головатенко А.А.¹, Родина А.В.¹, Шорникова Е.В.^{2,3}, Яковлев Д.Р.^{1,2}, Biadala L.⁴, Nasilowski M.⁵, Dubertet B.⁵, Эфрос Ал.Л.⁶, Bayer M.^{1,2}

¹ФТИ им.А.Ф.Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26 ²Experimentelle Physik 2, 44227, Technische Universit at Dortmund, Dortmund, Germany ³ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

⁴Université des Sciences et Technologies de Lille 1, Cité Scientifique, F-59655, Lille, France

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

⁶Naval Research Laboratory, 20375, Washington DC, USA

Сильное размерное квантование в коллоидных квази-двумерных наноплателетах CdSe приводит к усилению обменного взаимодействия между электронами и дырками. В результате, основное состояние экситона имеет проекцию углового момента ±2 на анизотропную ось *z*, перпендикулярную плоскости наноплателетов, и является оптически неактивным (темный экситон). Энергетический зазор до оптически активного состояния (светлый экситон) с проекцией углового момента ±1 составляет 3-7 мэВ в зависимости от толщины наноплателетов. Как следствие, при низкой температуре (<10K) фотолюминесцен-

ция (ФЛ) определяется излучательной рекомбинацией темного экситона.

Один из основных механизмов активации излучательной рекомбинации темного экситона в коллоидных наноструктурах основан на обменном взаимодействии электрона с оборванными связями на поверхности [1,2]. В данной работе мы показываем, что это взаимодействие может проявляться в немонотонной зависимости степени P_c циркулярной поляризации ФЛ, от внешнего магнитного поля В в ансамбле наноплателетов. В отличие от эпитаксиальных квантовых ям, ориентация оси *z* в ансамбле наноплателетов, осажденных на подложку, может иметь два преимущественных направления относительно магнитного поля: z||В и $z \perp$ В. В первом случае спины оборванных связей, поляризуясь во внешнем магнитном поле, создают эффективное



Рис.1. – Экспериментальная и расчетная зависимость степени циркулярной поляризации ФЛ от магнитного поля для ансамбля наноплателетов CdSe толщиной 1.2 нм.

внутреннее магнитное поле, приводящее к дополнительному зеемановскому расщеплению состояний темного экситона, что проявляется в аномально быстром росте P_c в малых магнитных полях. Дальнейшее увеличение магнитного поля вплоть до 30 T приводит к спаду P_c до -18% (Рис.1). Это связано с усилением излучательной рекомбинации во втором подансамбле наноплателетов за счет смешивания состояний светлого и темного экситонов в поперечном магнитном поле [3], при одновременном подавлении излучательной рекомбинации в первом подансамбле из-за полной поляризации спинов оборванных связей. Увеличение относительной интенсивности ФЛ из второго подансамбля наноплателетов, характеризующегося малой величиной зеемановского расщепления, приводит к уменьшению степени циркулярной поляризации от всего ансамбля.

- [1] A.Rodina and Al.L.Efros, Nano Lett., 15(6), 4214 (2015).
- [2] L.Biadala et al., Nature Nanotechnology, doi:10.1038/nnano.2017.22, (2017)
- [3] Al.L.Efros et al., Phys. Rev. B 54, 4843 (1996)

Спиновый транспорт в кремнии, легированном донорами с большой спин-орбитальной связью

Деточенко А.П.¹, Ежевский А.А.¹, Сухоруков А.В.¹, Гусейнов Д.В.¹, Кудрин А.В.¹, Конаков А.А.¹, Шенгуров В.Г.¹, Денисов С.А.¹, Чалков В.Ю.¹, Абросимов Н.В.²

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

²Leibniz Institute for Crystal Growth, 12489, Germany, Berlin, Max-Born Str., 2

В большинстве работ, посвященных спиновому транспорту в кремнии [1-2], обсуждаются структуры с концентрацией тяжелого донора больше 10¹⁹ см⁻³, в которых из-за огромных скоростей спиновой релаксации степени спиновой поляризации будут ничтожно малы. Поэтому мы исследуем структуры кремния легированные двумя донорами одновременно: легкий донор (Li или P) создает необходимую концентрацию носителей в полупроводнике, а тяжелый донор (Bi или Sb) выполняет роль рассеивающего центра с сильным спин-зависимым эффектом.

Мы исследовали эффект Холла в кремнии, легированном висмутом или сурьмой и фосфором, когда частично поляризованные спины носителей в магнитном поле за счет рассеяния на примесном спин-орбитальном потенциале, вносимом тяжелым донором приводили к дополнительной ЭДС, компенсирующей нормальный эффект Холла. Нелинейная зависимость вклада в ЭДС от Н исследовалась при низких температурах 10 – 50 К на фоне нормального эффекта Холла. Для образцов, легированных висмутом отклонение от линейной зависимости наблюдалось при токах 5 мкА и температурах до 50 К в диапазоне полей до 4000 Эрст. В структурах, легированных сурьмой, отклонение от линейной зависимости наблюдалось только для образца с концентрацией сурьмы 10¹⁸ см⁻³ при токе 10 мкА и температуре 30 К в диапазоне полей 2-5 Тл. Природа нелинейной зависимости связана с переворотом спина носителя тока при рассеянии на спин-поляризованном электроне, локализованном на доноре. Однако этот эффект сильно зависит от температуры и не наблюдается при температурах выше 50 К.

Тем не менее, спиновый транспорт в таких структурах может быть обнаружен при комнатных температурах, если использовать другие методы поляризации носителей, для которых должны быть созданы кремниевые слои с толщиной порядка длины спиновой диффузии. Были исследованы структуры кремния, в которые висмут с концентрациями $10^{14} - 10^{16}$ см⁻³ и дополнительно фосфор с концентрацией на уровне 10^{19} см⁻³ были введены методом ионной имплантации. Температурные зависимости скоростей спиновой релаксации и g-факторов для образцов с разными концентрациями Bi подтверждают тот факт, что спины электронов проводимости рассеиваются на спин-орбитальном потенциале висмута. Однако, после имплантации атомы фосфора и висмута имеют различные распределения по глубине, поэтому они не могут быть использованы для электрических измерений.

Тем не менее, этого можно избежать, если легировать донорами в процессе эпитаксиального роста. В качестве источников были использованы поликристаллы Si:P (10^{19} см⁻³) и Si:Bi ($2 \cdot 10^{16}$ см⁻³). Монокристаллические эпитаксиальные слои Si:Bi:P были выращены на пластинах Si (100) и Si (111) с высоким удельным сопротивлением и при температурах 300-500 °C. Нелинейная зависимость сопротивления Холла от внешнего магнитного поля, связанная с процессами рассеяния с переворотом спина, наблюдалась у эпитаксиального слоя, выращенного на подложке кремния (111) с температурой роста 500 °C.

[2] Y. Song, O. Chelaev, and H. Dery. Phys. Rev. Lett. 113, 167201 (2014).

^[1] R. Sousa, Ch. C. Lo. Phys. Rev. B 80, 045320 (2009).

Динамика спин-орбитального экситона в Sr₂IrO₄ с учетом хундовского взаимодействия

Дикушина Е.А., Аввакумов И.Л.

Уральский Федеральный Университет имени первого Президента России Б.Н.Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

В данной работе исследуется Sr₂IrO₄ – недавно синтезированное в лаборатории соединение. Оно относится к оксидам переходных 5*d* металлов, но в отличие от других соединений этой группы является моттовским диэлектриком. Вещество обладает слоистой структурой перовскита и может быть представлено как квазидвумерный гайзенберговский антиферромагнетик с псевдоспином 1/2, где за псевдоспин принимается полный момент иона Ir. Соединение привлекло внимание исследователей как возможный высокотемпературный сверхпроводник из-за сходств с купратами [1, 2].

В экспериментальных спектрах Sr₂IrO₄ наблюдается беззарядовая квазичастица – спин-орбитальный экситон. Распространение спин-орбитального экситона в системе без учета правила Хунда затухает из-за нарушения локального магнитного порядка [2, 3]. Тем не менее, в системе с переносом заряда вклад хундовского взаимодействия в электронной структуре иона сравним со спин-орбитальным и не может быть опущен. Благодаря хундовскому взаимодействию появляется новый тип переноса, который делает возможным перенос экситона в Sr₂IrO₄ без нарушения магнитного порядка ионов окружения.

Эффективный гамильтониан, выведенный из гамильтониана Хаббарда для двухузельной системы, в которой на одном из узлов есть возбуждение, предполагает наряду с обычным переносом перенос экситона с изменением спинового состояния. Такой перенос возможен только при учете хундовского взаимодействия. Он приводит к возможности появления состояний, при которых магнитная система не искажается и перенос возбуждения становится выгодным. Такие состояния соответствуют незатухающему экситону [4].

Целью работы является рассмотрение совместного действия переносов обоих типов – с изменением спинового состояния ионов и без изменения – и изучение их вкладов в распространение спин-орбитального возбуждения в Sr₂IrO₄.

Для исследования используется компьютерное моделирование, в основе которого лежит метод высокотемпературного разложения Stochastic Series Expansion [5] с изменениями, необходимыми для учета хундовского взаимодействия.

Результаты моделирования для одномерных и двумерных систем подтверждают, что перенос возбуждения с изменением спиновых состояний в Sr₂IrO₄ возможен и что вклад такого переноса может оказывать существенное влияние на динамику экситонного состояния.

[1] B.J. Kim, H. Jin., S.J Moon. et al., Phys. Rev. Lett., 101, 7 (2008).

[2] J. Kim., M. Daghofer, A.H. Said et al., Nature Communications, 3, 1 (2014).

[3] J. Kim, D. Casa, M.H. Upton, T. Gog et al., Phys. Rev. Lett., 108, 17 (2012).

[4] И.Л. Аввакумов, Е.А. Дикушина, Материалы IX Международной школы-конференции для студентов, аспирантов и молодых ученых Фундаментальная математика и ее приложения в естествознании. Уфа: РИЦ БашГУ, (2016).

[5] A.W. Sandvik, J. Kurkijärvi, Phys. Rev. B, 43 (1991).

Поляризация носителей в ферромагнитных гетероструктурах InGaAs/GaAs/δ-Mn

Зайцев С.В.¹, Дорохин М.В.², Акимов И.А.³, Данилов Ю.А.², Звонков Б.Н.²

¹ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул.Академика Осипьяна д.2

²Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного

университета им. Н.И. Лобачевского, 603600, г. Нижний Новгород

³Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, D-44227 Dortmund, Germany

В работах [1,2] была обнаружена циркулярная поляризация оптического перехода Рс в квантовых ямах (КЯ) InGaAs/GaAs в гетероструктурах с пространственно отделенным ферромагнитным δ -слоем Mn (спейсер GaAs толшиной $d_s = 2-10$ нм) в условиях стационарного фотовозбуждения, что было интерпретировано равновесной поляризацией спинов дырок в КЯ в обменном поле бслоя. Впоследствии в экспериментах с импульсным фотовозбуждением были получены данные, указывающие на альтернативный механизм поляризации излучения: спин-зависимый захват электронов из КЯ в ФМ слой, приводящий к неравновесной динамической поляризации фотолюминесценции [3,4], при этом циркулярная поляризации излучения линейно нарастает со временем в течение импульса свечения из КЯ (Рис.1а).

В качестве одного из факторов, приводящих к спиновой поляризации носителей, важно отметить их поляризацию при отражении от ферромагнитного δ -слоя Mn в случае надбаръерного фотовозбуждения лазером выше щели E_g (GaAs) [4]. В недавней теоретической работе [5] был рассмотрен механизм возникновения спиновой поляризации электронов в КЯ как следствие спинзависимой туннельной рекомбинации электронов на тех примесных донорных состояниях междоузельного Mn (Mn_l) внутри ферромагнитного δ -слоя Mn в матрице GaAs, которые антиферромагнитно связаны с атомами Mn, находящимися в узлах Ga (MnGa). Рекомбинация на изолированных



Рис.1. – (вверху) Импульс ФЛ и её поляризация P_C после возбуждения линейно поляризованным светом (лазер с длиной волны $\lambda_L = 825$ нм, 2 пс). B = 250 мТл, T = 2 К. (Внизу) Зависимость P_C от мощности фотовозбуждения ($\lambda_L(cw) = 632.8$ нм, B = 0.5 Гл, T = 2 К).

же атомах Mn/ не даёт вклада в спиновую поляризацию. Разделить оба вклада можно варьируя мощность фотовозбуждения (Рис.1б), при этом эффект сильнее выражен в структурах с узким спейсером.

- [1] R.C. Myers et al., Phys. Rev. B 69, 161305(R) (2004).
- [2] С.В. Зайцев и др., Письма в ЖЭТФ 90, 730 (2009).
- [3] V.L. Korenev et al., Nature Communications 3, 959 (2012). | DOI: 10.1038/ncomms1957 |
- [4] I.A. Akimov et al., Phys. Status Solidi B 251, 1663 (2014).
- [5] I.V. Rozhansky et al., Phys. Rev. B 92, 125428 (2015).

Детектор циркулярно-поляризованного излучения на основе МДП структуры CoPt/(Al₂O₃/SiO₂)/InGaAs/GaAs

Здоровейщев А.В., Кудрин А.В., Дорохин М.В., Дёмина П.Б., Вихрова О.В., Калентьева И.Л., Ведь М.В.

НИФТИ ННГУ, 603950, Нижний Новгород пр. Гагарина, 23/3.

Детекторы циркулярно-поляризованного излучения (ЦПИ), демонстрирующие связь электрической величины (тока или напряжения) со знаком и степенью поляризации света, могут быть использованы в системах оптической передачи информации. В работе нами предложен вариант детектора ЦПИ, основанного на использовании эффекта магнитоциркулярного дихроизма (МЦД).

Исследованные структуры представляли собой слой In0.15Ga0.85As (толщиной ≈200 нм), выращенный на подложке i-GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии. На поверхности полупроводниковой структуры создавался слой комбинированного диэлектрика Al₂O₃/SiO₂/Al₂O₃ общей толщиной 170 нм методом электронно-лучевого испарения (ЭЛИ) и далее также методом ЭЛИ на диэлектрик наносился слой Coo.45Pto.55 толщиной 8 нм. Назначение диэлектрика заключалось в электрической изоляции фоточувствительного слоя InGaAs от металлического ферромагнитного слоя CoPt при исследовании планарной фотопроводимости структуры. К слою InGaAs создавались In омические контакты. Таким образом, формировалась структура фоторезистивного элемента, которая демонстрировала р-тип проводимости и имела величину темнового слоевого сопротивления 89 кОм/кв. Исследование фотопроводимости проводилось при освещении структуры циркулярнополяризованным светом через слой CoPt, падающим на фоторезистор перпендикулярно поверхности. Структура помещалась в магнитное поле, ориентированное перпендикулярно плоскости. Эффективность детектирования ЦПИ определялась следующим образом: Rлев-R_{прав}/R_{лев}+R_{прав}, где R_{лев} и R_{прав} сопротивление структуры при освещении светом соответствующей поляризации.

Поскольку слои CoPt [1], обладают ярко выраженной перпендикулярной магнитной

анизотропией (рис.1 непрерывная линия), эффективность детектирования ЦПИ демонстрировала зависимость от длины волны падающего света. Наибольшая величина эффективности регистрации (рис.1 символы) составляла ≈ 0.75 % для длин волн близких к краю поглощения слоя InGaAs (920 нм). Форма зависимости эффективности детектирования ЦПИ от магнитного поля совпадала с формой магнитополевой зависимости намагниченности структуры. По-видимому, наличие эффекта МЦД в слое CoPt приводит к зависимости коэффициента пропускания от направления циркулярной поляризации света и намагниченности слоя. Результатом этого является различие в количестве фотовозбужденных носителей в слое InGaAs, что приводит к различию в регистрируемом сопротивлении слоя InGaAs и возможности детектирования ЦПИ.



Рис.1. – Магнитополевая зависимость намагниченности структуры (непрерывная линия) и эффективность детектирования циркулярнополяризованного света (символы).

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания - проект № 8.1751.2017/ПЧ Минобрнауки России, при поддержке РФФИ (гранты №15-02-07824_а, 16-07-01102_а и 17-37-80008_мол_эв_а), стипендии (конкурс СП-2015) и гранта (МК-8221.2016.2) президента Российской Федерации.

[1] A. V. Zdoroveyshchev, M. V. Dorokhin, O. V. Vikhrova et al., Physics of the Solid State, 2016, Vol. 58, No. 11, pp. 2267–2270.

Одновременная локализация двух электронов в разными g-факторами на одной Ge/Si квантовой точке

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

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13 ²ИХКГ СО РАН, 630090, Новосибирск, ул.Институтская 3

Гетероструктуры с Ge/Si квантовыми точками являются одним из перспективных объектов для применения в спинтронике, поскольку позволяют эффективно локализовать электроны в кремнии - материале с малым спин-орбитальным взаимодействием и, соответственно, длительными временами спиновой релаксации. На сегодняшний день получены результаты, подтверждающие, что в системе с Ge/Si КТ существуют две возможности ло-

кализации электронов: в потенциальных ямах вблизи вершин КТ и вблизи ребер основания КТ [1,2]. Одновременная локализация двух электронов вблизи одной КТ является актуальной задачей для разработки элементной базы квантовых вычислений [3]. поскольку электроны, локализованные вблизи вершин КТ и на ребре основания КТ, имеют разные g-фактора и могут быть использованы в качестве пары кубитов. В данной работе были разработаны и созданы специальные структуры с Ge/Si KT, позволяющие реализовать одновременную локализацию двух электронов в разных потенциальных ямах вблизи одной КТ. Структуры содержали три слоя GeSi нанокластеров, разделенных прослойками Si толщиной 20 нм. Просвечивающая электронная микроскопия показала, что GeSi нанокластеры



Рис.1. – ЭПР спектры, полученные от структуры с GeSi нанодисками при разных ориентациях магнитного поля. $\theta = 0^{\circ}$ соответствует магнитному полю, приложенному вдоль оси роста структуры.

имеют форму нанодисков, средний латеральный размер 200 нм и высоту 10 нм. Расчеты электронного спектра для структуры с такими параметрами подтвердили, что электроны в двух наиболее низких по энергии состояниях должны локализоваться вблизи верхнего и нижнего края нанодисков. Характер деформаций вблизи верхнего и нижнего края нанодиска позволяет получить различие g-факторов, необходимое для проведения логических операций. Спектры ЭПР, полученные при температуре T = 4.5 К, продемонстрировали два ЭПР сигнала с g-факторами $g^{(1)}zz=1.99905\pm0.0001$ and $g^{(2)}zz=1.99887\pm0.0001$ (в магнитном поле, направленном вдоль оси роста [001]). При отклонении магнитного поля от направления роста [001] ЭПР сигналы сдвигаются навстречу друг другу (рис.1). Анализ значений g-факторов и их ориентационных зависимостей позволил определить природу наблюдаемых ЭПР-сигналов. Первый сигнал, имеющий характерное соотношение gzz > gin-plane, был отнесен к электронам, локализованным на верхних краях нанодисков. Второй сигнал, имеющий gzz < gin-plane, был отнесен к электронам, локализованным вблизи нижних краев нанодисков. Полученные результаты могут лечь в основу создания базовых элементов для квантовых вычислений на основе структур с Ge/Si KT.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 14-12-00931).

- [1]. A.F. Zinovieva et al., Phys. Rev. B 77 (2008) 115319
- [2] A. F. Zinovieva et al., Phys. Rev. B. 88 (2013) 235308
- [3] A. V. Nenashev et al., Journal of Applied Physics 117 (2015) 113905.

Электрон-ядерные спиновые биения при рекомбинации Шокли–Рида в режиме «накачка – зондирование»

Ивченко Е.Л.¹, Balocchi A.², Калевич В.К.¹, Kunold A.³, Azaizia S.², Carrère H.², Бакалейников Л.А.¹, Sandoval-Santana J.C.³, Ibarra-Sierra V.G.³, Marie X.², Amand T.²

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

²Université de Toulouse, INSA-CNRS-UPS, LPCNO, 31077 Toulouse, 135 avenue de Rangueil, France ³Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 20-364, 01000, México

Теоретически предсказаны и экспериментально обнаружены временные биения спина электрона на глубоком парамагнитном центре, обусловленные сверхтонким взаимодействием электрона с ядром центра [1]. Эксперименты выполнены на твердом растворе GaAs_{1-x}N_x двухлучевым методом: 1) короткий импульс циркулярно (σ^+) или линейно (π) поляризованной накачки рождает поляризованные или неполяризованные по спину фото-

электроны в зоне проводимости и фотодырки в валентной зоне (так как дырки быстро теряют направленный спин, их можно считать неполяризованными), 2) зондирующий импульс, поляризованный циркулярно, приходит с задержкой Δt , 3) измеряются проинтегрированные во времени интенсивности $I_{PL}(\sigma^+, \sigma^+; \Delta t)$ и $I_{PL}(\pi, \sigma^+; \Delta t)$ междузонной фотолюминесценции (ФЛ), инициируемой зондирующим импульсом σ^+ поляризации, и наконец, 4) находится зависимость от Δt сигнала спин-зависимой рекомбинации, определяемого как отношение

$$R(\Delta t) = I_{\rm PL}(\sigma^+, \sigma^+; \Delta t)/I_{\rm PL}(\pi, \sigma^+; \Delta t).$$

Мы вывели аналитическую формулу для этого отношения:

$$R(\Delta t) = 1 + \alpha e^{-\Delta t/\tau_{sc}}$$
(1)
+ $\beta e^{-\Delta t/T_2} [f_1 \cos(\Omega_1 \Delta t) + f_2 \cos(\Omega_2 \Delta t)].$

Здесь $\hbar\Omega_j$ – сверхтонкое расщепление электронноядерной спиновой подсистемы на отдельном дефекте, f_j – доли изотопов ⁶⁹Ga и ⁷¹Ga (ядерный момент 3/2), τ_{sc} – время спиновой релаксации электрона на центре, T_2 – время потери когерентности электрон-ядерных биений за счет однородного и неоднородного уширения частоты Ω_j , α и β – постоянные коэффициенты.



Рис.1. – Верхняя панель: Сигнал спинзависимой рекомбинации, измеренный (точки) и рассчитанный (пунктир) по формуле (1) как функция временной задержки. Сплошная кривая получена сглаживанием экспериментальных дан-ных. Вставка: Спектры ФЛ при двух значениях задержки, $\Delta t = 150$ и 250 пс. Нижняя панель: Интенсивность ФЛ при линейной поляризации накачки и циркулярной поляризации пробного импульса.

Таким образом, сравнение теории с двухпучковым экспериментом по измерению зависимости отношения *R* от времени задержки позволяет прямым способом определять константу сверхтонкого взаимодействия. Ранее спин-зависимая рекомбинация изучалась при оптическом возбуждении одним пучком, см. [2] и приведенные там ссылки.

[1] S. Azaizia, H. Carrère, J.C. Sandoval-Santana, V.G. Ibarra-Sierra, V.K. Kalevich, E.L. Ivchenko, L.A. Bakaleinikov, X. Marie, T. Amand, A. Kunold, A. Balocchi, arXiv:1702.04129v1, 14 Feb 2017. [2] Е.Л. Ивченко, Л.А. Бакалейников, М.М. Афанасьев, В.К. Калевич, ФТТ, **58**, 1490 (2016).

Парамагнитный резонанс в спин-поляризованном бозе-конденсате экситонных поляритонов в присутствии беспорядка

Ковалев В.М.^{1,2}, Савенко И.Г.^{3,4}

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13 ²Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20 ³ Institute for Basic Science, Daejeon, Republic of Korea ⁴ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверский проспект, 49

В работе изучается отклик спиновой плотности двумерного спин-поляризованного бозе-газа экситонных поляритонов на внешнее переменное магнитное поле. Предполагается, что спиновая поляризация поляритонного газа обусловлена обменным взаимодействием поляритонов, и, кроме того, одна из компонент спинового дублета макроскопически заполнена, образуя Бозе конденсат, в то время как заселенность второй компоненты остается малой. Мы вычисляем пространственную и временную дисперсию спиновой восприимчивости поляритонного газа, принимая во внимание спин-флип процессы, обусловленные продольно-поперечным расщеплением поляритонного спектра. Основываясь на теории Боголюбова для слабовзаимодействиующего бозе-

газа, мы рассчитываем спектр поглощаемой мощности системы, которая имеет два резонанса, соответственно двум спиновым состояниям поляритонного дублета:

$$P_{k\omega} \propto -\operatorname{Im} \frac{A_k}{(\omega + i\delta)^2 - \varepsilon_k^2} \left(1 + \frac{B_k}{(\omega + i\delta)^2 - E_k^2} \right), (1)$$

где $E_k = 2 |U_1| n_c + k^2 / 2M$ спектр верхней спинотщепленной ветви; U_1 ; n_c ; M - параметр обменного поляритон-поляритонного взаимодействия, число конденсатных поляритонов и масса поляритона соответственно. $\varepsilon_k = sk$ - спектр нижней ветви (конденсата), Рис.1(а). В отсутствие рассеяния поляритонов, оба резонанса в (1) обращаются в бесконечность. Для определения ширин обоих резонансов анализируются процессы рассеяния поляритонов на примесях:

 $\varepsilon_{k} \to \varepsilon_{k} - i\gamma_{k}^{+}; \gamma_{k}^{+} = (k\xi)^{3} / \tau; \quad E_{k} \to E_{k} - i\gamma_{k}^{-}; \gamma_{k}^{-} \approx 1 / \tau;$

где τ - время поляритон-примесного рассеяния в нормальной фазе, ξ - длина залечивания в конденсате. В области малых волновых векторов $k\xi <<1$, когда боголюбовские возбуждения конденсата представляет собой звуковые кванты $\varepsilon_k = sk$, имеем $\gamma_k^+ << \gamma_k^-$, т.е. ширина (высота) одного резонанса много меньше (больше) второго. В случае электронных систем, спектр поглощаемой мощно-



Рис.1 – (а) Схема квазичастичного спектра системы с двумя типами переходов (1) и (2). (b) Спектр поглощаемой мощности. Резонансы (1) и (2) соответствуют номерам переходов в (а).

сти содержит одиночный резонанс, обусловленный переходами между спинрасщепленными состояниями электронов. В ситуации конденсированной бозонной системы фактически имеется три уровня: конденсат и две ветви возбуждений, Рис.1, переходы между которыми и приводят к двухрезонансному спектру поглощаемой мощности. Второй отличительной особенностью является требование неоднородности внешнего переменного магнитного поля: при k = 0 переходы запрещены. Причиной является тот факт, что поляритоны конденсата имеют нулевой импульс, и для их возбуждения требуется передача импульса от внешнего возмущения.

[1] Kovalev V.M., Savenko I.G., (2016) https://arxiv.org/abs/1609.06411

Электронный транспорт в квазиодномерных волноводах со спин-орбитальным взаимодействием: проявления дополнительной спиновой симметрии

Козулин А.С., Малышев А.И., Кириллова Н.Е.

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

В настоящее время активно обсуждаются различные варианты спин-полевого транзистора Датты-Даса [1]. В некоторых его модификациях предлагается управлять спином электрона посредством его прецессии в особом коллинеарном эффективном магнитном поле, генерируемом спин-орбитальным взаимодействием (далее СОВ) [2,3]. В ряде работ было продемонстрировано, что реализация такой конфигурации эффективного магнитного поля позволяет добиться подавления некоторых механизмов спиновой релаксации [4,5]. Кроме того, в одной из наших предыдущих работ, посвященной изучению двумерных систем с СОВ, было показано, что коллинеарное эффективное магнитное поле может быть получено в широком классе квантовых ям с различными направлениями роста [6].

В первой части данной работы была исследована спиновая прецессия в квазиодномерных однородных волноводах с СОВ, сформированных в квантовых ямах с различными направлениями роста. Для случаев, когда исследуемая система обладает дополнительной симметрией, связанной со спиновыми степенями свободы (гамильтониан коммутирует с оператором проекции спина на направление коллинеарного эффективного магнитного поля), получено аналитическое решение стационарного уравнения Шредингера. Показано, что только при наличии такой симметрии возможен кроссинг в дисперсионных кривых.

В оригинальном предложении Датты и Даса подразумевался одномодовый режим спиновой прецессии. Согласно сделанным оценкам, для его реализации ширина волновода должна быть порядка 10 нм, что в настоящее время технологически трудно воспроизводимо. В этой связи при изучении спинзависимого транспорта в квазиодномерных волноводах с СОВ необходимо принимать во внимание эффекты, возникающие при учете нескольких мод размерного квантования. Вторая часть данной работы посвящена изучению многомодового транспорта в квазиодномерных неоднородных волноводах с СОВ. С использованием формализма матрицы рассеяния были вычислены спинзависимые кондактансы, а также спиновая поляризация при различных значениях параметров системы. На зависимостях спинзависимых кондактансов от энергии носителей обнаружены провалы типа резонансов Фано. Численные расчеты показывают, что положения нулей спинзависимых кондактансов нетривиально зависит от соотношения между параметрами СОВ. Так для обладающих дополнительной спиновой симметрией систем нули спинзависимых кондактансов расположены на одних и тех же энергиях, что приводит к появлению провала и на зависимости полного кондактанса от энергии носителей.

Работа частично поддержана РФФИ (грант № 16-32-00-712) и Министерством Образования и Науки РФ в рамках выполнения проектной части госзадания № 3.3026.2017.

- [1] S.Datta and B. Das, Appl. Phys. Lett., 56, 665 (1990).
- [2] J. Schliemann et al., Phys. Rev. Lett., 90,146801 (2003).
- [3] Y. Kunihashi et at., Appl. Phys. Lett., 100, 113502 (2012).
- [4] B.A. Bernevig et al., Phys. Rev. Lett., 97, 236601 (2006).
- [5] J.D. Koralek et al., Nature, 458, 610 (2009).
- [6] A.S. Kozulin, A.I. Malyshev, A.A. Konakov, arxiV: 1610.0521.

Спиновые хеликсы в двумерных полупроводниковых системах

Козулин А.С., Малышев А.И., Дегтярев В.Е., Хазанова С.В., Конаков А.А.

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

Как известно [1], в двумерном электронном газе может быть реализована ситуация, когда гамильтониан системы обладает вращательной SU(2) симметрией, а в электронном транспорте проявляется специфический режим распространения, называемый спиновым хеликсом.

В первой части данной работы на основе только симметрийных соображений получено общее условие формирования спиновых хеликсов в двумерном электронном газе с гамильтонианом спин-орбитального взаимодействия общего вида:

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

где 2 символических вектора $\vec{\alpha}_1$ и $\vec{\alpha}_2$ описывают параметры спин-орбитального взаимодействия (СОВ). В [2] нами показано, что SU(2) симметрия реализуется в случае, когда

$$\left[\vec{\alpha}_1 \times \vec{\alpha}_2\right] = \vec{0} \,. \tag{2}$$

Условие (2) может быть реализовано в широком классе двумерных полупроводниковых систем, включая квантовые ямы (КЯ) на основе прямозонных полупроводников со структурой цинковой обманки с произвольным направлением роста $[h \ k \ l]$, в отличие от условия, предложенного почти одновременно в [3].

Во второй части работы на основе 8-зонной модели Кейна и конечно-разностной схемы численно выполняется расчет параметров СОВ в асимметричных КЯ на основе полупроводников А₃В₅. Выявлены условия реализации SU(2) симметрии (ширина ямы, ее химический состав, величина внешнего электрического поля) для КЯ, выращенных в различных направлениях. Условия формирования хеликсов в КЯ с традиционной ориентацией [0 0 1] получены нами ранее тем же методом в [4].

В последней части работы анализируется формирование спиновых хеликсов в двумерном электронном газе с анизотропной эффективной массой. Показано, что при определенном подборе параметров одночастичного гамильтониана SU(2) симметрия может быть реализована и там, однако «хеличная» спиновая динамика электронов искажается из-за орбитальной анизотропии пространства.

Работа поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации в рамках проектной части государственного задания и выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты № 15-42-02254-р_поволжье_а, 16-07-01102-а, 16-32-00683-мол_а, 16-32-00712-мол_а и 16-57-51045-НИФ_а).

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

[2] A.S. Kozulin, A.I. Malyshev, and A.A. Konakov, arXiv:1610.05251 (2016).

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

[4] В.Е. Дегтярев, С.В. Хазанова, А.А. Конаков, Труды XXI Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». В 2 т. Том II, С. 574, Изд-во Нижегородского госуниверситета, Нижний Новгород (2017).

Гиротропия и магнитоиндуцированная пространственная дисперсия в полупроводниковых квантовых ямах

Котова Л.В.^{1,2}, Платонов А.В.¹, Кочерешко В.П.¹, Сорокин С.В.¹, Иванов С.В.¹, Голуб Л.Е.¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26 ²Университет ИТМО, 197101, г. Санкт-Петербург, Кронверкский проспект, д.49

Эффектами пространственной дисперсии называются оптические явления, определяемые направлением распространения света. В гиротропных средах возможны эффекты пространственной дисперсии, линейные по волновому вектору фотона. В отражении гиротропия проявляется в конверсии поляризации света, когда линейно поляризованный в плоскости падения или нормально к ней свет отражается эллиптически поляризованным. Это явление называется естественной оптической активностью. В данной работе проведено совместное экспериментальное и теоретическое исследование гиротропных эффектов в квантовых ямах, а также изучен эффект магнитоиндуцированной пространственной дисперсии. Показано, что оптическая активность вызвана спин-орбитальным взаимодействием в экситоне, а именно вкладом Дрессельхауза. Спин-орбитальное расщепление, вызванное объемной инверсионной асимметрией, проявляется в виде эффективного магнитного поля, которое приводит к изменению поляризации света аналогично реальному полю в магнитооптическом эффекте Керра. Эффект имеет резонансную спектральную зависимость вблизи частоты легкого экситона и отсутствует для тяжелого. Последнее связано с тем, что для конверсии поляризации необходимо наличие компоненты дипольного момента вдоль оси роста структуры.

Для света в S поляризации было установлено, что величина эффекта конверсии не превышает 2.5%, а в Р-поляризации величина эффекта возрастает в несколько раз (Рис. 1). Установлено, что для Р-поляризованного падающего света в угловой зависимости наблюдается узкий максимум, связанный с эффектом интерференционного подавления фонового отражения.

Поскольку наблюдаемый сигнал отражения содержит в себе вклад не только от квантовой ямы, но и от поверхности образца, а также от границы структура/подложка, измеряемый фоновый сигнал является результатом интерференции амплитуд отраженного света от поверхности и от подложки с учетом фазы, набираемой светом при прохождении структуры. Подбор параметров исследуемого образца позволил реализовать условия для наблюдения на легком экситоне интерференционного



Рис.1. – Степень линейной поляризации отраженного света как функция угла падения.

подавления фона, который в свою очередь влияет на измеряемую величину поляризации отражения. Тем самым, выбор Р-поляризованного света в совокупности с параметрами структуры привели к усилению наблюдаемого эффекта конверсии поляризации отраженного света. Экспериментальные данные хорошо описываются разработанной теорией, см. Рис. 1. Оценки показывают, что в исследованной структуре степень конверсии при идеально параллельном пучке падающего света может достигать нескольких десятков процентов.

Также было исследовано влияние магнитного поля на конверсию поляризации отраженного света от симметричных и ассиметричных гетероструктур. Измерена степень поляризации отражённого сигнала, билинейная по магнитному поля и волновому вектору в плоскости ямы. Теория, учитывающая смешивание состояний тяжелых и легких дырок при конечном волновом векторе в плоскости ямы, по порядку величины описывает экспериментальные данные.

[1] L. V. Kotova, A. V. Platonov, V. N. Kats, V. P. Kochereshko, S. V. Sorokin, S. V. Ivanov, and L. E. Golub, Phys. Rev. B 94, 165309 (2016).

Спиновая релаксация двумерного электронного газа на скоррелированных магнитных примесях

Крайнов И.В.¹, Дмитриев А.П.¹, Аверкиев Н.С.¹, Vladimirova M.², Scalbert D.²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26 ²Laboratoire Charles Coulomb, UMR 5221 CNRS/Universite de Montpellier, F-34095, Montpellier, France

Стандартным механизмом электронной спиновой релаксации в квантовых ямах с магнитными примесями является рассеяние с переворотом спина на одиночном парамагнитном центре. Этот механизм не дает зависимости от температуры и концентрации электронов. В работе [1] была обнаружена необычная зависимость времени спиновой релаксации от температуры - скорость потери спина электронов уменьшалась при увеличении температуры образца. В докладе дается объяснение этого эффекта. Хорошо известно, что в разбавленных магнитных полупроводниковых структурах имеются сильные корреляции между магнитными примесями, как в ферромагнитной, так и в парамагнитной фазе. В данной работе изучена электронная спиновая релаксация в магнитных квантовых ямах с учетом корреляций магнитных центров, проанализирован случай косвенного обменного взаимодействия (РККИ) для вырожденных носителей и для носителей, подчиняющихся статистике Больцмана.

Предлагаемая теория спиновой релаксации электронов описывает эксперимент для магнитных квантовых ям CdTe n-типа легированной марганцем и ообъясняет зависимость времени релаксации спина электрона от температуры и мощности оптической накачки при нулевом магнитном поле. Из-за наличия взаимодействия между спинами марганцев, электрон рассеивается на скоррелированной группе марганцев, что уменьшает время спиновой релаксации. Данные корреляции обусловлены косвенным обменным взаимодействием через электроны в квантовой яме и фото возбужденными электронами и дырками. С ростом температуры происходит разрушение данных корреляций, тем самым увеличивается время спиновой релаксации электронов. Увеличение мощности оптической накачки приводит к увеличению концентрации носителей, что усиливает спиновые корреляции марганцев, уменьшая время спиновой релаксации. Описанное полностью аналогично явлению критической опалесценции, которое заключается в том, что по мере приближения к критической температуре фазового перехода газ-жидкость рассеяние света на веществе усиливается вследствие роста флуктуаций плотности. В квантовой яме CdTe n-типа легированной марстремлении температуры к температуре перехода парамагнетикганцем при ферромагнетик, обусловленного взаимодействием спинов марганца через носители в квантовой яме, увеличиваются флюктуации намагниченности, что приводит к увеличению рассеяния с переворотом спина, уменьшая время спиновой релаксации.

Работа поддержана грантом РФФИ № 16-32-00798, а так же Министерством образования и науки РФ, контракт № 14.Z50.31.0021

[1] Z. Ben Cheikh, S. Cronenberger, M. Vladimirova, D. Scalbert, F. Perez, and T. Wojtowicz, Phys. Rev. B 88, 201306 (2013).

Влияние магнитной анизотропии на формирование магнитных подрешеток в антиферромагнетиках

Куркин М.И.¹, Орлова Н.Б.²

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18 ²Новосибирский государственный технический университет, 630092, Новосибирск, К. Маркса, 20

Гипотеза магнитных подрешеток лежит в основе большинства моделей, используемых для описания ферри- и антиферромагнитных структур спинов \vec{s} , упорядоченных обменным взаимодействием $V_{ex} = V(s_z) + V(s_y, s_x)$. Часть $V(s_z)$ определяет взаимную ориентацию продольных компонент спинов s_z , поэтому она совместима с гипотезой подрешеток. Часть $V(s_x, s_y)$ описывает процессы с одновременной переориентацией противоположно ориентированных спинов, что эквивалентно перестановке их местами. Такое обменное смешивание разрушает ферромагнитный порядок в подрешетках. Одно из решений проблемы выбора между этими двумя конкурирующими механизмами предложено Андерсеном [1] и Займаном [2]. Они связали разрушение подрешеток с нулевыми спинволновыми колебаниями, аналогичными нулевым фононным колебаниям. Этот механизм полностью разрушает подрешетки в одномерных и двумерных спиновых структурах, но частично сохраняет их при трехмерном антиферромагнитном упорядочении.

Мы предлагаем другую модель, в которой подавление обменного смешивания подрешеток обеспечивается магнитной анизотропией. Возможность такого подавления обусловлена вырождением в спектре обменного оператора V_{ex} по ориентациям спинов относительно кристаллических осей. Магнитная анизотропия V_A снимает это вырождение, что обычно связано с сильным изменением вида волновых функций. Этот эффект удалось продемонстрировать для операторов U_{ex} и U_A специального вида, обеспечивающего существование точных решений уравнений:

$$U_{er}\Phi_0 = E_{er}\Phi_0; \ (U_{er} + U_A)\Phi = E\Phi, \tag{1}$$

соответствующих антиферромагнитному упорядочению.

Волновая функция Φ_0 обеспечивает нулевое среднее значение спина электрона $(\langle \Phi_0 | s | \Phi_0 \rangle = 0)$, что соответствует отсутствию спиновых подрешеток. Значение спина $\langle \Phi | s | \Phi \rangle$ оказалось зависящим от числа спинов в подрешетке N даже при $H_A \ll H_E$ (H_E - обменное поле, H_A - поле магнитной анизотропии). Условие $N \gg H_E / H_A$ обеспечивает существование двух подрешеток со средними значениями спинов:

$$\left\langle \Phi | s_1 | \Phi \right\rangle = -\left\langle \Phi | s_2 | \Phi \right\rangle = \frac{1}{2} \left[1 - H_E / (H_A N) \right] \tag{2}$$

Оказалось, что значения (2) соответствуют линейному приближению по малому параметру $H_E/(H_AN) << 1$ также для обменного взаимодействия в приближении ближайших соседей.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема №01201463332) и при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект №17-02-00344).

- [1] P.W. Anderson, Phys. Rev., 86, 694 (1952).
- [2] J.M. Ziman, Proc. Phys. Soc., 50, 540 (1952).

Когерентная спиновая динамика двумерного электронного газа в GaAs квантовой яме при одномерной латеральной локализации

Ларионов А.В., Степанейц-Хуссейн Э., Егоров С.В.

ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., г. Черноголовка, ул.Академика Осипьяна, 2

Экспериментально исследована когерентная спиновая динамика двумерного электронного газа (ne ~ $2.5*10^{11}$ см⁻², μ ~ 3*10⁶ см²/(В*с)) в ансамбле регулярно расположенных в плоскости 25 нм GaAs квантовой ямы (КЯ) потенциальных ям, создаваемых приложением к КЯ электрического поля в специальной конфигурации с помощью двух электродов. Внутренним электродом служила сама 25 нм КЯ, а внешним шотткизатвором - нанесенная на поверхность наноструктуры золотая маска с отверстиями в виде полосок (стрипов) разного периода – 400, 500 и 600нм, соответственно (рис.1). Когерентная спиновая динамика электронов изучалась с помощью магнито-оптического эффекта вращения Керра.

Раннее нами было продемонстрировано ([1],[2]), что нанесение на поверхность наноструктуры металлического затвора с круглыми отверстиями субмикронного размера приводит к заметному росту (более чем на порядок величины) времени спиновой дефазировки электронов, что обусловлено локализацией электронов в плоскости КЯ, вследствие образования латеральных потенциальных ям при

приложении внешнего электрического смещения. В данной работе было показано, что аналогичный эффект наблюдается также в структурах с GaAs КЯ, содержащей двумерный электронный газ. При приложении к образцу внешнего электрического смещения (рис.2) в керровском сигнале появляется долгоживущая компонента составляющая порядка 10нсек, тогда как изначально время спиновой релаксации составляет порядка 0.5нсек. При этом концентрация двумерных электронов существенно не изменяется. Это дает дополнительную возможность для управления временем спиновой дефазировки электронов при изучении сложных коллективных эффектов в квантующем магнитном поле (см. [3],[4]).

Таким образом, в работе экспериментально показано, что латеральное ограничение движения двумерных электронов по одному из пространственных направлений приводит к более чем десятикратному росту времени сбоя фазы.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ.

[1] А.В. Ларионов, А. В. Секретенко, А. И. Ильин, Письма в ЖЭТФ, Т.93, вып. 5, с. 299-304 (2011)

[2] A.V. Sekretenko, A.V. Larionov, A.I. Il'in, Solid State Comm. 152, pp. 1893-1895 (2012)

[3] A.V. Larionov, L.V. Kulik, S. Dickmann, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B, 92, 165417(2015)

[4] А.В. Ларионов, Э. Степенец-Хуссейн, Л.В. Кулик, Письма в ЖЭТФ, т.105, стр.219-222 (2017)



Рис. 1. – Снимки образца с помощью сканирующего электронного микроскопа: а) общий вид металлической маски; период стрипов b) 400 нм; c) 500 нм; d) 600 нм. Размер каждого окна со стрипами – 80мкм.



Рис. 2. – Зависимость керровского сигнала от обратного приложенного смещения для окна с периодом стрипов 600нм при T~2K.

Спиновые явления в гетероструктурах нанометровая пленка YIG / полупроводник

Луцев Л.В.¹, Стогний А.И.², Новицкий Н.Н.²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26 ²НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, 220072, Минск, ул. П. Бровки, 19

Гетероструктуры нанометровая пленка $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG) / полупроводник являются перспективными материалами для создания спинтронных устройств CBЧ диапазона и монолитных CBЧ интегральных схем с высокой селективностью принимаемых сигналов, осуществляемых спинволновыми фильтрами. Высокая селективность обусловлена аномально низким затуханием спиновых волн [1], коэффициент затухания которых в синтезированных нанометровых пленках YIG на Gd₃Ga₅O₁₂ достигает 3.6·10⁻⁵ [2]. В работе описывается синтез пленок YIG на полупроводниковых подложках Si, GaN и GaAs методом ионолучевого распыления-осаждения, исследование ФМР и спиновых волн, распространяющихся в YIG пленках, и взаимодействие спиновых волн с электронами проводимости интерфейсного слоя полупроводника.

<u>YIG/Si.</u> Найдено, что в гетероструктурах YIG(67-200 nm)/Si уменьшение времени отжига приводит к существенному уменьшению ширины линии ФМР и ΔH достигает 24 Oe [3]. Наблюдается асимметрия спектров ФМР, связанная с эффектом резонансов Фано, и асимметрия АЧХ поверхностных спиновых волн, обусловленная разной локализацией волн в интерфейсной области и на свободной поверхности YIG при противоположных направлениях распространения. Увеличение СВЧ мощности приводит к изменению АЧХ спиновых волн, связанному со спин-волновой нестабильностью.

<u>YIG/GaN.</u> Пленки YIG(200-700 nm), выращенные на HEMTструктуре GaN / Al_{0.3}Ga_{0.7}N, имели величины разности намагниченности и одноосной анизотропии $4\pi M - H_a$ в диапазоне 1232 – 1412 Ое и относительно большие ширины линий ФМР $\Delta H = 37 - 53$ Oe [4]. Тем не менее, исследование распространения спиновых волн показало малые величины их релаксации. На частоте 3.2 GHz затухание поверхностных спиновых волн, распространяющихся в пленке YIG(200 nm) составило $3.4 \cdot 10^{-4}$. Найдено, что выращенные пленки имеют неоднородность $4\pi M - H_a$ по толщине, которая дает наибольший вклад в ширину линии ФМР. Вклад релаксационных процессов в ширину линии ФМР незначителен и составляет 2.2–3.7% от ширины линии. Малое затухание спиновых волн дает возможность конструирования CBЧ фильтров на спиновых волнах непосредственно на HEMT структурах GaN.

<u>YIG/GaAs.</u> На гетероструктурах YIG/GaAs исследовалось взаимодействие спиновых возбуждений с электронами проводимости интерфейсного слоя GaAs. Пленки YIG (40-964 nm) были выращены на высокоомных подложках GaAs ($0.9 \cdot 10^5 \ \Omega \cdot cm$) с буферным слоем AlO_x(10-20 nm), имели пониженные значения $4\pi M - H_a$ (651-1454 Oe) и широкие линии Φ MP (73-554 Oe). Исследовались S-параметры канала, образованного интерфейсным слоем GaAs, при одновременном действии CBЧ тока и падающего света с энергией фотонов ($\lambda = 650$ nm) большей ширины запрещенной зоны GaAs. Найдено, что в касательном магнитном поле при условии спин-волновой нестабильности и относительно больших мощностях CBЧ тока (>10 dBm) увеличение количества носителей, индуцированных светом, приводит к существенному изменению спектра Φ MP пленки YIG и S₂₁-параметра канала.

Исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ (грант 15-02-06208).

[1] L.V. Lutsev, Phys. Rev. B, 85, 214413 (2012).

[2] L.V. Lutsev et al., Appl. Phys. Lett., 108, 182402 (2016).

[3] A.I. Stognij et al., J. Appl. Phys., 118, 023905 (2015).

[4] A. Stognij et al., J. Phys. D: Appl. Phys., 48, 485002 (2015).

Влияние "инжектированных" и "термических" магнонов на спин-волновой ток в структурах металл/магнитный диэлектрик

Ляпилин И.И.^{1,2}, Окороков М.С.¹

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18 ²Уральский Федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Одной из центральных задач спинтроники является разработка методов генерации и управления спиновыми токами в твердом теле посредством внешних воздействий. Оказалось, что наряду с возмущениями механического типа, термические возмущения также влияют влиять на спиновые степени свободы носителей. Примером такого влияния является спиновый эффект Зеебека, открытие которого по сути и сформировало новое направление в спинтронике – спинкалоритронику.

Исследование СЭЗ в непроводящих магнетиках (например, Pt/YIG/Pt) показало, что в них реализуется новый тип спинового тока, связанный с возбуждением магнитной подсистемы и представляющий собой спиновую волну. Поток магнонов, определяющий спинволновой ток в структурах YIG характеризуется как временем релаксации, так и длиной спиновой диффузии магнонов. Диапазон изменения длин диффузии, определенный в различных экспериментах, оказался достаточно широким: от 4µm до 120µm. Температурная зависимость коэффициента спинового эффекта Зеебека является немонотонной, максимум которой лежит в диапазоне 50-100К и, как показали исследования, зависит также от напряженности магнитного поля и размеров образца. Наблюдавшиеся особенности не могут быть описаны в рамках стандартной модели эффекта увлечения магнонов фононами.

В условиях СЭЗ в структурах Pt/YIG/Pt реализуются две группы магнонов. Первая – "термические" магноны, обусловленные неоднородным температурным полем. Энергия таких магнонов порядка температуры (k_BT). Неупругое рассеяние спин-поляризованных электронов металла (Pt) на локализованных спинах расположенных в окрестности интерфейса приводит к инжекции магнонов в магнитный диэлектрик. Энергия "инжектированных" магнонов порядка энергии спиновой аккумуляции электронов проводимости металла ($\Delta_s >> k_B T$), создаваемой, например, посредством спинового эффекта Холла. Поэтому можно говорить о формировании в магнитной системе диэлектрика второй высокоэнергетической подсистемы магнонов. Эволюция к равновесию "инжектированных" и "термических" магнонов и фононов в условиях СЭЗ определяется как механизмами рассеяния магнонов и фононов, так и зависит от скорости дрейфа потоков. При этом взаимодействие между различными потоками может проявляться в виде эффекта увлечения и влиять на спин-волновой ток в магнитном диэлектрике.

В рамках описанной выше парадигмы нами предложена и развита «расширенная модель» эффекта увлечения, в основе которой лежит формирование и взаимодействие между собой трех потоков: "термических" и "инжектированных" магнонов, а также потока фононов. Анализ эффекта проведен в приближении эффективных параметров, когда каждый из потоков может быть описан своей скоростью дрейфа, а каждая из рассматриваемых подсистем своей эффективной температурой. Проведенный анализ показал, что наряду с обычный эффект увлечения, определяемым магнон-фононным и фонон-фонным рассеянием, реализуется и новый вклад в эффект увлечения, обусловленный магнонмагнонным взаимодействием между "термическими" и "инжектированными" магнонами. Определены критерии реализации данного эффекта.

Динамика намагниченности ионов Mn²⁺ в фотовозбужденных полумагнитных A²B⁶ полупроводниковых наноструктурах

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

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

С помощью развитой полностью оптической методики подробно исследована кинетика намагниченности ионов Mn при низких температурах во внешних магнитных полях до 10 T в полумагнитных полупроводниковых наноструктурах на основе (Zn,Mn)Se и (Cd,Mn)Te. Характерные времена взаимодействий, которые определяют спиновую динамику магнитных ионов в таких структурах, могут меняться от пикосекунд (субпикосекунд) как в случае электрон-фононного или *sp-d* обменного взаимодействия свободных носителей с локализованными магнитными моментами ионов Mn^{2+} , до миллисекунд в случае спин-решеточной релаксации в сильно разбавленных полумагнитных полупроводниках.

В докладе подробно обсуждаются результаты экспериментальных исследований пикосекундной кинетики нагрева магнитной подсистемы полумагнитных полупроводников при мощном фемтосекундном оптическом возбуждении. Прямые спектральные измерения с высоким временным разрешением позволили определить времена релаксации фотовозбужденных дырок, которые вносят основной вклад в процесс разогрева магнитной подсистемы.

В случае полумагнитных полупроводниковых наноструктур наблюдается также очень сильная нелинейная зависимость скорости спин-решеточной релаксации от концентрации магнитных ионов. Измеренные времена спин-решеточной релаксации изменяются более, чем на 5 порядков величины от наносекунд до миллисекунд при изменении концентрации ионов марганца от 15 до 0.5%, при этом наиболее резкая зависимость наблюдается при концентрациях > 2%. Построена модель, учитывающая процессы спиновой диффузии по магнитной подсистеме и релаксации намагниченности в кластерах ионов Mn различных размеров, которая позволяет количественно описать наблюдаемую на эксперименте зависимость времен спин-решеточной релаксации во всем интервале изменения концентрации магнитных ионов.

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

Внутренний аномальный эффект Холла в двумерном неупорядоченном ферромагнетике Рашбы

Новокшонов С.Г.

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

В работе исследуется влияние рассеяния носителей заряда на внутренний аномальный эффект Холла в двумерном неупорядоченном ферромагнитном металле. Рассматривается простейшая модель, одноэлектронный гамильтониан которой имеет вид

$$H + U = \frac{\vec{p}^2}{2m} + \alpha(\sigma_x p_y - \sigma_y p_x) + M\sigma_z + U(\vec{r}).$$
(1)

Здесь α - константа спин-орбитальной связи Рашбы, σ_x , σ_y , σ_z - спиновые матрицы Паули, M - параметр обменного расщепления уровней энергии, обусловленного поляризацией спиновой подсистемы, $U(\vec{r})$ - дельта-коррелированный гауссовский случайный потенциал, $\overline{U(\vec{r})U(\vec{r'})} = W\delta(\vec{r} - \vec{r'})$.

Внутренний аномальный эффект Холла определяется слагаемым Стржеды холловской электропроводности, которое при T = 0 может быть записано в виде [1]

$$\sigma_{xy}^{St} = \frac{i\hbar e^2}{4\pi} Tr(\vec{r} \times \vec{V})(G^R - G^A).$$
⁽²⁾

Здесь символ *Tr* обозначает след по пространственным и спиновым степеням свободы, $\vec{V} = \partial H / \partial \vec{p}$ - оператор скорости электрона, $G^{A(R)}$ - усредненная опережающая (запаздывающая) одноэлектронная функция Грина.

На рис.1 представлены ркзультаты вычисления слагаемого Стржеды (2) в отсутствие рассеяния носителей заряда (кривые 1) и в самосогласованном борновском приближении при различных значениях параметра $\eta = \Gamma_0 / 2\pi m \alpha^2$ ($\Gamma_0 = mW / 2\pi \hbar^2$), характеризующего степень беспорядка (кривые 2 и 3). Вертикальные штриховые линии обозначают границы щели |E| < M в спектре ферромагнетика Рашбы в точке $\vec{p} = 0$. Как видно из этих графиков, внутренний аномальный эффект Холла отличен от нуля в области энергий E < M, соответствующей состояниям одной только нижней спин-отщепленной подзоны, и, вопре-





ки общепринятой точке зрения [2,3], существенно зависит от степени беспорядка.

[1] L. Smrcka and P. Streda, J. Phys. C 10, 2153 (1977); P. Streda., J. Phys. C 17, L 717 (1982).
[2] V.K. Dugaev et al., Phys. Rev. B 76, 224423 (2005); T.S. Nunner et al., Phys. Rev B 76, 235312 (2007).

[3] I.A.Ado et al., Phys. Rev. Lett. 117,046601 (2016)

ОДМР ансамблей NV-центров в алмазных наноструктурах

Попов В.П.¹, Подлесный С.Н.¹, Антонов А.В.¹, Куприянов И.Н.², Пальянов Ю.Н.²

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13 ²ИГМ СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. ак. Коптюга, 3

Регистрация электронного и ядерного магнитных резонансов в нанообъектах и одиночных молекулах имеет фундаментальное значение от материаловедения до биологии, а также перспективно при создании приборов спинтроники и квантовой информатики. Спектры оптически или фотоэлектрически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР или ФДМР) одиночных NV-центров или их ансамблей в алмазных наноструктурах содержат информацию о сверхтонком взаимодействии электронных и ядерных спинов этих центров с ядерными спинами примесей или изотопов углерода, находящихся от них на расстоянии до 20 нм или на поверхности этих наноструктур [1]. Продемонстрированная в литературе физическая регистрации такого взаимодействия в условиях окружающей среды при комнатных температурах дает надежду создать миниатюрные сенсоры ядерных спинов и магнитных полей, уникальные по возможности измерений in-situ [2], по чувствительности к магнитному полю до нескольких $HT/(\Gamma_{II})^{(1/2)}$ [3], по пространственному до ~ 1 нм [4] и временному разрешению до 50 пс [5], как в конденсированном веществе, так и в отдельных биомолекулах [6,7]. Эти измерения были выполнены на изотопно чистых монокристаллах алмаза (99,999%) и требуют сложных аппаратуры и протоколов последовательностей лазерных и СВЧ импульсов. Они используются для выполнения квантовых логических операций с отдельными NV-центрами или их массивами, что значительно усложняет методику измерений. Разработка более простых квантовых информационных систем и сетевых квантовых сенсоров невозможна без контроля спиновых состояний ансамблей NV-центров, атомов примеси в их ближайшем окружении и спинов протонов в адсорбированных на поверхности наноструктур биомолекулах.

В высокочистых кристаллах синтетического алмаза типа Па "горячей" имплантацией ионов азота и отжигами при высоких P-T параметрах формировались однородно легированные азотом 200 нм слои и мембраны с концентрацией NV-центров spanetreputrus ющиеся по спектральным характеристикам от NV центров в объёмных алмазах типа Ib после облучения электронами и отжига в вакууме. Результаты высокотемпературных (HT) отжигов (1200-1600°C) в условиях высокого (HP, 3-7 ГПа) давления изучались в сравнении с контрольными отжигами в вакууме (VP, 10⁻³ Pa) для сформированных наноструктур и объёмных кристаллов. ОДМР измерениями спектров фотолюминесценции показано, что времена релаксации фотолюминесценции и дефазировки спинов NV-центров как в слоях, так и в наностолбах практически не отличаются от объёмных образцов с аналогичным содержанием узловых атомов азота. Полученные наноструктуры перспективны для формирования фотонных кристаллов, микрорезонаторов и регистров на NV центрах, а также квантовых сенсоров спинов протонов в адсорбированных на поверхности биомолекулах.

- [1] Wang, Zhen-Yu; et al., Phys.Rev.B, 93 {2016) 174104
- [2] I. Lovchinsky, et al.; Science, 351 (2015) 836
- [3] L. Rondin, et al., Rep. Prog. Phys. 77 (2014) 056503
- [4] When-Long Ma, et al, Phys.Rev.Appl. 5 (2016) 044016
- [5] X. Qin et al. IEEE Magnetics Lett., 7 (2016) DOI:10.1109/LMAG.2016.2536661
- [6] L. Trifunovic et al., Nat. Nanotech. 10 (2015) 541;
- [7] Shi, Fazhan et al. Science, 347 (2015) 1135.

Полупроводниковый спин-детектор с пространственным разрешением

Родионов А.А.¹, Голяшов^{1, 2} В.А., Василенко М.А.¹, Кислых Н.В.³, Миронов А.В.³, Аксенов В.В.³, Терещенко О.Е.^{1, 2}

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

²Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090. ³ЗАО «ЭКРАН-ФЭП», ул. Зеленая горка, д.1, Новосибирск, 630060.

Изучение инжекции свободных спин-поляризованных электронов в полупроводниковые структуры остается сложной технической задачей. Решение данной задачи может позволить создать спин-детектор свободных электронов с пространственным разрешением для использования в современных энергоанализаторах электронов, в частности, в методе фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES). Предлагаемый тип спин-детектора позволяет измерять три компоненты проекции спина: две компоненты спина в плоскости поверхности, используя тонкий ферромагнитный слой на полупроводнике в качестве спинфильтра [1,2], и нормальную компоненту, измеряя поляризацию катодолюминесценции (КЛ).

поляризованной катодолюминесценции Методом изучена инжекция спинполяризованных электронов в вакуумных фотодиодах, в которых источником спинполяризованных электронов являлся GaAs с отрицательным электронным сродством (ОЭС), а детектором - гетероструктура AlGaAs/GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами, также активированная до состояния с ОЭС. Измерена зависимость поляризации электронного пучка от энергии инжектируемых электронов в интервале 0.5-4 эВ, которая удовлетворительно описывается релаксацией спина по механизму Дьяконова-Переля. В области низких кинетических энергий 0.5-0.65 эВ степень поляризации максимальна и не зависела от энергии электронов, что, вероятно, связано с прямым туннелированием спинполяризованных электронов в квантовые ямы. Получена величина асимметрии 15%, что соответствует теоретической оценке. Впервые измерено пространственное (латеральное) распределение поляризации электронов в сечении пучка путем измерения распределения латеральной интенсивности поляризованной катодолюминесценции. Данный спиндетектор позволит увеличить эффективность измерения спиновой поляризации в 10⁴ раз относительно одноканального спин-детектора Мотта.

[1] O.E. Tereshchenko, et al. J. of Appl. Phys. 109, 113708 (2011). [2] X. Li, et al. Appl. Phys. Lett. 105, 052402 (2014).

Косвенное обменное взаимодействие в двумерных наноструктурах

Рожанский И.В.

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

Несмотря на определенные успехи в создании объемных магнитных полупроводников, большинство исследований и ожиданий в области интеграции магнетизма в современную полупроводниковую электронику в настоящее сосредоточено на низкоразмерных полупроводниковых наноструктурах.

Основным механизмом, приводящим к ферромагнетизму в полупроводниковых материалах с парамагнитными примесями является косвенное обменное взаимодействие. В отличие от прямого обмена, характерного для металлических ферромагнетиков, косвенный обмен не предполагает непосредственного перекрытия атомных орбиталей парамагнитных ионов. Магнитные ионы расположены относительно далеко друг от друга и взаимодействуют со слабо локализованным или свободным электроном, волновая функция которого охватывает оба иона. Управляя волновой функцией такого электрона, являющегося переносчиком обменного взаимодействия, можно влиять на магнитные свойства структуры. В докладе будут приведены экспериментальные примеры и теоретические предложения такого управления магнитными свойствами.

Стандартным теоретическим подходом для описания косвенного обменного взаимодействия через делокализованные носители является теория Рудермана-Киттеля-Касуя-Иосиды (РККИ). Однако, в случае когда косвенный обмен носит резонанснсый характер, теория РККИ оказывается неприменима. Нами предложена теория для корректного учёта косвенного обмена в этом случае [1].

В докладе рассмотрены полупроводниковые гетероструктуры с легирующим слоем магнитной примеси и квантовой ямой [2], в этом случае переносчиками косвенного обмена являются двумерные дырки в квантовой яме, а также графен и графеноподобные гетероструктуры с магнитными примесями или магнитными адатомами, нанесенными на поверхность [3]. Обсуждается возможность формирования ферромагнитного или антиферромагнитного порядка за счет косвенного обменного взаимодействия через двумерные носители заряда слоя графена или другого материала.

Наиболее интересен случай резонансного косвенного обмена, когда из-за наличия на магнитной примеси локализованного резонансного состояния с энергией, лежащей в диапазоне заполненных состояний двумерного электронного газа возникает эффективная резонансная гибридизация локализованного уровня с континуумом двумерных состояний. При этом возникает усиление косвенного обмена по сравнению с нерезонансным случаем и другие особенности, связанные с преимущественным вкладом в косвенный обмен только двумерных состояний из узкой энергетической области вблизи энергии резонанса. Кроме того, управление условием резонансной связи ведет к возможности значительной модуляции магнитного взаимодействия электрическим способом - за счет изменения уровня химического потенциала двумерных носителей относительно уровней локализованных состояния магнитных примесей.

[1] I. V. Rozhansky, I. V. Krainov, N. S. Averkiev, E. Lahderanta, Phys, Rev. B 88, 155326 (2013).

[2] I. V. Rozhansky, et. al., Appl. Phys. Lett. 106, 252402 (2015).

[3] I. V. Krainov, I. V. Rozhansky, N. S. Averkiev, E. Lahderanta, Phys. Rev. B 92, 155432 (2015).

Теория неравновесных флуктуаций одиночного спина

Смирнов Д.С., Глазов М.М.

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

В течение последнего десятилетия арсенал методов исследования спиновых явлений в полупроводниках пополнился методикой спектроскопии спиновых флуктуаций, основанной на измерении шумов сигналов Фарадея или Керра [1]. Стремительное развитие сверхчувствительных экспериментальных методик и синтез структур с одиночными квантовыми точками, помещенными в оптические микрорезонаторы, позволили наблюдать спиновые флуктуации одиночных носителей заряда [2]. В этих экспериментах интенсивность зондирующего луча оказывается столь большой, что становится необходимым учитывать его влияние на спиновую динамику. Тем самым, требуется развитие теории неравновесных спиновых флуктуаций одиночных носителей заряда, локализованных в квантовой точке, помещённой в микрорезонатор. Такая теория развита в данной работе.

В структурах с микрорезонаторами могут реализовываться режимы слабой или сильной связи фотонной моды с трионным резонансом квантовой точки. В режиме слабой связи для описания спинового шума предложена четырехуровневая модель [3], учитывающая процессы генерации и рекомбинации электрон-дырочных комплексов в квантовой точке, а также спиновую релаксацию в основном и возбужденном состояниях. Модель предсказывает изменение ширины пиков в спектрах флуктуаций, а также модификацию зависимости интенсивности флуктуаций спинового сигнала Фарадея от частоты зондирующего луча, см. синюю и чёрную сплошные кривые на рис. 1. За счёт поглощения зондирующего луча в системе возникают



Рис.1. — Зависимость интенсивности индуцированных спином шумов фарадеевского вращения от отстройки между частотой зондирующего луча и трионным резонансом, Δ , отнесённой к ширине резонанса, γ , при указанных величинах электрического поля падающей волны E (d – дипольный момент оптического перехода). Точечная кривая – интенсивность генерационно-рекомбинационного шума в продольном магнитном поле.

флуктуации заселённости основного и возбуждённого (трионного) состояния. В продольном магнитном поле эти флуктуации вносят аддитивный вклад в спектры шумов фарадеевского вращения. Зависимость этого вклада от отстройки показана точечным пунктиром на рис. 1. Теоретические предсказания были подтверждены экспериментально в университетах Дортмунда и Ганновера (Германия).

В режиме сильной связи в микрорезонаторе формируются «поляритонные» состояния, представляющие собой когерентные суперпозиции основного состояния квантовой точки и *n* фотонов в микрорезонаторе с возбужденным состоянием точки и *n*-1 фотоном [4]. Развит подход к описанию флуктуаций коэффициента прохождения света через микрорезонатор, а также флуктуаций фарадеевского и керровского вращения, индуцированных электронным спиновым шумом, на основе нестационарного уравнения Шрёдингера. Спектр флуктуаций интенсивности прошедшего света состоит из нескольких пиков, соответствующих частотам спиновой прецессии электрона во внешнем магнитном поле и частотам осцилляций Раби между поляритонными состояниями системы.

- [1] V. S. Zapasskii, Adv. Opt. Photon. 5, 131 (2013).
- [2] R. Dahbashi et al., Phys. Rev. Lett. 112, 156601 (2014).
- [3] М. М. Глазов, ЖЭТФ 149, 547 (2016).
- [4] D. S. Smirnov et al., Phys. Rev. B 92, 115305 (2015).

Теория спин-зависимых транспортных явлений в двумерных системах с прыжковой проводимостью

Смирнов Д.С., Голуб Л.Е.

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

Исследования спин-зависимых явлений в электрических полях продолжают вестись широким фронтом в течение последних десятилетий. Несмотря на это все предыдущие авторы ограничивались рассмотрением свободных электронов, которые слабо рассеиваются на случайном потенциале. Однако при низких температурах роль беспорядка возрастает настолько, что носители локализуются в минимумах потенциальной энергии. Благодаря этому механизм спиновой релаксации Дьяконова-Переля существенно подавляется, и спиновая когерентность может сохраняться сотни наносекунд без приложения внешнего магнитного поля.

В данной работе построена микроскопическая теория эффектов спиновой ориентации электрическим током, спин-гальванического эффекта и спинового эффекта Холла для двумерной системы в режиме прыжковой проводимости [1]. Показано, что все три эффекта тесно связаны между собой, и базируются на спин-орбитальном взаимодействии Рашбы и/или Дрессельхауза. Из-за квантовой интерференции прыжков по различным траекториям



Рис.1. – Иллюстрация спиновой ориентации электрическим током в режиме прыжковой проводимости. При протекании электрического тока j_x квантовая интерференция между прямым и непрямым путями прыжков, показанными соответственно пурпурной и синими стрелками, приводит к спиновой поляризации S_y.

(см. рис. 1) вероятности прыжков для различных ориентаций спина оказываются различны, в результате чего возникает разделение спинов и неравновесная спиновая поляризация в системе. Для описания спин-зависимых транспортных явлений выведена система связанных кинетических уравнений для заселённостей и плотностей спина на центрах локализации, при этом учитывается, что в реальных структурах доминирующим механизмом спиновой релаксации является сверхтонкое взаимодействие со спинами ядер кристал-

лической решётки. Величины спиновых эффектов определяются конкуренцией дрейфового и диффузионного спиновых токов, существенно неразделимых в неупорядоченной системе. С помощью теории протекания сделаны оценки эффектов для реальных структур. Продемонстрировано, что электронная спиновая поляризация в режиме прыжковой проводимости экспоненциально возрастает с ростом концентрации центров локализации и может достигать нескольких процентов на переходе к режиму диффузионной проводимости.

Также проанализировано влияние внешнего поперечного магнитного поля на рассмотренные явления. Показано, что при протекании тока или при наличии спиновой поляризации возникают, соответственно, аналоги эффектов Холла и Ханле. Причиной появления поперечных компонент спина и спинового тока по отношению к случаю отсутствия магнитного поля является магнитный поток через площадь, ограниченную интерферирующими траекториями прыжков. Получены магнитополевые зависимости поперечной компоненты спина и холловского тока. Орбитальный механизм эффекта Ханле сопоставлен с обычным зеемановским механизмом.

Спиновая когерентность двумерного электронного газа вблизи нечётных факторов заполнения

Степанец-Хуссейн Э., Ларионов А.В., Кулик Л.В.

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

Особый интерес к спиновым явлениям в полупроводниках связан, с одной стороны, с открытием новых спиновых эффектов в электронных системах пониженной размерности, а с другой – с идеей создания приборов спиновой электроники (спинтроники). При этом вопросы спиновой релаксации являются центральными. Квантово-холловский ферромагнетик служит практически идеальным модельным объектом для исследования комплексных процессов спиновой релаксации. Это состояние двумерной электронной системы в сильном перпендикулярном магнитном поле с полностью заполненным нечётным числом спиновых подуровней Ландау (фактор заполнения v = 2n+1). Нейтральными спиновыми возбуждениями в квантово-холловском ферромагнетике являются спиновые экситоны, состоящие из фермиевской дырки на заполненном подуровне Ландау и возбужденного электрона с противоположным спином. Особого внимания заслуживает голдстоуновская мода (спиновый экситон с нулевым импульсом), возбуждение которой меняет проекцию спина всей электронной системы на направление магнитного поля δS_z =-1, но сохраняет полный спин электронной системы $\delta S=0$. Релаксация голдстоуновской моды изучалась как теоретически [1], так и экспериментально [2] при строго целочисленном заполнении уровней Ландау. Тем не менее, до сих пор не представлено исчерпывающего анализа релаксации голдстоуновского спинового экситона в окрестности нечётных факторов заполнения при малых отклонениях фактора заполнения электронов от целочисленного. В представленном докладе рассматривается проблема спиновой дефазировки двумерных электронов в окрестности нечётных факторов заполнения v = 1, 3 с помощью методики времяразрешенного магнитооптического эффекта Керра.

Обнаружено немонотонное поведение времени спиновой дефазировки двумерного электронного газа, причем максимальное время точно соответствует нечётным факторам заполнения, а при отходе от них резко спадает. Помимо этого, на кривой зависимости времени дефазировки от фактора заполнения появляются дополнительные максимумы [3]. Сделано предположение, что наблюдаемые эффекты связаны с тем, что в окрестности нечётных факторов заполнения состояние двумерной электронной системы представляет собой спин-текстурную жидкость, в которой ранее были обнаружены спиновые «циклотронные» моды (спиновые возбуждения), отвечающие прецессии спина электрона при обходе спиновых текстур [4]. Немонотонную зависимость времени спиновой дефазировки можно объяснить следующим образом: в интервале факторов заполнения, когда энергия спиновых возбуждений существенно меньше ларморовской энергии, появляется новый низкоэнергетический канал спиновой релаксации, связанный с «циклотронными» модами. Однако, при определенном факторе заполнения энергия мод превышает ларморовскую и выгода для релаксации электронного спина от этих возбуждений нивелируется.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ.

[1] S. Dickmann, Phys. Rev. Lett., 93, 206804 (2004), S. Dickmann and T.Ziman, Phys. Rev. B,85, 045318 (2012).

[4] I.K. Drozdov, L.V. Kulik et al Phys. Rev. Lett., 104, (2010).

^[2] A.V. Larionov, L.V. Kulik et al, Phys Rev B, 92, 165417 (2015).

^[3] А.В. Ларионов, Э. Степанец-Хуссейн, Л.В. Кулик Пиьсма в ЖЭТФ, 105, 219 (2017).
Особенности энергетического рельефа прямоугольного магнитного наноострова

Трушин О.С., Барабанова Н.И.

Ярославский филиал Физико-технологического института РАН, 150007, Ярославль, ул. Университетская, 21

Наноразмерные магнитные элементы лежат в основе многих применений спинтроники. Важнейшим из них является развитие новых поколений быстрой магнитной памяти MRAM[1]. Оптимизация технологии получения таких структур и выбор конструкции элементов памяти предполагают выяснение особенностей их магнитного состояний. В связи с этим, актуальной задачей является разработка методики теоретического анализа энергетического рельефа магнитных наноструктур в рамках микромагнитной модели. Сложность данной задачи обусловлена огромной размер-

ностью конфигурационного пространства, в котором задана энергетическая поверхность такой системы. Целью данной работы является иллюстрация различных вариантов такой методики на примере простой системы однослойного магнитного острова прямоугольной формы. Рассмотрен однослойный наностров из пермаллоя прямоугольной формы, со следующими геометрическими размерами: длинная сторона 100 нм, короткая сторона 50 нм, толщина 5 нм. Поиск возможных магнитных состояний в такой наноструктуре проводился путем минимизации полной энергии системы в рамках микромагнитной модели. Для описания слоя пермаллоя использованы следующие модельные параметры: константа обменного взаимодействия А=13,0•10⁻¹² Дж/м, параметр одноосной магнитной анизотропии слоя пермаллоя K=0 Дж/м³, намагниченность насыщения Ms=8,0•10⁵ А/м; константа демпфирования α=0.5. Размер сетки для пространственной дискретизации



Рис.1. — Профили энергии вдоль траектории переключения для разных величин H_y.

модели был выбран равным 5 нм. Для получения информации о высоте активационного барьера для переключения магнитной системы из одного локального минимума в другой необходимо найти Путь Минимальной Энергии (MEP). С этой целью в данной работе был использован метод релаксации упругой цепочки(NEB)[2]. Рассмотрен процесс переключения системы из одного стабильного состояния (продольная ориентация намагниченности вдоль длинной стороны наноострова - направо) в другое такое же состояние, но противоположной ориентации. На рис.1 представлены профили энергии вдоль МЕР для магнитного нанострова прямоугольной формы для различных величин перпендикулярного поля смещения (направленного вдоль короткой стороны наноострова). Анализ приведенного рисунка показывает, что переключение магнитного состояния сопряжено с преодолением энергетического барьера. Высота барьера равная 3.44 эВ при нулевом поле перпендикулярного смещения постепенно снижается с ростом величины смещения. Таким образом, введение дополнительного (перпендикулярного) поля смещения приводит к снижению величины поля переключения. Этот факт может иметь практическое значение при использовании магнитных наноостровов в качестве элементов памяти.

[1] D.D. Tang and Y.-J. Lee Magnetic memory. Fundamentals and Technology, Cambridge University Press, UK (2010).

[2] D. Suess, et al. Phys. Rev. B., 75, 174430 (2007).

Электрические и магнитные свойства упорядоченных сплавов Cu₃Al, легированных магнитными примесями (Ni, Mn)

Аннабердиева М.Р.¹, Саркисова В.М.², Туджанова И.Н.²

¹Туркменский государственный университет им.Магтымгулы, 744000, Туркменистан, Ашхабад, пр.Сапармурата Туркменбаши, 31

²Институт солнечной энергии АН Туркменистана, 744000, Туркменистан, Ашхабад, пр. Сапармурата Туркменбаши, 31.

Развитие нанотехнологий ведет к уменьшению размеров упорядоченных интерметаллических соединений (ИС), таких как Ni₃Al, Cu₃Al, и полупроводниковых структур, что приводит к тому, что в действие вступают квантово-механические законы. Возможность практического использования физических свойств ИС привлекает в настоящее время пристальное внимание различных исследователей [1-3].

В настоящей работе исследовались температурные зависимости электрического сопротивления и магнитной восприимчивости ИС СизАl, легированного марганцем и никелем, с целью обнаружения эффекта памяти формы и объяснения механизма возникновения петли магнитного гистерезиса.

Объектом исследования служили твердые растворы Cu-Al-Mn и Cu-Al-Ni, содержащие, соответственно 1-4% (по масе) Mn или Ni. Исследуемые образцы изготавливались методом горячей ковки, и разрезались в различных направлениях относительно ковки.

Электрические измерения проводились на пленочном образце толщиной около 1 мм, длиной 100 мм, шириной 5 мм. Для магнитных исследований использовался проволочный образец длиной 150 мм и диаметром 1,2 мм. Исследуемые образцы отжигались в течение двух часов при температуре 850°С, а затем быстро охлаждались. Основные результаты представлены на рисунках. При нагреве и последующем охлаждении происходит фазовое превращение решетки аустенита (А) в мартенсит (М) (рис.1). Проявляются термоупругие эффекты, и обнаруживается эффект памяти формы. На кривых намагничивания I=f(H) и магнитной восприимчивости $\chi=f(T)$ при различных температурах (20-100°С) в исследуемых ИС наблюдается магнитный гистерезис (рис.2). Причны его появления можно объяснить теорией Кондорского [2].



и·10⁶ H=80 kA/m 10 8 6 4 2 Ab Aa 0 Ma Mb 20 40 60 80 100

Рис.1. – Температурная зависимость петли гистерезиса относительного электрического сопротивления.

Рис.2. – Темпе-ратурная зависи-мость магнит-ной восприимчи-вости для Cu-Al-Ni (1.5%).

[1] M.V. Yakunin et al., Physical Review B, 85, 245321 (2012),
[2] S. Hikami et al., Progr. Theor. Phys., 63, 707 (1980).

Конденсат поляритонов в микрорезонаторных микростолбиках в сильных магнитных полях

Черненко А.В.¹, Бричкин А.С.¹, Новиков С.И.¹, Шнайдер К.², Хёфлинг С.²

¹ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Академик Осипьяна, 2

²TechnischePhysik, Wilhelm Conrad Roentgen Research Center for Complex Material Systems, Universitat Wuerzburg, D-97074, Am Hubland, Wuerzburg, Germany

Исследована фотолюминесценция (ФЛ) неравновесного конденсата поляритонов в микростолбиках (МС) круглого и прямоугольного сечений, вытравленных на поверхности высокодобротного микрорезонатора на основе GaAs в магнитном поле до 12 Тл. Измерения проводились при температуре T=2 К в диапазоне рас-

стройки между энергиями фотонной Ec и экситонной Ex мод от δ=E_c-E_x=-8 до +2 мэВ и различных уровнях оптической накачки наносекундными импульсами лазера с длинной волны 532 нм .Предполагалось, что нерезонансное возбуждение создаёт большую плотность экситонов в резервуаре. В этом случае можно ожидать существенного влияния экситон-поляритонного взаимодействия на величину зеемановского расщепления и поляризации сигнала ФЛ конденсата поляритонов. В частности, смена знака циркулярной поляризации, наблюдаемая в [2], и зеемановского расщепления [3], могли бы быть вызваны этим взаимодействием, как это было предположено в [1]. Измерения действительно продемонстрировали изменение зеемановского расщепления в сильных магнитных полях при увеличении уровня оптической накачки, однако они оказались незначительными. Полученные данные позволили оценить плотность экситонов в



Рис.1. – Спектры ФЛ МС круглого сечения с диаметром d = 10 мкм при различных B, записанные в двух циркулярных поляризациях.. Плотность мощности накачки W≈ 400 кBm/см²

резервуаре в предположении, что термодинамическое равновесие в системе экситонов успевает установиться. Она оказывается низкой, менее 10^9 см⁻², тогда как оценка плотности поляритонов, полученная из этих данных, даёт величину ~ 10^{10} см⁻², что близко к измеренной другими способами.

В отличие от спектров МС круглого сечения, спектры ФЛ прямоугольных МС состоят из двух линейно взаимоперпендикулярно поляризованных линий, степень линейной поляризации которых превышает 90%. Особенностью спектров является то, что эти линии соответствуют поляритонам, образованным не соседними по энергии модами размерного квантования. В отличие от круглых МС, ФЛ прямоугольных МС демонстрирует сравнимое с круглыми МС зеемановское расщепление при отсутствие его зависимости от накачки, что связано с особенностями квантования поляритонных уровней в этом случае. В тоже самое время степени циркулярной и линейной поляризаций прямоугольных МС зависят от накачки и их поведение хорошо описывается простой моделью, которая учитывает только поляритон-поляритонное взаимодействие.

[1]C. Sturm, D. Solnyshkov, O. Krebs et al., Phys.Rev. B 91, 155130 (2015). [2]J. Fischer, S. Brodbeck, A. V. Chernenko et al., Phys.Rev.Lett, 112, 093902(2014). [3]A. S. Brichkin, S. I. Novikov, A. V. Larionov, et al., Phys. Rev. B 84, 195301 (2011). [4]A.С. Бричкин, С.И. Новиков, А.В. Черненко, К. Шнайдер, С.Хёфлинг, ЖЭТФ 51, (2017).

Полупроводниковые гетероструктуры первого рода с непрямой запрещенной зоной

Шамирзаев Т.С.

Институт Физики Полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

Экспериментально и теоретически обосновывается существование нового класса полупроводниковых гетероструктур – квантовых ям (КЯ) и точек (КТ) первого рода, с непрямой запрещенной зоной на основе арсенидов, антимонидов и фосфидов элементов III периодической таблицы.

В докладе будут показаны наиболее интересные особенности таких гетероструктур, такие как (1) возможности управляемого изменения излучательной рекомбинации экситона в диапазоне от нескольких десятков наносекунд до сотен микросекунд; (2) возможности использования резонансных оптических методов (таких как, например, комбинационное рассеяние света с переворотом спина) для изучения электронных состояний в X и L долинах для гетероструктур со смешиванием электронных состояний прямых и непрямых долин зоны проводимости; (3) возможности экспериментального исследования физических процессов, изучение которых в других типах гетероструктур затруднено – например, спиновой релаксации локализованных экситонов. В хорошо изученных прямозонных полупроводниковых КТ первого рода времена рекомбинации экситонов лежат в наносекундном диапазоне, а подавление основных механизмов спиновой релаксации в КТ приводит к тому, что время жизни спиновых состояний экситонов в продольном магнитном поле становится заметно больше, чем время жизни экситона. Время жизни непрямого в пространстве квазиимпульсов экситона в КТ первого рода возрастает до сотен микросекунд (до 10⁵ раз) и становится сравнимым со временем его спиновой релаксации, что позволяет изучать механизмы спиновой релаксации экситона: (i) в нулевом магнитном поле, в режиме оптической ориентации при квазирезонансном возбуждении; (ii) в сильных магнитным полях при нерезонансном возбуждении, посредством измерения динамики наведенной магнитным полем циркулярной поляризации экситонной фотолюминесценции. Работа поддержана РФФИ (проект 16-02-00242).

Секция 7

Примеси и дефекты

Переориентация ян-теллеровских комплексов в кубических полупроводниках

Аверкиев H.C.¹, Bersuker I.B.², Гудков В.В.³, Жевстовских И.В.^{3,4}, Барышников К.А.¹, Сарычев М.Н.³, Zherlitsyn S.⁵, Yasin S.^{5,6}, Коростелин Ю.В.⁷

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

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

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

⁴ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18, Россия

⁵Dresden High Magnetic Field Laboratory, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, D-01314, Dresden, Germany

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

⁷Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53, Россия

Анизотропные ян-теллеровские центры, способные изменять свои пространственные ориентации при низких температурах, интересны как с фундаментальной точки зрения, так и с прикладной. Примесные элементы первой группы Cu, Au, Ag в GaAs и шестой группы Сг в ZnSe являются такими объектами и интенсивно изучаются в течение многих лет [1]. Взаимодействие носителей заряда, локализованных на таких дефектах, с локальными колебаниями тетраэдрического комплекса (примесь + четыре атома основной решетки) приводит к возникновению нескольких эквивалентных конфигураций с пониженной симметрией, разделенных пространственными барьерами (эффект Яна-Теллера, ЭЯТ). Время переориентации таких комплексов, вовлекающей изменение положения атомов решетки, может составлять доли микросекунды, следовательно, оно может быть определено из экспериментов по поглощению и распространению ультразвука с диапазоном ультразвуковых частот порядка 10⁶ – 10⁹ Гц. В докладе приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований поглощения ультразвука в кристаллах GaAs:Cu ($((\Gamma_8 + \Gamma_6) \otimes e)$ задача ЭЯТ) и ZnSe:Cr ($T \otimes e$ -задача) при низких температурах в магнитном поле и без поля. Наиболее ярким оказался эффект увеличения коэффициента поглощения поперечной звуковой волны в несколько раз в ZnSe:Cr в слабых магнитных полях, ориентированных параллельно направлениям [001] и [110]. В нулевом магнитном поле для данного центра туннельные переходы между эквивалентными конфигурациями запрещены из соображений симметрии, а поглощение обусловлено релаксационными переходами с участием фононов (время релаксации T1). В магнитном поле этот запрет снимается и возникает дополнительный канал релаксации, эффективность которого прямо пропорциональна квадрату матричного элемента туннелирования и времени упругой поперечной релаксации Т₂. Измеренные времена переориентации зависят от магнитного поля, и по величине соответствуют теоретическим оценкам. С увеличением магнитного поля поглощение из релаксационного становится квазирезонансным и определяется зависимостью времени Т₂ от величины и направления магнитного поля. Параметром, определяющим переход от одного режима релаксации к другому, является соотношение между величиной звуковой деформации и величиной магнитоиндуцированного туннельного расщепления уровней. Для комплекса Cu_{Ga}4As туннельные переходы между конфигурациями разрешены и в отсутствии магнитного поля, что может приводить к релаксационному и резонансному поглощению звуковой волны соответствующей поляризации и направления распространения. Экспериментальные исследования [2] показывают, что в исследуемых образцах имеется место релаксационное поглощение, со временем релаксации слабо зависящим от температуры. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 15-02-02750).

[1] А.А. Гуткин, Н.С. Аверкиев, ФТТ (обзор в печати), 2017.

[2] N.S. Averkiev, I.B. Bersuker, V.V. Gudkov at al. Journal of Appl. Phys., 116, 103708 (2014).

Природа оранжевой полосы фотолюминесценции в AIN

Александров И.А., Малин Т.В., Мансуров В.Г., Журавлев К.С.

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

Исследование атомной и энергетической структуры точечных дефектов в кристаллах является фундаментальной задачей, интерес к которой в последние годы существенно повысился в связи с возможностью применения таких центров в качестве базовых элементов для квантовых вычислений. Преимуществом широкозонного AlN является высокая температурная стабильность люминесценции точечных центров. Точечные дефекты и их комплексы могут иметь множество типов и зарядовых состояний, и создание полной картины энергетических уровней и параметров дефектов в AlN далеко не завершено. Расчеты конфигурационных диаграмм точечных центров в AlN проведены только для некоторых зарядовых состояний примеси углерода C_N [1], кислорода O_N [2], комплекса $V_{Al}O_N$ [3] и вакансии алюминия V_{Al} [3]. Экспериментально параметры модели конфигурационных координат определялись в AlN только для полос люминесценции при 3.3 эВ [4] и при 2 эВ [5].

В данной работе исследованы свойства полосы фотолюминесценции (ФЛ) в AlN с максимумом при 2 эВ [5]. Проведены измерения спектров возбуждения ФЛ, температурной зависимости спектров ФЛ и кинетики ФЛ для слоев AlN, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии в различных условиях.

Зависимость интенсивности ФЛ от времени и энергии излучения хорошо описывается моделью донорно-акцепторной рекомбинации с участием глубокого центра. Зависимость ширины полосы ФЛ от температуры описывается моделью конфигурационных координат со значениями параметра Хуанга-Рис 20.5 и энергии кванта локальных колебаний решетки 60 мэВ. Из определенных по температурной зависимости ширины полосы параметра Хуанга-Рис и энергии кванта локальных колебаний решетки, а также из положений максимума полос ФЛ и возбуждения ФЛ были определены энергии ионизации глубокого центра (2.6 эВ) и мелкого центра (0.18 эВ), участвующих в процессе рекомбинации. Исследования методом масс-спектрометрии вторичных ионов показали, что слои AlN с существенно различной интенсивностью ФЛ дефектной полосы имеют практически одинаковую концентрацию примеси углерода, что свидетельствует в пользу того, что углерод не является акцептором, ответственным за оранжевую полосу ФЛ. Проведены расчеты конфигурационных диаграмм для точечных дефектов в AlN с использованием теории функционала плотности. Обсуждается природа дефектов, ответственных за наблюдаемую оранжевую полосу ФЛ

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 16-32-00765).

[1] L. Gordon et al. Phys. Rev. B 89, 085204 (2014).

- [2] C. G. Van de Walle and J. Neugebauer. J. Appl. Phys. 95, 3851 (2004).
- [3] Q. Yanet et al. Appl. Phys. Lett. 105, 111104 (2014).

[4] T. Schulz et al. Phys. Status Solidi B 248, No. 6, 1513–1518 (2011).

[5] I.A. Aleksandrov et al. Phys. Status Solidi C, 12, No. 4–5, 353–356 (2015).

Каскадный захват электронов на заряженные доноры в условиях импульсного возбуждения

Алешкин В.Я., Гавриленко Л.В., Козлов Д.В.

ИФМ РАН, 603087, Нижегородская обл., Кстовский район, д. Афонино, ул. Академическая 7

Теория каскадного захвата электронов на заряженные примеси, созданная в работах Лэкса [1] и Абакумова, Переля, Яссиевич [2], предполагает стационарный характер возбуждения фотопроводимости. Однако экспериментально время каскадного захвата иногда определяют по скорости убывания концентрации неравновесных электронов после кратковременного импульсного возбуждения. Возникает вопрос: совпадают ли времена каскадного захвата определенные при стационарном и импульсном возбуждениях?

В настоящей работе проведено вычисление времен каскадного захвата электронов на заряженные доноры в условиях импульсного и стационарного возбуждений в GaAs, Ge и Si. Рассмотрены случаи захвата в кулоновском потенциале (когда степень компенсации не мала) и в потенциале диполя (когда степень компенсации мала и температура низкая). По-казано, что при захвате электронов на кулоновские центры при концентрациях заряженной примеси больше 10^{15} см⁻³ времена каскадного захвата в условиях импульсного возбуждения могут в разы превышать времена каскадного захвата в условиях стационарного возбуждения могут в разы превышать времена каскадного захвата в условиях стационарного возбуждения. Причина этого состоит в том, что при большой концентрации примеси электроны не успевают "термализоваться" перед захватом и происходит захват "нетермализованных" электронов. В каскадном захвате участвуют электроны с энергией близкой к энергии дна зоны проводимости. Для "нетермализованных" электронов доля электронов, поэтому и времена каскадного захвата больше таковой для "термализованных" электронов, поэтому и времена каскадного захвата при стационарного возбуждениях в каскадного захвата больше. Показано, что в случае захвата на заряженные диполи, разница во временах каскадного захвата при стационарном и импульсном возбуждениях меньше, нежели при захвате на кулоновские центры.

Для расчета времени каскадного захвата электронов на заряженные примеси численно решалось уравнение Больцмана. Для того, чтобы учесть влияние заряженной примеси на вероятность рассеяния на акустических фононах, была использована простейшая модель. В этой модели заряженные примеси расположены в кристалле не случайно, а регулярным образом - в центре кубов с длиной ребра $2R_0 = (N_D^+)^{1/3}$, где N_D^+ - концентрация заряженных доноров. Потенциальная энергия электрона внутри куба при захвате на кулоновский центр равна $-e^2/\kappa r$ (центр координат выбран в месте положения примеси), где r радиус-вектор, κ - диэлектрическая проницаемость, e - заряд электрона. Следующее приближение данной модели состоит в том, что электрон в делокализованном состоянии внутри куба может двигаться в сфере радиуса R_0 . Для численного решения уравнения Больцмана интервал энергий (-6, 40) мэВ был разбит на 1150 одинаковых ячеек. Решение уравнение Больцмана сводится к решению системы уравнений, описывающих баланс электронов в ячейках. Подробности метода расчета изложены в работе [3].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 16-02-00325).

[1] M.Lax, Phys. Rev., 119, 1502 (1960).

[2] V.N.Abakumov, V.I.Perel, I.N.Yassievich, Nonradiative Recombination in Semiconductors. Elsevier Science Publishers, (1991).

[3] В.Я.Алешкин, Л.В.Гавриленко, ЖЭТФ, 150, 328 (2016).

Рассеяние поверхностных акустических волн протяженными дефектами в кристаллах CdZnTe

Аминев Д.Ф., Клоков А.Ю., Кривобок В.С., Шарков А.И., Вершков В.А., Цветков В.А.

ФИАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53

Для большинства протяженных дефектов в полупроводниках группы II-VI и гетероструктурах на их основе характерно наличие значительного локального беспорядка. Поэтому для детальных исследований протяженных дефектов необходимы методы, обеспечивающие информацию как о нарушениях кристаллической структуры, так и о изменениях электронной подсистемы, к которым эти нарушения приводят. Известные методы оптической спектроскопии, как правило, успешно справляются лишь со второй частью данной задачи, но оказываются малоэффективными с точки зрения анализа кристаллической структуры, в частности, для оценки локальных изменений кристаллографической ориентации. Для преодоления данных ограничений может быть перспективным применение бесконтактных оптических методов, позволяющих по картине распространения поверхностных волн восстанавливать локальную кристаллографическую ориентацию и отслеживать ее локальные нарушения [1]. В сочетании с обычными методами оптической спектроскопии, такой подход перспективен для комбинированных исследований кристаллической структуры, электронного спектра и динамических процессов в электронной подсистеме с пространственным разрешением ~1 мкм.

Основная цель данной работы состояла в исследовании анизотропии распространения поверхностных волн на срезах низкой симметрии в моно- и поликристаллах Cd(Zn)Te с различными дефектами – малоугловыми границами, двойниками и дефектами упаковки. Использовалась методика эксперимента аналогичная [2]. Полученные картины ПАВ на срезах (111), (211), (310), (140) показали наличие Рэлеевской и псевдоповерхностной мод, а также скользящей по поверхности объёмной волны. Анизотропия распространения оказалась довольно сильной, что позволило решить обратную задачу – определить кристаллографическую ориентацию образца по картине ПАВ.

Проведенные предварительные исследования ПАВ на поликристаллах CdTe позволили проследить изменение групповой скорости и анизотропии распространения ПАВ вызванные небольшим разворотом кристаллографических плоскостей. Полученные данные интерпретированы в рамках представлений о влиянии малоугловых границ на картину распространения ПАВ.

[1] D.H. Hurley, O.B. Wright, O. Matsuda, T. Suzuki, and S. Tamura, Y. Sugawara, Phys. Rev. B, 73, 125403 (2006).

[2] T. Tachizaki, T. Muroya, O. Matsuda, Y. Sugawara, D.H. Hurley et al., Rev. Sci. Instrum., 77, 043713 (2006).

Акцепторное легирование кремнием структур на основе низкотемпературного GaAs

Галиев Г.Б.¹, Климов Е.А.¹, Клочков А.Н.¹, Пушкарёв С.С.¹, Васильевский И.С.², Мальцев П.П.¹

¹Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, 117105, Москва, Нагорный проезд, д. 7, стр. 5

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409, Москва, Каширское шоссе, д. 31

Полупроводниковые структуры на основе соединений $A^{III}B^V$, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) в низкотемпературном режиме (LT – low temperature growth), являются перспективными материалами для ТГц-приложений [1, 2]. Низкотемпературный рост приводит к нестехиометрическому составу LT-GaAs, т.е. внедрению избыточных атомов As в объём плёнки в виде точечных дефектов, основными из которых являются атомы As в узлах Ga (AsGa). Именно дефекты AsGa ответственны за такие свойства LT-GaAs, как субпикосекундное время жизни фотовозбужденных носителей и большое удельное сопротивление. Для оптимизации свойств LT-GaAs используется акцепторное легирование, которое приводит к изменению зарядового состояния электрически-активных точечных дефектов в решетке LT-GaAs. В литературе на данный момент широко исследовано только использование бериллия для акцепторного легирования LT-GaAs.

В данной работе экспериментально исследована возможность использования кремния (Si) для получения структур на основе LT-GaAs, обладающих р-типом проводимости. Последнее достигается путем использования подложек GaAs с кристаллографической ориентацией (111)А, для которых сильно проявляются амфотерные свойства Si. Методом МЛЭ на подложках GaAs с ориентацией (100) и (111)А были выращены однородно легированные атомами Si плёнки GaAs толщиной 850 нм. Образцы выращивались при постоянном давлении As4 в интервале температур роста T_G от 350 до 510 °C. Образцы на подложках GaAs (100) имеют *n*-тип проводимости во всём интервале T_G , а образцы на подложках GaAs (111)А имеют *p*-тип проводимости в интервале температур роста 430–510 °C. При T_G ниже 430 °C слои GaAs:Si на подложках (111)А являются полуизолирующими.

Таким образом, для используемых в работе режимов МЛЭ Si не проявляет акцепторных свойств при объемном легировании GaAs в низкотемпературном режиме роста при $T_{\rm G}$ < 430 °С. Для преодоления этой особенности LT-GaAs и легирования акцепторами Si, впервые предложены и реализованы новые многослойные структуры на основе LT-GaAs, представляющие собой сверхрешетку (СР) {LT-GaAs/GaAs:Si}, где нелегированные слои LT-GaAs выращиваются при низких температурах роста ($T_G \leq 350$ °C), а легированные слои GaAs:Si – при повышенной температуре (470° С). При этом условия роста слоёв GaAs:Si обеспечивали получение р-типа проводимости для подложек (111)А. Образцы выращены методом МЛЭ на подложках GaAs с ориентациями (100) и (111)A. В структурах изменялись толщины и период СР, а также температура роста LT-GaAs слоев. В работе приводятся данные холловских измерений, спектроскопии фотолюминесценции, исследования кристаллической структуры образцов методом атомно-силовой микроскопии, моделирования зонной структуры. Все структуры, выращенные на подложках GaAs (111)А имеют р-тип проводимости, а структуры на GaAs (100) – n-тип. Показано, что с уменьшением температуры роста LT-GaAs слоя подвижность и слоевая концентрация носителей носит монотонно-убывающий характер, что связано с перераспределением носителей заряда между слоями CP LT-GaAs и GaAs:Si.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 16-29-03294 офи_м).

[1] A. Krotkus, J. Phys. D: Appl. Phys., 43, 273001 (2010).

[2] I. Kostakis, M. Missous, AIP Advances, 3, 092131 (2013).

Люминесценция дефектов в слоях InAlAs, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии

Гилинский А.М., Дмитриев Д.В., Торопов А.И., Журавлев К.С.

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

Твердые растворы InAlAs широко используются в качестве широкозонной гетеропары с твердыми растворами InGaAs, применяемыми при создании гетероструктур для быстродействующих транзисторов, фотоприемных и светоизлучающих структур спектрального диапазона 1-2 мкм. Недавно была предложена новая область применения твердых растворов InAlAs в качестве слоев умножения в высокочувствительных лавинных фотодиодах, где использование InAlAs должно обеспечить преимущества перед традиционными конструкциями, основанными на InGaAsP. Оказалось, однако, что практическое применение InAlAs, получаемых по традиционной технологии, встречает значительные трудности, обусловленные наличием глубоких уровней в материале. В настоящей работе мы сообщаем результаты исследования фотолюминесценции (ФЛ) слоев твердых растворов InAlAs, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Обнаружена ФЛ, связанная с дефектами в InAlAs, и высказано предложение по оптимизации технологии выращивания таких слоев. Исследовались слои нелегированного In_xAl_{1-x}As (x=0.48-0.53), выращенные на подложках (100) InP при различных температурах и соотношениях потоков компонентов. Как нами обнаружено, в спектрах ФЛ слоев InAlAs, выращенных в стандартных условиях, наблюдается длинноволновая линия («LW» в спектрах А и В на рис.1), расположенная на 130-200 мэВ ниже линии краевой ФЛ (линия «NBE» в диапазоне энергий 1.50-1.60 эВ на рис.1). Наблюдение линии LW в спектре коррелирует со снижением эффективности ФЛ образца. Линия демонстрирует необычное поведение с температурой Т: она не наблюдается при низких (гелиевых) температурах и появляется в спектре при повышении T до ≈60 K, после чего исчезает при дальнейшем росте температуры свыше 160 К. Анализ температур-

ных зависимостей ФЛ, зависимостей от интенсивности возбуждения и кинетики нестационарной ФЛ позволяет заключить, что излучательная рекомбинация в твердых растворах InAlAs при T < 150 K контролируется переходами в хвостах плотности состояний разрешенных зон, а линия LW обусловлена рекомбинацией с участием глубоких уровней в областях с наибольшей амплитудой модуляции потенциала. Показано, что выращивание InAlAs в условиях, приближенных к квази-стехиометрическим с малым превышением потока мышьяка над значением, соотвесттвующим переходу в металлобогащенное состояниие поверхности, позволяет получать слои с эффективностью ФЛ на 1-2 порядка выше, чем при высоких потоках мышьяка, при этом в спектрах ФЛ таких образцов линия LW не наблюдается (см. спектр С на рис.1).



Рис.1. – Спектры ФЛ трех образцов InAlAs при температуре 100 К. Образцы А и В выращены при потоке мышьяка, в 2.2 раза выше значения, соответствующего переходу из мышьякобогащенного в металл-обогащенное состояние ростовой поверхности, образец С – в 1.07 раза.

Индуцированное магнитным полем смягчение упругого модуля в кристалле ZnSe:Cr²⁺

Аверкиев Н.С.¹, Bersuker I. В.², Гудков В.В.³, **Жевстовских И.В.^{3,4}**, Барышников К.А.¹, Сарычев М.Н.³, Zherlitsyn S.⁵, Yasin S.^{5,6}, Коростелин Ю.В.⁷

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

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

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

⁴ ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18, Россия

⁵Dresden High Magnetic Field Laboratory, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, D-01314, Dresden, Germany

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

⁷Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53, Россия

В кристаллах селенида цинка со структурой сфалерита ионы хрома замещают ионы цинка, и при концентрациях $n_{\rm Cr} \approx 3.8 \cdot 10^{18}$ сm⁻³ они образуют отдельные примесные центры с основным электронным состоянием 5T_2 . Для поперечных ультразвуковых волн, распространяющихся вдоль кристаллографической оси [110] с поляризацией вдоль [1-10] (определяемых упругим модулем (C₁₁-C₁₂)/2), на температурных зависимостях были обнаружены аномалии упругого модуля и поглощения вблизи 11 К, существование которых было отнесено к релаксационным переходам между тремя тетрагональными искажениями, наведенными вследствие эффекта Яна-Теллера в этих центрах [1]. Магнито-акустические исследования кристалла ZnSe:Cr²⁺ в сильных магнитных полях до 14 T при **B**||[110] показали,

что обнаруженные аномалии поглощения можно интерпретировать в рамках этого же механизма релаксации [2,3]. В данной работе представлены результаты измерений упругого модуля (С11-С12)/2 в магнитных полях до 2 T (**B**I[110]) при фиксированных низких температурах (Рис.1). В слабых полях обнаружено резкое уменьшение упругого модуля, исчезающее с ростом магнитного поля и температуры. При этом наблюдаемая решеточная неустойчивость в слабых полях коррелируют с резким ростом поглощения ультразвука при тех же значениях поля (вставка на Рис.1), который нами был интерпретирован как возникновение нового канала туннельной релаксации между локальными ортогональными тетрагонально искаженными конфигурациями центров Cr²⁺ в кристалле ZnSe. Результаты данной работы демонстрируют, что аномальное



Рис.1. – Зависимость упругого модуля $(C_{11}-C_{12})/2$, $\Delta C = C(B)-C_0$, $C_0 = C(0)$, от магнитного поля при частоте ультразвука 29.5 МГц. На вставке показано изменение поглощения ультразвука в полях до 1 Т.

смягчение упругого модуля в слабых полях в $ZnSe:Cr^{2+}$ также обусловлено туннелированием между ортогональными конфигурациями центров Cr^{2+} , индуцированным магнитным полем.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 15-02-02750).

[1] V.V. Gudkov, I.B. Bersuker, I.V. Zhevstovskikh et al., J. Phys.: Condens. Matter, 23, 115401 (2011).

[2] N.S. Averkiev, I.B. Bersuker, V.V. Gudkov at al. Solid State Phen., 233-234, 123 (2015).

[3] I.V. Zhevstovskikh, V.V. Gudkov, M.N. Sarychev at al. Appl. Magn. Reson., 47, 685 (2016).

Трансформация структуры и напряжений в сильно легированных слоях AlGaN:Si при содержании Al более 0.5

Журавлев К.С.¹, Гилинский А.М.¹, Малин Т.В.¹, Милехин И.А.¹, Трубина С.В.², Эренбург С.Б.², Бер Б.Я.³, Давыдов В.Ю.³, Елисеев И.А.³, Казанцев Д.Ю.³, Ратников В.В.³, Смирнов А.Н.³

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

² Институт неорганической химии им. А.В.Николаева СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 3

³ Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Широкозонные и прямозонные твердые растворы AlGaN широко применяются в светоизлучающих приборах, фотодетекторах, силовых и CBЧ транзисторах. Недавнее обнаружение в слоях AlGaN с содержанием алюминия x_{Al}>0.5 сильно легированных кремнием сверхлюминесценции, обусловленной переходами через уровни дефектов, стимулировало исследование структуры AlGaN.

В данной работе исследовались локальное атомное строение и структурное совершенство слоев AlGaN:Si с $0 \le x_{Al} \le 1$. Исследуемые слои AlGaN толщиной 1.2 мкм выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии из аммиака на подложках сапфира с буферным слоем AIN толщиной 320 нм. Содержание алюминия в слоях задавалось соотношением потоков Al/Ga в процессе роста. Легирование осуществлялось газовым источником силана, разбавленным в азоте. Концентрация атомов кремния, а также фоновых примесей (углерода и кислорода) в слоях измерялась методом вторичной ионной масс спектрометрии (ВИМС) высокого массового разрешения. Концентрация атомов кремния и кислорода лежали в диапазоне (1-2) 10^{20} см⁻³ и (2-5) 10^{18} см⁻³. Содержание алюминия в слоях определялось с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния света, ИК Фурьеспектроскопии и спектроскопии оптического пропускания. Информация о координационных числах и длине межатомных связях получалась из измерений и анализа тонкой структуры рентгеновских спектров поглощения атомов галлия (EXAFS). Структурное совершенство слоев оценивалось с помощью дифракции рентгеновских лучей (РДЛ) и атомносиловой микроскопии. Остаточные напряжения в слоях оа рассчитывались из измерений радиуса кривизны образцов. Плотность вертикальных винтовых и краевых дислокаций оценивались в рамках модели хаотически расположенных дислокаций из ширины 0002 и 10-15 (skew-геометрия) рефлексов РДЛ.

Данные EXAFS-спектроскопии показывают, что координационные числа в парах Ga-Ga и Ga-Al во второй координационной сфере линейно изменяются с содержанием алюминия в слоях AlGaN, что свидетельствует о случайном расположении атомов Al в катионной подрешетке и отсутствии упорядочения и кластерообразования. Длина связей между атомами галлия и азота (R_{Ga}-N) в первой координационной сфере, между атомами второй координационной сферы R_{Ga}-Ga и R_{Ga}-Al также изменяются монотонно с составом. Величина R_{Ga}-Ga изменяется сильнее, чем величина R_{Ga}-Al. Данные РДЛ показывают, что постоянные кристаллической решетки (а и с) и плотность дислокаций монотонно зависят от состава AlGaN и эти зависимости хорошо аппроксимируются линейными функциями. В то же время, знак и величина упругих напряжений достаточно резко меняются при x_{Al} >0.5. Анализ методом атомно-силовой микроскопии показал, что при x_{Al} >0.5 изменяется морфология слоев, гексагональные блоки сливаются в сплошную пленку, а концентрация электронов падает с ~10¹⁹ см⁻³ практически до нуля. Вероятно, именно с этим, а не с изменением ло-кального атомного строения AlGaN, связано измерение деформации в слоях.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 16-02-00175, 16-02-00018).

Дефекты в имплантированных As МЛЭ структурах CdHgTe

Ижнин И.И.^{1,2}, Фицыч Е.И.¹, Войцеховский А.В.², Коротаев А.Г.², Мынбаев К.Д.^{3,4}, Варавин В.С.⁵, Дворецкий С.А.^{2,5}, Михайлов Н.Н.⁵, Якушев М.В.⁵, Бончик А.Ю.⁶, Савицкий Г.В.⁶, Świątek Z.⁷

¹Научно-производственное предприятие «Карат», 79031, Львов, ул. Стрийская, 202 ²Национальный исследовательский Томский госуниверситет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36 ³ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, С.Петербург, ул. Политехническая, 26 ⁴Университет ИТМО, 197101, С.Петербург, Кронверкский пр.,49 ⁵ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13 ⁶ИППММ им. Я.С. Пидстригача НАН Украины, 79060, Львов, ул. Научная, 36 ⁷Institute of Metallurgy and Material Science PAN, 30-059, Krakow, ul. Reymonta, 25

Проведены комплексные исследования дефектов в имплантированных As гетероэпитаксиальных структурах Cd_xHg_{1-x}Te, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках Si (GaAs) в Институте физики полупроводников CO PAH. В типичной структуре на границах активного слоя Cd_xHg_{1-x}Te (состав $x_a \sim 0.22$, 0.30) толщиной $d \sim$ 8–10 мкм выращивали варизонные широкозонные слои с толщинами нижнего и верхнего слоев ~1.0 и ~0.3 мкм соответственно, и изменением состава от x_a до $x_s \sim 0.45$. Ионная имплантация проводилась ионами As⁺ с энергией 190 кэВ и дозой в диапазоне $10^{12} - 10^{15}$ см⁻². Активация имплантированных ионов осуществлялась в процессе двухстадийного термического отжига. Для исследований использовали вторичную ионную масс-спектроскопию (ВИМС), просвечивающую электронную микроскопию в режимах светлого поля и высокого разрешения, оптическое отражение в видимой области, микро-рамановское рассеяние света и электрофизические измерения.

Экспериментальные профили распределения имплантированных ионов As, из которых определяли среднюю концентрацию ионов для данной дозы, хорошо совпадали с теоретическими, рассчитанными с помощью компьютерной программы TRIM. Радиационные донорные дефекты исследованы в имплантированных $n^+ - n - p$ и $n^+ - n$ структурах, сформированных на базе материала *р*-типа и *n*-типа проводимости, соответственно, без активационного отжига. Показано, что в области профиля распределения имплантированных ионов формируется область крупных протяженных дефектов с малой плотностью (в приповерхностной области), за которой следует область более мелких протяженных дефектов с большей плотностью. Область распространения радиационных донорных дефектов (*n*⁺область) простирается далеко (на глубину ~ 0.9–1.1 мкм) за профиль распределения ионов. За ней следует тонкая (~ 0.2 мкм) n-область с высокой подвижностью и низкой концентрацией электронов, сформированная диффузией междоузельной ртути и ее аннигиляцией с вакансиями ртути. Выявлен различный характер накопления электрически активных радиационных донорных дефектов в структурах с защитным варизонным поверхностным слоем и без него, что связывается с влиянием внутреннего электрического поля варизонного слоя.

Путем активации As в процессе активационного отжига на базе материала *n*-типа сформированы высококачественные p^+ -*n* структуры. В p^+ -области (~ 0.3 мкм) таких структур средняя концентрация дырок хорошо согласуется со средней концентрацией имплантированных ионов, что подтверждает 100%-ую активацию As. Показано, что использованные режимы отжига также позволяют полностью аннигилировать радиационные донорные дефекты. Кроме того, продемонстрировано, что отжиг приводит к существенному уменьшению поверхностного состава варизонного слоя вследствие взаимной диффузии ртути и кадмия. Также показано, что в легированной In базе *n*-типа для структур на Si подложках отжиг не влияет на онцентрацию электронов, однако приводит к существенному увеличению их подвижности, что связано с отжигом дефектов упаковки и улучшает параметры структур.

Влияние изотопного состава на теплопроводность монокристаллов 6H SiC

Инюшкин А.В.¹, Талденков А.Н.¹, Якубовский А.Ю.¹, Гавва В.А.², Гибин А.М.², Мохов Е.Н.³

¹НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1 ²Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятых РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-75, ул. Тропинина, 49

³Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

Для карбида кремния (SiC) — одного из основных полупроводников современной электроники и оптоэлектроники — теоретические расчеты теплопроводности $\kappa(T)$ предсказывает значительный рост (около 20%) в моноизотопном по кремнию кристалле по сравнению с кристаллом природной изотопной композиции ^{nat}SiC при комнатной температуре [1]. Цель настоящей работы состояла в экспериментальной проверке этого теоретического предсказания.

Объемные монокристаллы SiC (политип 6H) с высоким обогащением по изотопу ²⁸Si (99.993%) и с природным изотопным составом были синтезированы сублимационным сэндвич-методом (индекс s) в одинаковых условиях. Впервые в мире проведены измерения теплопроводности $\kappa(T)$ и намагниченности M(T,H) образцов этих кристаллов в диапазоне температур от 6 до 410 К. Исследованы также кристаллы ^{nat}SiC, выращенные методом Лели (индекс L, *n*-тип, $\Delta n \approx 10^{17}$ см⁻³) и по промышленной технологии (индекс i), с различным уровнем легирования. Кристаллы s имели наибольшую концентрацию избыточного Si. Согласно нашим измерениям $\kappa(T)$ для ²⁸SiC существенно выше, чем для ^{nat}SiC в широком интервале температур (см. Рис. 1). При комнатной температуре «изотопический эффект» составляет 20-25%.



Рис.1. – Зависимость К(1) образцов SiC при температурах выше 220 К.

Для образцов L и i02 величины $\kappa(T)$ совпадают в пределах погрешности измерений при T > 220 К. Поскольку

при этих температурах $\kappa(T)$ обусловлена фонон-фононным рассеянием и рассеянием фононов на «примесных» изотопах, то легирующие примеси и другие дефекты решетки дают незаметный вклад в суммарное рассеяние фононов в этих кристаллах. Для образца ^{nat}SiC (s010) из изотопной серии величина $\kappa(T)$ оказалась на 10% ниже, чем для образцов серий L и i. Это свидетельствует об относительно высокой концентрации структурных дефектов в нем.

При низких температурах T < 100 К наблюдается достаточно сильная зависимость $\kappa(T)$ от концентрации примесей и их типа. По-видимому, в изучаемых кристаллах большую роль в тепловом сопротивлении играет рассеяние фононов на локализованных электронных возбуждениях, на дефектах решетки, в том числе на дислокациях.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 16-07-00979, 16-07-01188) и РНФ (грант 16-42-01098) на оборудовании Ресурсного центра НИЦ «Курчатовский институт».

[1] L. Lindsay, D.A. Broido, T.L. Reinecke, Phys. Rev.B 87, 165201 (2013). [2] D.T. Morelli, J.P. Heremans, G.A. Slack, Phys. Rev. B 66, 195304 (2002).

Теплопроводность монокристаллов CVD- и НРНТ-алмазов

Инюшкин А.В.¹, Талденков А.Н.¹, Ральченко В.Г.², Большаков А.П.², Логинов Ю.³

¹НИЦ «Курчатовский инстиут», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

²Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

³ООО «Нью Даймонд Технолоджи», 197706, Санкт-Петербург, Сестрорецк, ул. Воскова, 2

В последние годы значительный прогресс достигнут в деле синтеза крупных монокристаллов алмаза при использовании методов газофазного осаждения (CVD) и высокотемпературного роста при высоком давлении (HPHT). Высококачественные монокристаллические пластины с размерами сантиметрового масштаба имеют очень низкую концентрацию химических примесей, включая азот и бор. Отличительное свойство алмаза –

наивысшая теплопроводность при комнатной температуре, составляющая около 25 Вт см⁻¹К⁻¹, среди объемных материалов, включая металлы и диэлектрики. Это особенность алмаза делает его наилучшим материалом для целого ряда приложений в оптике, СВЧ-технике, электронике. В настоящей работе представлены результаты измерений теплопроводности $\kappa(T)$ для двух монокристаллов алмаза (CVD и HPHT) в диапазоне температур от 6 до 410 К. Образец CVD-алмаза (Element Six, De Beers Group Company) содержал: [N] < 5 ppb, [B] < 0.3 ppb, а образец HPHTалмаза (OOO "NDT", Россия) относится к типу IIb ([N] < 5 ppm, [B] < 5 ppb). Размеры кристаллов были примерно $4 \times 4 \times 0.5$ мм, тепловой поток был направлен вдоль длинного ребра – оси [110].

Величины теплопроводности образцов алмазов оказалась удивительно близкими в широком интервале температур, несмотря на совершенно разные технологии и



Рис.1. – Теплопроводность кристаллов как функция температуры.

материалы синтеза (см. Рис. 1). При комнатной температуре величины к(298К) одинаковы (22.2 Вт см⁻¹К⁻¹) в пределах экспериментальной погрешности 2%. Теплопроводности также совпадают при температурах вблизи максимума ($T_{max} = 62 \,\mathrm{K}$). Это указывает на то, что химические примеси, присутствующие в образцах с разными, но маленькими концентрациями, не оказывают значительного влияния на их теплопроводность. На Рис. 1 представлены также данные для одного из лучших природных монокристаллов алмаза IIa типа из работы [1]. Поскольку поперечный размер этого образца (около 1 мм) был значительно меньше, чем для исследованных в настоящей работе, то он имеет значительно меньшую величину теплопроводности в области низких температур, где доминирует рассеяние фононов на границах образца [2]. Обращает на себя внимание более слабая, чем T^3 , зависимость $\kappa(T)$ даже при температурах значительно ниже максимума. Только при самых низких температурах (<8K) $\kappa(T)$ приближается к кубической зависимости, характерной для чисто диффузного граничного рассеяния фононов. По-видимому, такое поведение $\kappa(T)$ обусловлено помимо рассеяния фононов на примесном изотопе ¹³С, концентрация которого 1.1% в природной композиции изотопов углерода, также рассеянием фононов на структурных дефектах кристаллической решетки алмаза (дислокациях, дефектах упаковки и др.).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 16-07-00979, 16-07-01188) и РНФ (грант 14-12-01403) на оборудовании Ресурсного центра НИЦ «Курчатовский институт».

[1] R. Berman, P. R. W. Hudson, and M. Martinez, J. Phys. C: Solid State Phys.8, L430 (1975).

[2] Р. Берман, Теплопроводность твердых тел, Мир, Москва (1979).

Фотопроводимость в *p-i-р* структурах на основе плёнок Pb_{1-x}Sn_xTe:In при межзонном возбуждении

Климов А.Э.^{1,2}, **Ищенко Д.В.**¹, Пащин Н.С.¹, Шерстякова В.Н.¹

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13 ²НГТУ, 630073, Новосибирск, пр-т. Карла Маркса, 20

Эпитаксиальные слои твёрдого раствора Pb_{1-x}Sn_xTe, легированного индием, и структуры на их основе обладают высокой фоточувствительностью в дальней ИК и терагерцовой области спектра [1, 2]. В данной работе на основе нелегированных плёнок PbSnTe с составом x = 0.26 - 0.3, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, были созданы планарные *p-i-p* структуры и исследована их фотопроводимость при межзонном возбуждении.

На рис. 1 а) приведено схематичное изображение исследованных структур. Формирование i – области осуществлялось диффузионным отжигом из тонкого слоя индия, напылённого через маску на поверхность исходной нелегированной плёнки PbSnTe *p*-типа с высокой проводимостью. Ниже T < 20 К полученные структуры переходили в высокоомное

состояние [3]. При T = 4.2 К исследованы стационарная фотопроводимость таких структур при освещении в фундаментальной области поглощения, а также динамика нарастания и спада фототока. Обнаружено, что на кривых нарастания фототока наблюдаются колебания С большим (рис. 1б, область t > 500 с) и малым (вставка на рис. 16, область t ≈ 400 – 700 с) периодами колебаний. Амплитуда и периодичность колебаний, а также временные интервалы, в которых они наблюдаются, зависят от интенсивприложенного ности освещения И напряжения смещения.

Выполнены расчёты энергетической диаграммы *p-i-p* структуры. Показано, что процесс переноса носителей заряда в *i*-слое носит инжекционный характер и определяется механизмом захвата на несколько типов ловушек в запрещённой зоне. При больших временах осве-



Рис. 1. – а) схема p-i-p структуры; б) зависимость фототока от времени для двух напряжений на структуре. Освещение включено при t = 0. На вставке показан фрагмент кривых с малым периодом колебаний.

щения достигается квазиравновесное состояние, которое может быть неустойчивым за счет перераспределения потока неравновесных носителей на уровни с другими постоянными времени. Сделаны оценки возможности использования исследованных структур в качестве детекторов дальнего ИК и терагерцового диапазонов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 17-02-00575.

- [1] Л.И. Рябова и др., Письма в ЖЭТФ, 97, 9, (2013).
- [2] И.Г. Неизвестный, А.Э. Климов, В.Н. Шумский, УФН, 185, 10, (2015).
- [3] А.Н. Акимов и др., Микроэлектроника, 42, 83, (2013).

Гальваномагнитные свойства теллурида свинца, легированного никелем

Ковалев Б.Б.¹, Скипетров Е.П.¹, Шевченко И.В.¹, Ржевский В.В.¹, Кнотько А.В.¹, Слынько В.Е.²

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

²Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАН Украины, Украина, 58001, Черновцы, ул. И. Вильде, 5

Легирование сплавов на основе теллурида свинца примесями 3d – переходных металлов приводит к появлению глубоких примесных уровней в электронном спектре этих материалов [1]. Сопоставление энергий известных в настоящее время уровней Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe в PbTe с характером изменения положения примесных уровней в ряду переходных металлов в соединениях A^2B^6 [2] позволяет предположить, что уровни Co, Ni и Cu в PbTe могут находиться в окрестности потолка валентной зоны. Для обнаружения глубокого уровня Ni в настоящей работе исследованы гальваномагнитные свойства ($4.2 \le T \le 300$ K, $B \le 0.07$ Tл) сплавов из монокристаллического слитка Pb_{1-y}Ni_yTe.

Слиток $Pb_{1-y}Ni_yTe$ с номинальной концентрацией никеля y = 0.01 был синтезирован методом Бриджмена. Установлено, что вдоль слитка концентрация Ni сначала увеличивается, достигая 0.3 мол.%, а затем немного уменьшается, что связано, по-видимому, с достижением предела растворимости примеси. В ряде образцов обнаружены микроскопические включения второй фазы, близкой по составу к соединению NiTe, но основная фаза сохраняет высокие однородность и совершенство.

На температурных зависимостях сопротивления почти всех образцов обнаружены два активационных участка – низкотемпературный (T < 25 K) и высокотемпературный (T > 100-150 K) с энергиями активации 0.1-0.2 мэВ и 80 ± 15 мэВ соответственно. Коэффициент Холла R_H в широком диапазоне температур от гелиевой до примерно 100 K имеет отрицательный знак и почти не зависит от температуры, а его абсолютная величина аномально велика ($5\cdot10^2-10^4$ см³/Кл). Затем при температурах 150-200 K происходит быстрое уменьшение величины и n - p инверсия знака коэффициента Холла. Температурные зависимости холловской подвижности повторяют основные особенности температурных зависимостей коэффициента Холла, а ее величина при T = 4.2 K составляет $4\cdot10^2-4\cdot10^4$ см²/В·с, что на порядки ниже значений, типичных для зонной проводимости в нелегированном PbTe.

Сделано предположение, что указанные аномалии могут быть связаны с двухзонным характером проводимости и объясняться влиянием поверхностной проводимости электронного типа при низких температурах и пиннигом уровня Ферми донорным уровнем Ni, расположенным при T = 4.2 K чуть ниже середины запрещенной зоны. При низких температурах основными механизмами проводимости могут быть поверхностная проводимость и проводимость по примесной полосе никеля. С ростом температуры происходит увеличение запрещенной зоны, а глубокий уровень Ni остается в нижней половине запрещенной зоны. Поэтому термическая активация электронов из валентной зоны на уровень приводит к появлению высокотемпературного участка примесной ионизации на температурных зависимостях сопротивления и n - p инверсии знака коэффициента Холла.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №16-02-00865).

[1] E.P. Skipetrov et al., Low Temp. Phys., 41, 141 (2015).

[2] К.А. Кикоин, Электронные свойства примесей переходных металлов в полупроводниках, Энергоатомиздат, Москва (1991).

Резонансный уровень железа в сплавах Pb_{1-x}Sn_xTe

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

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

²Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича НАН Украины, Украина, 58001, Черновцы, ул. И. Вильде, 5

Известно, что легирование теллурида свинца p – типа железом приводит к уменьшению концентрации дырок и пиннингу уровня Ферми резонансным уровнем железа, расположенным под самым потолком валентной зоны: $E_{Fe} \approx E_v - 20$ мэВ при T = 4.2 K [1]. Под действием давления он движется почти параллельно середине запрещенной зоны, а при повышении температуры – практически параллельно дну зоны проводимости [1,2]. Для определения композиционного коэффициента движения уровня железа и построения диаграммы перестройки электронной структуры сплавов при изменении состава матрицы в настоящей работе исследованы гальваномагнитные свойства в слабых магнитных полях (T = 4.2-300 K, $B \le 0.07$ Tл) сплавов $p - Pb_{1-x-y}Sn_xFe_yTe$ (x = 0.06-0.21, y < 0.005).

Монокристаллические слитки Pb_{1-x-y}Sn_xFe_yTe синтезировались методом Бриджмена и разрезались на серии шайб, из которых затем вырезались образцы для измерений. В ряде образцов обнаружены микроскопические включения, обогащенные железом, но основная фаза оказалась достаточно однородной по концентрациям олова и железа, которые монотонно увеличиваются вдоль слитков.

Температурные зависимости сопротивления и коэффициента Холла исследованных образцов характеризуются металлический проводимостью: при увеличении температуры от гелиевой до комнатной сопротивление возрастает примерно на 2 порядка, а коэффициент Холла – почти в 3 раза, оставаясь положительным в исследованном интервале температур. Холловская подвижность дырок при гелиевых температурах в основном находится в диапазоне $3 \cdot 10^3 - 10^4$ см²/В·с. По мере увеличения концентрации олова вдоль слитка величина коэффициента Холла при низких температурах уменьшается примерно в 2.5 раза, а амплитуда ее относительного изменения с ростом температуры почти не меняется. Такое поведение, указывающее на увеличение концентрации дырок с ростом концентрации олова в сплаве и уменьшение концентрации дырок с ростом температуры, связано, очевидно, с пиннингом уровня Ферми резонансным уровнем железа, расположенным в валентной зоне.

По экспериментальным величинам концентраций дырок при гелиевых температурах, в рамках двухзонного закона дисперсии Кейна построена зависимость энергии Ферми от содержания олова в образцах. Установлено, что она хорошо описывается прямой линией, которая при x=0 экстраполируется к значению $E_v - 20$ мэВ, соответствующему положению резонансного уровня железа в PbTe. По наклону этой прямой определен композиционный коэффициент движения уровня железа относительно потолка валентной зоны $d(E_v - E_{Fe})/dx \approx 7.1$ мэВ/мол.%. Предложена диаграмма перестройки электронной структуры сплавов Pb_{1-x-y}Sn_xFe_yTe при изменении состава матрицы, согласно которой при увеличении концентрации олова x уровень железа движется по линейному закону в глубь валентной зоны со скоростью, заметно превышающей скорость движения дна зоны проводимости в точках L зоны Бриллюэна, и постепенно приближается к потолку тяжелой валентной Σ -подзоны.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №16-02-00865).

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

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

Особенности формирования перекрестно-штриховой морфологии поверхности в эпитаксиальных гетероструктурах с малым рассогласованием параметра кристаллической решетки

Ковальский В.А.¹, Еременко В.Г.¹, Вергелес П.С.¹, Солтанович О.А.¹, Ходос И.И.¹, Дорохин М.В.², Здоровейщев А.В.², Данилов Ю.А.²

ІИПТМ РАН, 142432, г. Черноголовка, ул. Акад. Осипьяна, 6 2НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, г. Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23, корп.3

Особенностью роста гетероэпитаксиальных систем с малым рассогласованием параметра кристаллической решетки является формирование специфической морфологии поверхности эпитаксиального слоя в виде двух ортогональных систем гребней, ориентированных вдоль направлений <110> на плоскости роста (001). Данное явление, получившее название перекрестно-штриховой морфологии (ПШМ), наблюдается на поверхности эпитаксиальных слоев в структурах SiGe/Si, AIII-BV и AII-BVI. Обусловленные ПШМ шероховатости поверхности не совместимы с технологиями планарных интегральных микросхем и существенно затрудняют более широкое использование систем с рассогласованием в микро- и оптоэлектронике. Как следствие, изучение особенностей формирования ПШМ чрезвычайно важно для дальнейших разработок приборов на основе этих материалов.

Традиционно рассматриваются два механизма образования данной морфологии, один из которых связан с неоднородным распределением напряжений на поверхности гетеросистемы, обусловленным наличием дислокаций несоответствия на интерфейсе эпитаксиальный слой/подложка. В основе другого механизма лежит возникновение ступенек на поверхности слоя вдоль направлений <110> как следствие скольжения дислокаций в процессе пластической релаксации напряжений. На примере структур (Ga, Mn)As/(In, Ga)As/GaAs (001) рассматривается новый механизм формирования ПШМ в гетеросистемах с малым рассогласованием, в основе которого лежит рассмотрение неизвестных ранее особенностей движения дислокаций в процессе релаксации эпитаксиальных слоев. Методами наведенного тока (НТ) в РЭМ и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) подробно изучена структура дефектов буферного слоя (In, Ga)As и интерфейса буферный слой/подложка. Показано, что наблюдаемый контраст в изображениях НТ не может быть обусловлен рекомбинационной активностью дислокаций несоответствия на интерфейсе. Данный контраст связан с электрически активными протяженными дефектами в объеме буферного слоя (In, Ga)As, которые генерируются при движении прорастающих сегментов смешанных дислокаций в плоскостях скольжения {111} в процессе релаксации упругих напряжений. По-видимому, эти дефекты идентичны по механизму зарождения и свойствам электрически активным протяженным дефектам, обнаруженным в пластически деформированных кристаллах Si и SiGe [1]. Весьма важно, что протяженные дефекты, выявляемые методом НТ, не имеют сколь-нибудь заметного контраста в ПЭМ-изображениях. Это указывает на то, что ядро дефектов содержит весьма малые деформации-значительно меньше, чем в ядре дислокации.

Предложен альтернативный механизм формирования ПШМ, обусловленный наличием в объеме эпитаксиальных структур протяженных дефектов с вышеуказанными свойствами [2]. Предполагается, что топология ядра протяженных дефектов, реконструкция поверхности и упругие напряжения, связанные с образованием дефектов в плоскостях скольжения, составляют основу нового механизма образования ПШМ на поверхности эпитаксиальных структур.

[1]. V. Eremenko, J. L. Demenet, and J. Rabier, Phys. Status Solidi C 6, 1801 (2009). [2]. V. A. Kovalskiy et al., Appl. Phys. Lett. 105, 231608 (2014).

Исследование мелких акцепторных центров в Hg_{1-x}Cd_xTe

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

¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

²Нижегородской государственный университет им. Лобачевского, Нижний Новгород.

³Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск.

⁴Новосибирский государственный университет, Новосибирск.

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

Одной из проблем при создании приемников высокой чувствительности для дальнего инфракрасного диапазона длин волн на основе эпитаксиальных пленок Hg_{1-x}Cd_xTe (KPT), является существенное влияние примесных и дефектных центров на времена межзонной рекомбинации. Состояния таких центров в КРТ структурах исследуются на протяжении четырех десятилетий. Так, авторами работы [1] в слоях КРТ были обнаружены состояния вблизи края валентной зоны (акцепторные центры), однако происхождение обнаруженных уровней до сих пор остается не выясненным. Интерпретация экспериментальных данных осложнена тем, что наиболее распространенный акцептор в КРТ структурах -- вакансия ртути -- является двухвалентным. В настоящей работе исследуется природа мелких акцепторных состояний, проявляющих себя в спектрах фотопроводимости (ФП) в дальнем ИК диапазоне. Исследованы спектры ТГц ФП образцов эпитаксиальных пленок Hg1-xCdxTe с содержанием Cd от 19 до 23 %, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs. Структуры не были намеренно легированы. Все образцы были исходно *n*типа, но затем отжигались в атмосфере инертного газа. В результате такого отжига за счет выхода ртути из структуры была создана избыточная концентрация акцепторов (вакансий ртути) над донорной примесью и в структурах возникла проводимость р-типа. Спектры ФП были измерены на фурье-спектрометре Bruker Vertex 80v при температуре жидкого гелия.

В спектрах ФП неотожженных структур отсутствует сигнал в длинноволновой части спектра (левее полосы межзонных переходов). После отжига в спектрах ФП исследуемых структур появляются три длинноволновые линии: со спектральным положением около 70-90 см⁻¹ (линия 1), около 140 – 170 см⁻¹ (линия 2), и 200 – 225 см⁻¹ (линия 3). Отметим, что эти три особенности наблюдаются в спектрах большинства исследуемых структур, а линия 2 присутствует во всех спектрах. До отжига концентрация доноров превосходила суммарную концентрацию всех остаточных акцепторов. При отжиге во всех образцах увеличивается число вакансий ртути, что создает дополнительные акцепторные центры. Электроны рекомбинируют с дырками на этих дополнительных акцепторных центрах, а оставшиеся дырки распределяются по акцепторным состояниям. При этом самые мелкие акцепторные центры заполняются дырками «последними», и только когда концентрация этих мелких акцепторов превышают концентрацию доноров. Таким образом, наиболее длинноволновая линия 1 в спектре ФП отожженных КРТ структур связана с ионизацией акцепторов, концентрация которых увеличилась при отжиге, т.е. с вакансиями ртути. В работе проведен расчет состояний вакансии ртути как двухвалентного акцептора с учетом химического сдвига, который показал, что если линия 1 связана с отрывом первой дырки от вакансии ртути, то положение в спектре линии 2 хорошо согласуется с энергией отрыва второй частицы от такого двухвалентного центра. Линия 3, присутствующая не во всех структурах, может быть связана с каким – то другим акцептором.

Работа поддержана грантами РФФИ № 17-02-00898, №16-02-00685, №15-02-05154.

Пьезоспектроскопическое исследование А⁺-центров в квантовых ямах GaAs/AlGaAs

Петров П.В.¹, **Кокурин И.А.^{1,2}**, Ива́нов Ю.Л.¹, Седов В.Е.¹, Аверкиев Н.С.¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул.Политехническая, 26

²Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, 430005, Саранск, ул. Большевистская, 68

A⁺-центр представляет собой однозарядный акцептор, захвативший дополнительную дырку, и, таким образом, является твёрдотельным аналогом отрицательно заряженного иона водорода H⁻ [1]. В квантовых ямах (КЯ) при низких температурах возможно получение термодинамически равновесных A⁺-центров за счёт дополнительного легирования барьерных слоёв. Полученные таким образом A⁺-центры являются хорошей модельной системой для изучения обменного взаимодействия дырок, которое имеет нетривиальный вид вследствие сложной структуры валентной зоны.

В настоящей работе экспериментально и теоретически изучена структура уровней А⁺центра в КЯ, выращенной вдоль направления [001], в условиях одноосной деформации. Экспериментально исследовались спектры фотолюминесценции (ФЛ) в зависимости от давления, приложенного в плоскости КЯ в кристаллографическом направлении [110], а также поляризованная ФЛ с линейной поляризацией вдоль и поперёк этого направления. Спектры снимались с помощью монохроматора высокого разрешения ДФС-12, для увеличения отношения сигнал/шум использовался электрооптический модулятор. Образец представлял собой гетероструктуру GaAs/AlGaAs, состоящую из 10 КЯ шириной 13 нм, легированных бериллием в центрах ям и барьеров с поверхностной концентрацией 2·10¹⁰ см⁻².

Нами были получены спектральные зависимости поляризационного отношения ФЛ от приложенного давления. Сопоставление результатов эксперимента с литературными данными аналогичных экспериментов с делокализованными носителями в КЯ [2] и объемном GaAs показало два качественных отличия. В наших экспериментах наблюдалось существенно меньшее поляризационное отношение, а также присутствовала зависимость поляризационного отношения по спектру: высокоэнергетический край линии рекомбинации электрона на A⁺-центр имел меньшее поляризационное отношение, нежели низкоэнергетический.

Для анализа данных особенностей применена модель, в гамильтониане которой помимо обменного взаимодействия характерного для A^+ -центра в объемном GaAs [3] учтены слагаемые, описывающие расщепление уровней за счет размерного квантования и деформации в плоскости КЯ. Также изучена структура уровней нейтрального акцептора A^0 в КЯ и поле деформации, поскольку это состояние является конечным после рекомбинации электрона на A^+ -центр. Рассчитано поляризационное отношение линии ФЛ, соответствующей рекомбинации электрона основной подзоны зоны проводимости и дырки в основном состоянии комплекса A^+ . Данная модель удовлетворительно описывает уменьшение поляризационного отношения, по сравнению с межзонной рекомбинацией в КЯ [2], используя наличие двух масштабов длины (определяемых массами легкой и тяжелой дырки) в интегралах перекрытия.

Построенная модель позволяет описать уменьшение поляризационного отношения ФЛ для любых переходов с участием локализованных дырок, например, для перехода на нейтральный акцептор.

[1] H. Bethe, Z. Phys. 57, 815 (1929).

[2] Н.С. Аверкиев, Ю.Л. Иванов, А.А. Красивичев, П.В. Петров, Н.И. Саблина, В.Е. Седов, ФТП 42, 322 (2008).

[3] Н.С. Аверкиев, А.В. Родина, ФТТ 35, 1051 (1993).

Процесс медленной деградации лазерных гетероструктур на основе соединений А2В6

Кравец В.А., Иванова Е.В., Яговкина М.А., Кириленко Д.А., Седова И.В., Заморянская М.В.

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

После того как в 1991 году в Японии был впервые представлен зеленый инжекционный лазер на основе ZnSe, интерес к лазерным структурам на основе соединений A2B6 значительно вырос. На сегодняшний день полупроводниковые лазерные структуры зеленого спектрального диапазона находят применение во многих областях науки и техники – телевидение, освещение, оптоэлектроника, лазерные навигационные системы, качественная цветная печать, оптоволоконные системы связи. Одними из наиболее перспективных представляются лазерные гетероструктуры зеленого, сине-зеленого и желто-зеленого диапазона на основе соединений ZnSe и ZnCdSe.

Основным недостатком лазерных структур на основе соединений A2B6 является малый срок службы в связи с деградационными процессами, что мешает масштабному коммерческому использованию данных структур. Деградация лазера проявляется в ухудшение проводимости используемых структур, уменьшении квантового выхода люминесценции структуры, увеличении порогового тока накачки.

Процесс медленной деградации может характеризоваться временами деградации лазерных структур порядка 10⁵ часов. Причиной медленной деградации структур на основе A2B6 является низкая энергия активации образования и развития протяженных и точечных дефектов. Основным механизмом появления безызлучательных центров считается процесс образования точечных дефектов за счет энергии электрон-дырочных пар. Дефекты, сформировавшиеся в различных частях структуры (в особенности в активной области), приводят к безызлучательной рекомбинации, захвату и локализации носителей, что делает лазерную структуру не эффективной [1].

Для исследования медленной деградации лазерных гетероструктур метод локальной катодолюминесценции является наиболее удобным. При плотностях тока ниже пороговой, когда не происходит деградация, этот метод позволяет проводить неразрушающим способом диагностику гетероструктур и получать информацию о свойствах материала, которую зачастую трудно получить другими методами. Также данный метод позволяет наблюдать за процессом деградации гетероструктур при плотностях тока выше пороговой под воздействием электронного пучка непосредственно во время облучения. Ранее была предложена методика позволяющая сравнивать количество точечных дефектов на основе метода ло-кальной катодолюминесценции [2].

В работе были исследованы гетероструктуры, выращенные методом молекулярнопучковой эпитаксии, различного состава на основе соединений ZnSe и ZnCdSe. Гетероструктуры исследовались методами катодолюминесценции, рентгенофазового анализа и просвечивающей электронной микроскопией. Сделаны выводы о составе и кристаллической структуре образцов до и после деградации электронным пучком. Была определена пороговая плотность тока, при которых начинается процесс деградации для каждой гетероструктуры. Было измерено изменение содержания протяженных и точечных дефектов в процессе деградации методами локальной катодолюминесценции и просвечивающей электронной микроскопии.

[1] Ю. Ю. Логинов, Пол Д. Браун, Кен Дьюроуз. Закономерности образования структурных дефектов в полупроводниках А2В6, Москва (2003).

[2] Е.В. Иванова, М.В. Заморянская, Трансформация точечных дефектов в диоксиде кремния в процессе отжига. Физика твердого тела, **58(10)** 1895-1898 (2016).

Оптическая спектроскопия на основе «квантовых зондов» для исследования дефектов в полупроводниках и полупроводниковых гетероструктурах

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

ФИАН, Москва, 119991, Ленинский пр. 53

Проведенные нами исследования примесно-дефектного излучения нелегированных полупроводников группы A_2B_6 , выполненные с помощью низкотемпературной (2-5К) микрофотолюминесценции (МФЛ), указывают на то, что (1) донорно-акцепторные пары (ДАП), могут анализироваться как одиночные объекты в пределах пространственного разрешения порядка нескольких микрометров; (2) в макроскопическом ансамбле дефектов возможно выделение ДАП состоящей из двух дефектов определенного типа с заданным расстоянием между ними; (3) измерения спектров МФЛ и спектров возбуждения МФЛ ДАП позволяют восстановить структуру уровней одного из дефектов, если структура уровней второго дефекта, входящего в пару, известна. В сочетании, перечисленные особенности обеспечивают основу для экспериментальной реализации идеи «квантового зонда», которая сводится к изучению свойств сложных центров по спектральным свойствам изолированных (одиночных) пар, состоящих из такого центра и «зонда» - точечного дефекта с хорошо известными свойствами. В докладе будут приведены результаты описанного подхода применительно к широкозонным полупроводникам A_2B_6 и гетероструктурам на их основе.

Первая группа результатов была получена при использовании метода «примесного зондирования» для изучения дефектов в компенсированных полупроводниках. В этих экспериментах использовалась разностная методика, аналогичная модуляции длины волны возбуждающего излучения. В результате, для кристаллического CdTe:Cl(Ga) и CdTe:Bi был впервые получен электронный спектр (до 9 возбужденных уровней) ряда дефектов, связанных с процессами самокомпенсациии. В данном случае в роле зонда выступали водородоподобные доноры Cl_{Te} или Gacd. Сопоставление экспериментальных данных с расчетами «из первых принципов» позволили установить природу, по крайней мере, двух типов дефектов (комплекс с участием вакансии кадмия и ян-теллеровский центр с участием Bi). Совокупность полученных результатов позволила предложить простой метод, позволяющий регистрировать понижение симметрии акцепторных центров в полупроводниках со структурой цинковой обманки.

Вторая группа результатов была получена при «зондировании» дефектов в полупроводниковых твердых растворах и гетероструктурах с квантовыми ямами. Были получены спектры излучения одиночных ДАП и систем типа «примесь-протяженный дефект» в квантовой яме на основе ZnSe, а также в кристаллах твердых растворов CdZnTe. Продемонстрирован нестандартный характер спектральных биений для линий излучения одиночных ДАП и их аналогов, сформированных вблизи протяженных дефектов. Реализован эксперимент с зондированием акцепторных центров в квантовой яме, который позволил определить оптически активные колебательные моды для одиночных акцепторов различного типа. Показано существование нескольких типов излучателей, сформированных с участием протяженных дефектов, отличающихся поляризационными свойствами и характером мерцаний сигнала люминесценции. На основе сопоставления полученных данных с расчетами предложена модель электронных состояний, ответственных за дислокационное излучение в ZnSe и других соединениях II-VI со структурой цинковой обманки.

Оптические свойства моноизотопных GeV⁻ центров окраски в изотопически чистой алмазной матрице C₁₂ и C₁₃

Екимов Е.А.¹, Кондрин М.В.¹, Ляпин С.Г.¹, Шерин П.С.², **Кривобок В.С.³**, Николаев С.Н.³, Гавва В.А.⁴

¹ИФВД РАН, 108840, г.Москва, г.Троицк, Калужское шоссе, стр. 14 ²МТЦ СО РАН, 630090 Россия, Новосибирск, Институтская, За ³ФИАН, Москва, 119991, Ленинский пр. 53

⁴Институт химии высокочистых веществ РАН, 4603950, Нижний Новгород, ГСП-75, ул. Тропинина, д.49.

В данной работе приведены результаты исследований изотопически чистых нано- и микроалмазов с оптически активными GeV⁻ центрами, синтезированных при высоких давлениях и высоких температурах (НРНТ метод). Морфологию синтезированных кристаллов иллюстрирует рис. 1. Основное внимание было уделено влиянию изотопного состава матрицы алмаза (C₁₂, C₁₃) и легирующей примеси (Ge₇₀, Ge₇₃, Ge₇₆) на спектры фотолюминесценции (ФЛ) и возбуждения люминесценции (ВФЛ) при гелиевых температурах.



Рис.2. – Тонкая структура бесфононнной линии GeV в $C_{12}Ge_{73}$ (сверху). Фононные повторения с участием локальных мод GeV (L) и фононов решетки алмаза (P) (снизу).

Показано, что тонкая структура бесфононной (ZPL) линии излучения GeV⁻, включающая четыре компоненты (см. рис. 2 сверху), претерпевает сдвиг $\delta Z/\delta m =$ -0.065 ± 0.001 мэВ/аем по мере увеличения массы изо-



Рис.1. – Синтезированные кристаллы (снимок РЭМ).

топа Ge. Сдвиг ZPL при переходе от решетки C₁₂ к решетке C₁₃ составляет 2.65 мэВ в коротковолновую область (для Ge₇₃). В спектрах фотолюминесценции регистрируется хорошо выраженная локальная колебательная мода (L₁, см. рис. 2), сдвиг которой по отношению к ZPL обратно пропорционален корню из массы используемого изотопа германия. Величина сдвига, составляющая 45 мэВ для C₁₂:Ge₇₃, практически не зависит от изотопического состава решетки алмаза. Аналогичным образом были отождествлены все сателлиты, наблюдаемые в длинноволновой части спектров ФЛ на рис. 2 с локальными колебательными модами (L) или особенностями в плотности фононных состояний алмазной решетки (P).

ных мод GeV (L) и фононов На основе известных энергии локальных колебарешетки алмаза (P) (снизу). тельных мод и изотопических сдвигов бесфононных линий излучения, в рамках модели Хуанга-Рисс были рассчитаны энергии локальных колебательных мод в возбужденном состоянии GeV. Сопоставление полученных данных с результатами измерений спектров ВФЛ позволило оценить ангармоничность потенциала в

[1] E. A. Ekimov et al., Phys. Rev. B, 95, 094113 (2017).

модели Хуанга-Рисс, которая составила приблизительно 5%.

Термоэлектрические свойства нанокомпозитов теллуридов висмута и сурьмы

Кульбачинский В.А.¹, Кытин В.Г.¹, Маслов Н.В.¹, Singha P.², Das S.², Banerjee A.²

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, ГСП-1, 119991, Москва, Ленинские горы, физический факультет

²Department of Physics, University of Calcutta, 92 A P C Road, Kolkata 700009, India

Термоэлектрические материалы конвертируют тепло в электричество и наоборот, и в настоящее время играют важную роль в энергетике. Однако их применения в повседневной жизни ограничены низкой эффективностью. Сейчас возродился интерес к термоэлектрическим материалам в связи с новыми технологическими возможностями увеличить их эффективность. Эффективность термоэлектриков определяется безразмерной величиной $ZT=TS^{2}/\rho k$, где ρ – удельное сопротивление материала, S – коэффициент Зеебека (или термоэдс), k – теплопроводность, T – абсолютная температура. Максимизируя фактор мощности PF=S2/р и (или) понижая величину k, можно увеличить термоэлектрическую эффективность [1]. В принципе все характеристики материала связаны между собой. Например, уменьшение удельного сопротивления р увеличивает электронный вклад в теплопроводность в то же время уменьшая величину S, что может приводить к уменьшению ZT. Таким образом, чтобы увеличить ZT нужно разорвать связь всех этих параметров. Обнадеживающим путем для этого является введение в материал таких рассеивающих центров для фононов, которые бы не влияли на электронный транспорт и одновременно могли бы увеличить S, уменьшить k без влияния на р [2]. Таким образом, приготовление нанокомпозитов термоэлектрических материалов является перспективным методом синтеза эффективных термоэлектриков.

В настоящей работе синтезированы и исследованы нанокомпозиты Bi2Te3 и Sb2Te3 с графитом. Синтез был проведен твердотельной реакцией. Структура полученных образцов проверялась при комнатной температуре рентгеновской дифрактометрией. Увеличение содержания графита увеличивает напряжение решетки, как следует из рентгеновской дифрактометрии. Образцы получились однофазные, и с точностью измерений вторые фазы детектированы не были. Все образцы показали, что структура ромбоэдрическая у Bi2Te3 (Sb₂Te₃) с группой симметрии *R*_{3m}. Пики от графита обнаружены не были. Кроме того, никаких сдвигов пиков, соответствующих структуре Bi2Te3 (Sb2Te3) в нанокомопозитах нет, то есть нанокомпозиты представляют собой две устойчивых нерастворимых друг в друге фазы. Уширение пиков было использовано для вычисления размеров кристаллитов, напряжений решетки по методу Вильямсона-Холла. Получено, что средний размер кристаллитов во всех исследованных композитах одинаков и составляет ~ 20 нм. Измерение температурной зависимости сопротивления при охлаждении до 10 К показало, что эта зависимость носит полупроводниковый характер. Активационная энергия, полученная из температурных измерений, растет с ростом содержания графита. Увеличение содержания графита в нанокомпозите приводит к увеличению количества интерфейсов графит-теллурид висмута (сурьмы), и появляется дополнительное рассеяние для носителей заряда. Это приводит к увеличению сопротивления при росте содержания графита. Термоэдс растет немонотонно с увеличением содержания графита в нанокомпозитах, теплопроводность существенно уменьшается.

[1] Das D., Malik K., Deb A.K., Kulbachinskii V.A., Kytin V.G., Chatterjee S., Das D., Dhara S., Bandyopadhyay S. and Banerjee A., EPL, 113, 47004-p1-p6 (2016).

[2] Blank V.D., Buga S.G., Kulbachinskii V.A., Kytin V.G., Medvedev V.V., Popov M.Yu., Stepanov P.B., and Skok V.F., Phys. Rev. B 86, 075426 (2012).

Дефектная структура и электрофизические параметры монокристаллов германия, полученных в условиях низких градиентов температур

Лошкарев И.Д.¹, Труханов Е.М.¹, Фрицлер К.Б.¹, Колесников А.В.¹, Василенко А.П.¹ Касимкин П.В.², Московских В.А.²

¹Институт Физики Полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. ак. Лаврентьева, 13

² ООО «СИЭМЭЛ», Новосибирск, 630090, пр. ак. Лаврентьева, 3

Монокристаллический германий находит широкое применение в оптике, производстве солнечных элементов и фотодетекторов. Получение высококачественных монокристаллов Ge традиционными методами – Чохральского и бестигельной зонной плавкой сталкивается с трудностями, обусловленными высоким уровнем термических напряжений, приводящим к генерации дислокаций в процессе роста. Использование низкоградиентного метода Чохральского (Low Thermal Gradient Czochralski - LTG – Cz) позволяет поддерживать существенно более низкие, по сравнению с другими методами, значения аксиального и радиального градиента температуры в расплаве (1 К/см и менее) и снизить уровень термических напряжений [1]. Важным достоинством метода является возможность получения плоского фронта кристаллизации по всему сечению слитка.

В настоящей работе представлены результаты исследования дефектной структуры и распределения электрофизических параметров (удельного электрического сопротивления ρ и времени жизни неравновесных носителей заряда τ) в монокристаллах Ge, выращенных

методом LTG – Cz. Измерения т проводились с помощью бесконтактного CBЧ метода. Распределение р исследовалось с помощью четырехзондового метода. Дефектная структура образцов изучалась с использованием селективного травления и рентгентопографическими методами.

В области плоского фронта роста и вблизи его края зарегистрированы призматические петли и геликоидальные дислокации большого размера, вытянутые вдоль оси <110> (рис.1). Средний диаметр и шаг витка составляли ~ 30-50 мкм. Длина спирали геликоидальной дислокации может достигать нескольких миллиметров. Присутствие таких дефектов свидетельствует о повышенной концентрации точечных дефектов в процессе роста.

Выявлена корреляция между распределением электрофизических параметров и формой фронта кристаллизации. Для плоских участков границы раздела фаз характерно снижение величины времени жизни неравновесных носителей заряда.



Рис.1. – Геликоидальная дислокация: микрофотография ямок травления (а); рентгеновская топограмма на прохождение (б). Излучение СиКа, вектор дифракции **g**<-202>. Стрелками указаны призматические петли.

Работа проводилась при поддержке гранта РНФ 16-12-00023.

[1] V.A. Moskovskih et al., Journal of Crystal Growth, 401, 767 (2014).

Аномальный эффект Стеблера-Вронского в нелегированных пленках аморфного гидрированного кремния

Курова И.А., Ормонт Н.Н.

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

Во многих некристаллических полупроводниках под влиянием освещения изменяются их свойства вследствие структурных перестроек аморфной сетки и образования фотоиндуцированных дефектов в ней. В нелегированных пленках аморфного гидрированного кремния (a-Si:H) в 1977 г. было обнаружено уменьшение темновой проводимости (σ_d) и фотопроводимости (σ_{ph}) в результате их освещения при комнатной температуре – эффект Стеблера-Вронского (ЭСВ) [1]. Этот эффект объяснялся образованием фотоиндуцированных метастабильных оборванных связей кремния. Дальнейшие исследования показали, что при освещении изменяются и другие свойства a-Si:H, природа которых недостаточно ясна и в настоящее время. Это обусловлено, в частности, сложной структурой a-Si:H: наличием пор разных размеров, содержащих высокие концентрации водорода, а также его неоднородным распределением в аморфной матрице [2].

В нашей предыдущей работе [3] были обнаружены аномальные изменения фотоэлектрическихсвойств нелегированных пленок a-Si:H в результате их освещения при повышенных температурах (T>400K). Было показано, что аномальные эффекты увеличения σ_d и σ_{ph} , немонотонная термической релаксации фотоиндуцированной σ_d , температурный гистерезис σ_{ph} могут быть обусловлены образованием двух типов дефектов – быстрых и медленных. Энергетические уровни быстрых дефектов – оборванных связей кремния (OC) – расположены в нижней половине запрещенной зоны, медленных – в верхней половине. В ряде работ [4] было обнаружено, что в результате освещения нелегированных пленок а-Si:H при T>350K образование энергетических уровней в верхней половине запрещенной зоны, но природа этих уровней не обсуждалась. Нами было предположено, что эти уровни образуют дефекты типа центровой водородной связи Si-H-Si. Процессы образования таких дефектов в a-Si:H при освещении рассматривались в ряде работ [5].

В настоящей работе представлены результаты измерений температурной зависимости σ_d , а также зависимости σ_{ph} от интенсивности освещения W для отожженных и освещенных нелегированных пленок а-Si:H при T>400K. Было установлено, что энергия активации $\sigma_d(T)$ пленок в результате освещения уменьшается. Величина показателя степени γ в зависимости $\sigma_{ph} \sim W^{\gamma}$ в результате освещения пленок также уменьшается. Показано, что эти изменения обусловлены увеличением энергии квазиуровней Ферми в результате образования при освещении в верхней половине запрещенной зоны пленок энергетических уровней фотоиндуцированных при T>400K дефектов типа центровых связей водорода. а-Si:H.

[1] D.L. Stabler, C.R. Wronsk, Appl. Phys. Lett., 33, 292 (1977).

[2] D. Bobela, H. Branz, P. Stradins, Appl. Phys. Lett., 98, 201908 (2011).

[3] И.А Курова, Н.Н.Ормонт, ФТП, 47, 757, (2013).

[4] C. Longeaud, D. Roy, O. Saadane, Phys. Rev., 65, 085206 (2002).

[5] H. Tanimoto, H. Abai, H. Mizubayashi, M.Yamanaka, I. Sakata, J. Appl. Phys, 115, 073503 (2014).

Природа широкополосной люминесценции и стимулированное излучение сильно легированных слоев AlGaN:Si с содержанием алюминия выше 0.5

Осинных И.В., Малин Т.В., Журавлев К.С., Бохан П.А., Закревский Д.Э., Фатеев Н.В.

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

Полупроводниковые лазеры синего и ближнего УФ диапазонов спектра на прямых оптических переходах между зоной проводимости и валентной зоной в активном слое активно используются во многих областях науки и техники. Однако продвижение в диапазон длин волн 500-550 нм, соответствующей максимальной чувствительности человеческого глаза, сопряжено с трудно решаемыми фундаментальными и технологическими проблемами. Альтернативным путем является использование оптических переходов через уровни дефектов в широкозонном (с регулируемой шириной запрещённой зоны в диапазоне 3.4 – 6.2 эВ) твердом растворе Al_xGa_{1-x}N, сильно легированном донорами. Широкий спектр излучения дефектов в Al_xGa_{1-x}N дает основание для создания источников света от синезеленого до ближнего инфракрасного диапазона спектра (практически весь видимый диапазон) и лазеров с уникальными параметрами – с перестраиваемой длиной волны в широком диапазоне длин волн и частот (до 500ТГц). В данной работе представлены результаты исследований слоев Al_xGa_{1-x}N с более широкими диапазонами содержания алюминия и концентрации кремния методом фотолюминесцентной (ФЛ) спектроскопии, а также исследований спектральных и поляризационных характеристик сверхизлучения и измерений коэффициента усиления активной среды Al_xGa_{1-x}N.

В работе исследовались серии слоев Al_xGa_{1-x}N толщиной 1.2 мкм, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии из аммиака на (0001) ориентированных сапфировых подложках толщиной 400 мкм с буферным слоем AlN толщиной 320 нм. Содержание алюминия (x_{Al}) в слоях задавалось соотношением потоков Al/Ga в процессе роста. Легирование осуществлялось газовым источником с 0,7% силаном (SiH4), разбавленным в азоте (N₂). ФЛ в диапазоне температур 5-1200 К возбуждалась He-Cd лазером (длина волны λ =325 нм) и 4-ой гармоникой импульсного Nd:YLF лазера (λ =263 нм, длительность импульсов 5 нс, частота повторений 1 кГц).

В спектрах ФЛ сильно легированного GaN доминирует полоса краевой ФЛ с максимумом при 345 нм, при этом стандартная для GaN желтая полоса при ~550 нм отсутствует. Рост содержания алюминия приводит к синему смещению и падению интенсивности краевой ФЛ, при этом при x>0.46 появлялась интенсивная широкополосная ФЛ, энергетическое положение которой менялось от 600 нм при ха=0.5 до 405 нм при ха=1, покрывая весь видимый диапазон. Данная широкополосная ФЛ обусловлена суперпозицией донорноакцепторных и зона-акцепторных переходов. Донором является кремний на месте катиона (Sim). Предположительно акцептором является трехкратно заряженная катионная вакансия (V_{III}³⁻), которая также отвечает за компенсацию донора Si_{III}. Исследование спектральных и поляризационных характеристик излучения слоя Alo.5Gao.5N продемонстрировало расщепление широкой полосы излучения на равноудаленные друг относительно друга компоненты с приблизительно одинаковым интервалом волновых чисел. Это явление характерно для сверхсветимости в планарном волноводе при распространении света под углом, близким к углу полного внутреннего отражения. Был определен коэффициент усиления активной среды, который оказался равен $g \approx 70$ см⁻¹ при $\lambda \approx 528$ нм для $Al_{0.5}Ga_{0.5}N$ и $g \approx 20$ см⁻¹ при $\lambda \approx 468$ нм для *Al*_{0.74}*Ga*_{0.26}*N*. Совокупность полученных результатов свидетельствует о стимулированном характере излучения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 16-32-00773, 16-02-00018 и 17-52-04112).

Пик-эффект на зависимости магнитного момента от температуры и магнитного поля в сверхпроводящем PbSnTe:In

Михайлин Н.Ю., Волков М.П., Парфеньев Р.В., Шамшур Д.В.

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

Система полупроводниковых твердых растворов Pb_zSn_{1-z}Te образует непрерывный ряд твердых растворов замещения. При увеличении содержания олова в материале наблюдается бесщелевое состояние (z=0.35) с дальнейшим переходом к инверсному спектру. Введение индия в твердый раствор приводит к возникновению в (Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe примесной полосы квазилокальных состояний In на фоне тяжелой валентной зоны, и переходу в

сверхпроводящее (СП) состояние с T_c в гелиевой области температур, зависящей от уровня легирования In и состава [1]. В последнее время интерес к этому соединению возрос в связи с возможностью реализации в нем состояния «топологического кристаллического изолятора» [2].

В настоящей работе проведено изучение магнитных характеристик СП состояния поликристаллических образцов (Pb_zSn_{1-z})0.84In0.16Te, z=0.3 и 0.4, с критическими температурами СП перехода Т_с в районе 4К. Для обоих составов на зависимости намагниченности от магнитного поля m(H) наблюдается большой гистерезис в малых полях, как показано на вставке рис.1. Дальнейшее увеличение поля сначала приводит к существенному уменьшению гистерезиса. а при приближении к критическому полю Hc2



Рис.1. — Пик-эффект в зависимости m(H) образца ($Pb_{0.4}Sn_{0.6}$)_{0.84}In_{0.16}Te при различных температурах; на вставке - m(H) того же образца во всем диапазоне изменения магнитных полей при T=2K.

наблюдается резко выраженный максимум на зависимости m(H) (пик-эффект). На рис. 1 приведены зависимости m(H) в области пик-эффекта при T=2K, 2.2K, 2.4K, 2.8K и 2.6K. С понижением температуры амплитуда максимума m(H) возрастает, а поле пика увеличивается. Наличие большого пик-эффекта в m(H) приводит к появлению ярко выраженного минимума на зависимости m(T), измеренной в магнитном поле, соответствующем области пик-эффекта.

Отметим, что похожие зависимости m(H) с большим гистерезисом в области малых магнитных полей и широким интервалом полей вплоть до H_{c2}, где зависимость практически обратима, наблюдалась в монокристаллических образцах Sn_{0.62}In_{0.38}Te [3], но пикэффекта не было вплоть до T=1.4K.

Пик-эффект на зависимости m(H) в больших полях наблюдался для ряда низко- и высокотемпературных сверхпроводников. Его появление связывается со смягчением (возможно, вплоть до плавления) вихревой решетки, что приводит к лучшей подстройке вихрей к центрам пиннинга и увеличению критического тока.

- [1] Р.В. Парфеньев et al, ФТТ, **43**, 1772 (2001).
- [2] Ruidan Zhong et al, Crystals, 7, 55 (2017).
- [3] M. Saghir et al, Phys.Rev. B 90, 064508 (2014)

Влияние кулоновских корреляций на оптические спектры компенсированных полупроводников

Петров П.В., Богословский Н.А., Иванов Ю.Л., Цэндин К.Д., Аверкиев Н.С.

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

В компенсированном полупроводнике всегда присутствуют как нейтральные, так и ионизированные доноры и акцепторы. Кулоновское взаимодействие приводит к возникновению корреляций во взаимном расположении носителей заряда на примесях. Основными следствиями этих корреляций являются кулоновская щель в плотности состояний и крупномасштабный потенциал. До настоящего времени эти фундаментальные явления экспериментально изучались транспортными методами. В представленной работе теоретически изучено влияние кулоновских корреляций на оптические спектры межпримесной люминесценции и поглощения.

В работе использовался традиционный для этой области метод численного моделирования: система случайно расположенных доноров и акцепторов посредством одночастичных перебросов понижающих полную энергию приводилась в так называемое псевдоосновное состояние, для которого вычислялись такие характеристики как плотность состояний и оптические спектры. Оптическая накачка системы примесных центров имитировалась посредством нейтрализации случайных доноров и акцепторов, при этом интенсивность накачки определялась долей нейтрализованных примесей. В зависимости от интенсивности накачки в системе реализуются два типа рекомбинации: линейный и квадратичный. При малых накачках фотовозбуждённые неосновные носители рекомбинируют в основном с равновесными основными носителями, тогда как при увеличении интенсивности начинает доминировать рекомбинация фотовозбужденных носителей друг с другом.

Нами были исследованы все четыре возможных в такой системе сценария: без энергетической релаксации фотовозбужденных носителей заряда, с релаксацией основных и неосновных носителей (случаи п и р полупроводников), а также с полной релаксацией энергии системы. Оптическая накачка без релаксации заряда приводит к исчезновению кулоновской щели в плотности состояний с увеличением накачки. При этом максимум спектра фотолюминесценции смещается в сторону больших энергий, а форма линии стремится к хорошо известной зависимости $\Phi(E) \square E^{-4} \exp(-4/E)$, где безразмерная энергия E отсчитывается в энергиях ионизации донора. Релаксация основных носителей заряда приводит к восстановлению щели в плотности состояний и изменению формы спектральной линии по сравнению со случаем без релаксации. Релаксация неосновных носителей заряда вызывает появление кулоновской щели в плотности их состояний, а так же к частичному восстановлению щели в плотности основных носителей. При этом при переходе из линейного режима в квадратичный возникает спектральное разделение этих двух компонент по энергии, и спектр люминесценции имеет два максимума. В случае полной релаксации фотовозбужденных носителей заряда спектры поглощения и люминесценции полностью соответствуют виду предсказанному нами аналитически [1]. Особенностью данного сценария является то, что минимум энергии системы оказывается недостижим посредством одночастичных перебросов, и необходимо перебрасывать электроны и дырки попарно.

В заключение работы предлагаются схемы возможных экспериментов по изучению кулоновских корреляций в компенсированных полупроводниках оптическими методами. Работа поддержана грантом РФФИ 17-02-00539 А.

[1] Богословский, Н. А., П. В. Петров, Ю. Л. Иванов, Н. С. Аверкиев, Цэндин К. Д. ФТП **50**, 905 (2016)

Спектры поглощения и схема уровней энергии ионов эрбия в кристаллах AlN:Er³⁺

Полетаев Н.К., Скворцов А.П.

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

Широкозонные полупроводники A3B5 с примесью редкоземельных ионов вызывают большой интерес в связи с практическими применениями в качестве источников света, детекторов, сенсоров, а также в лазерных системах и в устройствах волоконно-оптической связи. Одним из таких перспективных материалов является нитрид алюминия с примесью эрбия (AlN:Er³⁺). До настоящего времени изучались, в основном, люминесцентные свойства образцов AlN:Er³⁺ в виде пленок, поликристаллических керамик и в аморфном состоянии, а также спектры ЭПР. В [1] приведены предварительные сведения о спектрах поглощения кристаллов AlN:Er³⁺. В настоящей работе представлены результаты детального исследования спектров поглощения ионов Er³⁺ в объемных кристаллах AlN, выращенных двумя методами: газотранспортной эпитаксией и сублимацией. Эрбий вводился диффузионным способом.

В диапазоне 370-700 nm при 293, 77 и 1.8 К изучены спектральные области 644-662, 518–526, 485-490, 450-452, 406-409 и 376-384 nm, где наблюдались полосы поглощения, обусловленные внутриконфигурационными f-f переходами из основного состояния ${}^{4}I_{15/2}$ на уровни возбужденных ${}^{4}F_{9/2}$, ${}^{2}H_{11/2}$, ${}^{4}F_{7/2}$, ${}^{4}F_{5/2}$, ${}^{2}H_{9/2}$ и ${}^{4}G_{11/2}$ состояний иона ${\rm Er}^{3+}$. При 293 К в спектрах наблюдались слабые бесструктурные широкие полосы. При 77 К полосы становились структурированными, а понижение температуры до 1.8 К приводило к существенному уменьшению числа линий, заметному их сужению и возрастанию интенсивностей оставшихся линий. При 1.8 К детально исследованы переходы на уровни возбужденных ${}^{4}F_{9/2}$, ${}^{2}H_{1/2}$, ${}^{4}F_{7/2}$, ${}^{4}F_{5/2}$, ${}^{2}H_{9/2}$ и ${}^{4}G_{11/2}$ состояний и возрастанию интенсивностей оставшихся линий. При 1.8 К детально исследованы переходы на уровни возбужденных ${}^{4}F_{9/2}$, ${}^{2}H_{1/2}$, ${}^{4}F_{7/2}$, ${}^{4}F_{5/2}$, ${}^{2}H_{9/2}$ и ${}^{4}G_{11/2}$ состояний. Число наблюдавшихся линий для указанных переходов полностью совпадает с теоретически возможным для электронных f-f переходов в ионах ${\rm Er}^{3+}$, находящихся в некубическом кристаллическом поле. Из анализа полученных при 1.8 К спектров, когда переходы происходят с нижайшего подуровня основного состояний исследованных мультиплетов.

Количество наблюдавшихся при 1.8 К линий и их узость (полуширина около 7 см⁻¹) дают существенные основания считать, что в исследованных нами образцах ионы Er^{3+} занимают в кристаллической решетке AlN преимущественно одну регулярную позицию. Наиболее вероятным представляется замещение ионами Er^{3+} позиции Al³⁺, находящегося в кристаллическом поле с тригональной симметрией C_{3v}.

[1] Ю.В.Жиляев, В.В.Зеленин, Е.Н.Мохов, С.С.Нагалюк, Н.К.Полетаев, А.П.Скворцов. Письма в ЖТФ, 42, 3, 91-96 (2016)

Исследование электрически активных дефектов в ферромагнитных гетероструктурах (Ga,Mn)As/(In,Ga)As

Солтанович О.А.¹, Ковальский В.А.¹, Дорохин М.В.², Здоровейщев А.В.², Данилов Ю.А.²

¹ИПТМ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Акад. Осипьяна, 6 ²НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, корп.3

Одним из перспективных направлений современной микро- и наноэлектроники является магнитооптика и, в частности, спинтроника, использующая гетероэпитаксиальные структуры на основе соединений A₃B₅ - (Ga,Mn)As/(In,Ga)As. Такие гетероструктуры являются системами с малым рассогласованием параметра кристаллической решетки, что, как правило, приводит к формированию на поверхности регулярных неоднородностей, обозначаемых как перекрестно-штриховая морфология (ПШМ) (см., напр., [1]). Такая морфология, очевидно, приводит к неоднородности оптических и магнитных свойств структур, и может существенно сказываться на качестве и производительности получаемых приборов. Однозначного понимания природы возникновения ПШМ в настоящее время не выработано, предложено несколько возможных механизмов ее формирования. В частности, недавно с помощью методов атомно-силовой микроскопии (ACM) и наведенного электронным пучком тока (HT) было показано [2], что формирование ПШМ в ферромагнитных структурах (Ga,Mn)As/(In,Ga)As/GaAs может быть связано с наличием в буферных слоях (In,Ga)As протяженных электрически активных дефектов, которые генерируются при движении прорастающих сегментов смешанных дислокаций в плоскостях скольжения (111) в процессе релаксации упругих напряжений.

В представляемой работе методами релаксационной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) и вольт-фарадных характеристик (BФХ) исследовались электрически активные дефекты в буферных слоях ферромагнитных структур на основе соединений (Ga,Mn)As/(In,Ga)As. Использовались гетероструктуры GaMnAs/InGaAs/GaAs, выращенные на подложке n^+ -GaAs и состоящие из буферного слоя InGaAs, полученного методом газофазной эпитаксии (содержание индия x=7%, толщина d=1.2-2.0 мкм), квантовой ямы (x=12-20%, d=10 нм), находящейся в буферном слое на расстоянии 30-40 нм от его верхнего края, и верхнего ферромагнитного слоя GaMnAs, полученного методом осаждения из лазерной плазмы. В качестве тестовых образцов при исследовании свойств буферного слоя и/или квантовой ямы.

Получены и проанализированы спектры глубоких уровней (ГУ) при разных обратных смещениях, приложенных к структуре, что соответствует выявлению дефектов с ГУ, локализованных на различных глубинах относительно поверхности: как вблизи интерфейсов, так и в объеме буферного слоя. Определены энергия активации и эффективное сечение захвата носителей для наблюдаемых глубоких центров, проведено сопоставление с ранее наблюдавшимися ГУ в GaAs и InGaAs. Проведенное исследование кинетики захвата основных носителей на ГУ позволяет связать часть выявленных ГУ с протяженными дефектами, об этом же свидетельствует наблюдаемое уширение пиков DLTS для этих ГУ. Обсуждается возможная связь ГУ, наблюдаемых в спектрах DLTS, с протяженными электри-HT. чески активными дефектами, выявленными методом Часть работы, относящаяся к НИФТИ ННГУ, выполнена в рамках реализации государственного задания - проект № 8.1751.2017/ПЧ Минобрнауки России, при поддержке РФФИ (грант 15-02-07824).

[1] O. Yastrubchak, T. Wosinski, J.Z. Domagala et al., J. Phys.: Condens. Matter, 16, S1 (2004). [2] V.A. Kovalskiy, P.S. Vergeles, V.G. Eremenko et al., Appl. Phys. Lett., 105, 231608 (2014).

Проявление дестабилизации кристаллической структуры на картинах нейтронного рассеяния объёмных кубических кристаллов халькогенидов цинка с ян-теллеровскими 3*d*- ионами, в зависимости от сорта и содержания примеси

Суркова Т.П., Максимов В.И., Максимова Е.Н.

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

Легированные магнитоактивными ионами кристаллы $ZnB^{VI}(B^{VI} = O, S, Se, Te)$ относятся к разбавленным магнитным полупроводникам [1], представляющим фундаментальный интерес для изучения закономерностей формирования зонных, структурных и магнитных свойств при изоморфных замещениях. В настоящей работе методом рассеяния тепловых нейтронов исследована деградация кубической структуры монокристаллов ZnS : M и ZnSe : M(M = V, Cr, Fe, Co, Ni) в диапазоне кон-

иентраций примеси от 0.001 до 0.100 в формульной единице. Нейтронографический эксперимент был выполнен на двухосевом нейтронном дифрактометре, приспособленном для исследований монокристаллов (реактор ИВВ-2М, г. Заречный).

Наиболее интересные результаты получены на кристаллах, легированных янтеллеровскими 3d – ионами. В этом случае данные диффузного рассеяния в окрестности сильных брэгговских рефлексов, измеренных в направлениях тангенциальных (пример на рис.1), характеризуют неоднородные нанообластруктурных искажений, образованных сти сдвиговыми атомными смещениями. Выявляемая при слабом легировании (~0.001 в формульной единице) кристаллографическая анизотропия протяжённости повреждённых нанообъё-



Рис.1. Окрестность брэгговских рефлексов вдоль тангенциальных направлений: (400)[010] (a), (022)[100] (b) в кристаллах $Zn_{1-x}Fe_xSe$ (x = 0.050 - верхние панели и x = 0.001 - нижние панели). Пунктир – профили рефлексов, сплошные линии – описание диффузного рассеяния. T=300K

мов, параметрически коррелирующая с числами заполнения электронной 3d – оболочки чужеродного иона, по мере приближения содержания примеси к естественному пределу растворимости сменяется анизотропией, связанной только с расположением вектора поляризации в исходной решётке. При повышенном уровне легирования (~0.100 в формульной единице) наблюдаемые аномальные формы профилей структурных пиков, измеренных в радиальных направлениях, являются следствием результирующего неоднородного полямикродеформаций, носящего вариативный характер со слабо выраженной зависимостью модулей относительных деформаций от концентрации легированной примеси. С появлением дополнительных отражений, соответствующих волновым векторам $q = (\frac{1}{3}, \frac{1}{3}, \frac{1}{3}) \frac{2\pi}{a}$

(*a* – параметр кубической ячейки), структурное состояние исследованных кристаллов видится предшествующим фазовому переходу ГЦК-ГПУ.

Работа выполнена с использованием УНУ «НМК ИФМ» в рамках государственного задания по теме «Поток» г.р. № 01201463334 при частичной финансовой поддержке Комплексной программы УрО РАН (проект № 15-17-2-32).

[1] Introduction to the Physics of Diluted Magnetic Semiconductors / J. Kossut, J.A. Gaj eds. Springer series in material sci., 144, Springer (2010).

О новых образованиях в обратной решётке кубического кристалла ZnSe при сильном легировании ионами ванадия

Суркова Т.П., Максимов В.И., Максимова Е.Н.

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

Легирование широкозонных полупроводников $A^{II}B^{VI}$ 3d – ионами с не сферической электронной d – оболочкой даже в малых количествах дестабилизирует исходную кристаллическую структуру [1]. В настоящей работе на объёмных кристаллах $Zn_{1-x}V_xSe$ (x=0.01, 0.05, 0.10) с помощью нейтронного рассеяния изучены новые образования в обратной решётке, появление которых определённо связано со структурным состоянием, предшествующим концентрационному переходу ГЦК-ГПУ.

Эксперимент был выполнен на двухосевом нейтронном дифрактометре Д7б (реактор ИВВ-2М, г. Заречный).

Нейтронографическая аттестация кристаллов $Zn_{1-x}V_xSe$ показала, что их основной структурный мотив следует считать кубическим. Однако во всех случаях наблюдаются слабые дополнительные отражения, соответствующие волновым векторам

$$q = (\frac{1}{3}, \frac{1}{3}, \frac{1}{3})\frac{2\pi}{a},$$
(1)

а – параметр элементарной ячейки. Их наиболее яркие проявления на плоскости $(0\ \overline{1}\ 1)$ образуют подрешётки, повёрнутые на «кубический» угол 109.47⁰ относительно сети основных узлов. Из оценки интегральной интенсивности структурных и дополнительных отражений следует, что в обратной решётке исследованных кристаллов наблюдаемые позиции (1) – в главном, следствие двойникования [2] – содержат сверхструктурный вклад. Представленные на рис. 1 результирующие картины указывают на субструктуры, для которых при содержании ванадия x=0.01 выражена гексагональность, сменяющаяся (через возникающую «вторую» подрешётку, определяемую предельно слабыми рефлексами при x = 0.05) тригональной симметрией с повышением концентрации до x = 0.10. При этом возможное присутствие на картинах рассеяния признаков установления длинноволновых модуляций в реальной структуре исследованных кристаллов подвержено сильному влиянию со стороны неоднородного поля микродеформаций.

Работа выполнена с использованием УНУ «НМК ИФМ» в рамках государственного задания по теме «Поток» г.р. № 01201463334 при частичной финансовой поддержке Комплексной программы УрО РАН (проект № 15-17-2-32).

[1] В.И. Соколов, С.Ф. Дубинин и др., ФТТ, **50**, 1697 (2008). [2] U. Steigenberger, et.al., J. Magn Magn Mat., **54-57**, 1285 (1986).



Рис.1. – Картины обратной решетки ГЦК монокристаллов $Zn_{1-x}V_xSe$ в сечении (0 \overline{I} 1): (a) x = 0.01; (b) x = 0.05; (c) x = 0.10. Темные кружки основные узлы. Заштрихованные кружки, звёздочки и кружки с точкой - дополнительные узлы; жирными линиями проведены результирующие элементарные ячейки. T=300K.

О конверсии МЛЭ гетероэпитаксиальных структур *n*-Cd_xHg_{1-x}Te в процессе отжига в равновесных парах ртути

Талипов H.X.¹, Войцеховский А.В.²

¹Военная академия РВСН им. Петра Великого, 143900, Балашиха, ул. Карбышева, 8 ² Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

Гетероэпитаксиальные слои $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ), выращенные методом молекулярнолучевой эпитаксии (ГЭС КРТ МЛЭ), сразу после роста всегда обладают *n*-типом проводимости с электрофизическими параметрами, позволяющими создавать фотоприемные устройства [1]. Представляет интерес возможность управления электрофизическими параметрами данного материала при термообработках в атмосфере Hg. В работе представлены результаты исследования электрофизических свойств ГЭС КРТ МЛЭ исходного *n*-типа после отжига равновесных парах ртути.

Исследования проводились на нелегированных и легированных In образцах ГЭС КРТ МЛЭ *п*-типа, имеющих толщину 6–11 мкм, состав x = 0.220 в рабочем слое и $x_s = 0.45-1.0$ – в верхнем варизонном слое. Концентрация электронов при T = 77 К составляла величину $n = (2-9) \cdot 10^{14}$ см⁻³, их подвижность – $\mu_n = (0,6-1,2) \cdot 10^5$ см²·B⁻¹·c⁻¹. Структуры подвергались поэтапному отжигу в квазиравновесных и равновесных парах ртути в запаянной, предварительно вакуумированной кварцевой ампуле. Режим отжига $T_{Hg}/T_{KPT} = 228/248$ °C и $T_{Hg}/T_{KPT} = 230/230$ °C традиционно применяется для снижения концентрации вакансий ртути в пластинах объемных монокристаллов и гетероэпитаксиальных слоях ЖФЭ КРТ с ~ $10^{17}-10^{18}$ см⁻³ до ~ 10^{14} см⁻³ с целью получения материала КРТ с низкой концентрацией электронов $n < 10^{15}$ см⁻³ [2]. Длительность одного отжига составляла 48–72 часа. После каждого этапа отжига измерялись электрофизические параметры при T = 77 К, а также ИК-пропускание.

После первого отжига продолжительностью от 48 до 63 часов исходный *n*-тип проводимости в нелегированном и легированном In ГЭС КРТ МЛЭ конвертировал в *p*-тип, и с увеличением времени отжига концентрация дырок стабилизировалась на уровне $p = (1.1-1.3) \cdot 10^{18}$ см⁻³ с подвижностью $\mu_p = 150-210$ см²·B⁻¹·c⁻¹ (рис. 1). Коэффициент ИК-пропускания снизился с 60 до 32–42 %, что связано со значительным увеличением концентрации носителей заряда.

Рост концентрации дырок до предельного уровня $p \sim 10^{18}$ см⁻³ в результате отжига ГЭС КРТ МЛЭ в равновесных парах ртути происходит не за



Рис.1. – Зависимость концентрации дырок от времени отжига.

счет вакансий Hg, а за счет атомов, входящих в состав твердого раствора $Cd_xHg_{1-x}Te$ и проявляющих себя как акцепторы. Вероятнее всего это атомы теллура в междоузельном положении, поскольку в условиях роста методом МЛЭ появление в пленке постороннего акцептора с концентрацией ~ 10^{18} см⁻³ невозможно. Источником избыточного теллура, на наш взгляд, служат обогащенные теллуром ростовые V-дефекты, являющиеся "визитной карточкой" ГЭС КРТ МЛЭ [1] (вставка на рис. 1), плотность которых достигает 10^3 см⁻². В процессе отжига Те высвобождается из V-дефекта и диффундирует в объем пленки.

[1] Фотоприемные устройства на основе эпитаксиальной системы кадмий-ртуть-теллур: монография / отв. ред. А. Л. Асеев, Новосибирск, Изд-во СО РАН (2012).

[2] И.А. Денисов, Разработка технологии выращивания эпитаксиальных слоев кадмий– ртуть-теллур методом жидкофазной эпитаксии для инфракрасных фотоприемников: автореферат диссертации к.ф.-м.н., Москва (2007).
Исследование дефектно-примесного состава границ зерен диффузионно легированного Fe²⁺:ZnSe методом двухфотонной конфокальной микроскопии

Тимофеева Н.А.¹, Гаврищук Е.М.¹, Гладилин А.А.², Иконников В.Б.¹, Калинушкин В.П.², Родин С.А.¹, Савин Д.В.¹, Уваров О.В.²

¹ИХВВ РАН, Нижний Новгород, ГСП-75, ул. Тропинина, 49 ²ИОФ РАН, Москва, ул. Вавилова, 38.

Кристаллы Fe²⁺:ZnSe используются в качестве активных сред ИК-лазеров (3–5 мкм). Легирование матрицы ZnSe чаще всего проводят путем высокотемпературной твердофазной диффузии из тонкоплёночного источника железа, нанесенного на поверхность образца. В зависимости от условий процесса (температуры, времени, атмосферы) по толщине образцов формируются различные концентрационные профили Fe²⁺. Одновременно с диффузией допанта происходит миграция границ зерен, в результате которой увеличиваются размеры кристаллитов матрицы ZnSe. Метод двухфотонной конфокальной микроскопии позволяет регистрировать закономерности изменения центров краевой и дефектнопримесной фотолюминесценции (Φ Л) в области 425 - 725 нм при движении вглубь кристаллических образцов до 1 мм [1]. Информация о распределении центров Φ Л в микроструктуре (зерно-граница) образцов Fe²⁺:ZnSe, полученных при отличающихся условиях отжига, является необходимой для понимания двух одновременно протекающих и влияющих друг на друга процессов.

В работе представлены результаты исследования диффузионно легированных железом высокочистых поликристаллов CVD-ZnSe методом двухфотонной конфокальной микроскопии. Был получен набор плоских карт ФЛ (0,7×0,7÷4×4 мм), снятых на разных расстояниях от поверхности легирования, с шагом 3–20 мкм. Люминесцентный контраст плоской карты позволял визуализировать зеренную структуру исследуемого образца, при этом, под границей зерна принимали область, в которой отмечалась резкая смена контраста ФЛ по сравнению с прилежащими к ней участками равномерного свечения. Ширина границ зависела от глубины исследования и варьировалась в пределах 1-15 мкм.

Выявлено, что при движении вглубь образца в области границ зерен происходит затухание одних и разгорание других полос ФЛ. В Fe²⁺:ZnSe, отожжённом в кварцевой ампуле при 1000 °C, вблизи поверхности граница зерна имеет низкую интенсивность краевой ФЛ (473 нм) по сравнению с объемом кристаллитов. Начиная с глубин ~200 мкм этот контраст пропадает, а затем меняется на обратный. Причем в центре границы остается узкая область с пониженной интенсивностью краевой ФЛ. Подобная узкая зона, люминесцирующая в области длин волн примесной ФЛ 521 нм, была выявлена в центре границы с низкой интенсивностью краевой ФЛ (на глубине 47 мкм).

Схожие закономерности изменения дефектно-примесного состава границ зерен были получены на образцах Fe^{2+} :ZnSe после баротермической обработки при температуре 1270 °C и давлении аргона 100 МПа. Начиная с глубин 40 мкм, в составе спектра границы зерна сохраняются максимумы 473 нм и 521 нм (при этом первый имеет большую интенсивность), а также появляются полосы в длинноволновой части спектра 628 нм и 715 нм. В центре границы также присутствует узкая темная область.

Результаты исследования центров ФЛ по глубине образца связываются с концентрационным профилем ионов Fe²⁺ и с изменением состояния границ в ходе рекристаллизационных процессов. Обсуждаются природа и механизм формирования выявленных дефектов в ZnSe при высокотемпературной обработке. Работа поддержана Российским научным фондом (грант PHФ № 15-13-10028).

[1] Е. М. Гаврищук, А. А. Гладилин и др., Неорганические материалы, Т 52, №11, с. 1180, (2016).

Механизмы зарождения дислокаций в гетероэпитаксиальных структурах Ge_xSi_(1-x)/Si(001)

Трушин О.С.

Ярославский филиал Физико-технологического института РАН, 150007, Ярославль, ул. Университетская, 21

Гетероэпитаксиальные структуры играют важную роль в современной микроэлектронной технологии. Значительное рассогласование параметров решеток пленки и подложки приводит к росту упругих напряжений в пленке условиях эпитакиального роста. Для толщин пленок выше критической упругая энергия высвобождается через образование дефектов[1]. Контроль качества интерфейса пленка-подложка и снижение

дефектности является важной задачей технологии. Это предполагает выяснение атомных механизмов структурной релаксации ведущих процессов образованию дефектов. Методами компьютерного моделирования, с использованием реалистичных полуэмпирических потенциалов межатомного взаимодействия (Стиллинджера-Вебера) исследованы механизмы зарождения дислокаций в гетероэпитаксиальных структурах Ge_xSi_(1-x)/Si(001). Рассмотрены атомные модели таких структур содержащие до 120 000 атомов. С использованием молекулярной статики найдены методов пути минимальной энергии для перехода из бездефектного состояния в состояние с одиночным дефектом (краевой дислокацией несоответствия).

Начав с псевдоморфного эпитаксиального состояния (когда структура пленки повторяет структуру подложки) был индуцирован процесс зарождения структурного дефекта, с использованием метода сферического потенциала отталкивания (RBP). Далее применяя метод упругой цепочки (NEB) был найден



Рис.1. – Критическая толщина пленки как функция ее состава.

путь минимальной энергии (МЕР) для такого перехода. Такой подход позволил провести систематические исследования атомных механизмов релаксации упругих напряжений в гетероэпитаксиальных системах[2]. В результате, проведенных расчетов был установлено, что процесс зарождения дефекта начинается с формирования 60-градусной дислокации в плоскости (111) через образование дислокационной полупетли на поверхности пленки. Далее формируется вторая 60 градусная дислокация в зеркальной плоскости и, затем эти две дислокации сливаются, образуя идеальную 90-градусную дислокацию на границе интерфейса пленка-подложка. Проведена оценка активационных барьеров и критических толщин для пленок Ge-Si разного состава. Полученная в рамках данной модели зависимость критической толщины пленки от ее состава хорошо согласуется с имеющимися экспериментальными данными (Рис.1) и, несколько лучше, чем результат аналитической модели на основе теории упругости сплошной среды.

[1] S. R.Hull, Misfit strain and accomodation in SiGe heterostructures, in a book Germanium Silicon: Physics and Materials (ed. by R.Hull and J. Bean), Academic Press, San Diego, (1999).

[2] O. Trushin, E. Maras, A. Stukowski, E. Granato, S.-C. Ying, H. Jónsson and T. Ala-Nissila, Modelling Simul. Mater. Sci. Eng. 24, 035007, (2016).

Излучение одиночных дислокаций в широкой квантовой яме ZnMgSSe/ZnSe

Кривобок В.С.¹, Николаев С.Н.¹, Ченцов С.И.¹, Онищенко Е.Е.¹, Багаев В.С.¹, Сорокин С.В.², Седова И.В.², Гронин С.В.², Иванов С.В.²

¹ФИАН, Москва, 119991, Ленинский пр. 53 ²ОНТИ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

Стандартные спектроскопические методы, которые оперируют интегральными, усредненными по макроскопическому ансамблю величинами, часто оказываются малоэффективными для исследования некоторых типов дефектов в полупроводниках, в частности дислокаций. Для систематизированного исследования подобных систем необходимо привлечение локальных методов, которые позволяют выделять одиночные объекты и анализировать их свойства. В настоящей работе подобный подход реализован на основе измерений спектров низкотемпературной (5К) микрофотолюминесценции (МФЛ) гетероструктуры Zn0.84Mg0.16S0.12Se0.88/ZnSe с широкой (20 нм) квантовой ямой. Увеличенный в 20 раз с помощью микрообъектива и корректирующей линзы фрагмент пятна люминесценции обрезался входной щелью решеточного спектрографа и затем разложенное в спектр изображение щели совмещалось с ПЗС матрицей. Пространственное разрешение метода составляло приблизительно 1 мкм, при спектральном разрешении ~0.1 мэВ. Пример карты сигнала МФЛ приведен на рис. 1.



Рис.1. Пример Карты сигнала МФЛ при 5К.

В отобранной для исследований структуре, не смотря на отсутствие заметных признаков релаксации, возможно образование одиночных протяженных дефектов в барьерных слоях за счёт частичной релаксации упругих напряжений сжатия (изорешеточному к GaAs составу твердого раствора ZnMgSSe соответствует обратное соотношение молярных долей Mg и S). Эти дефекты представляют собой полупетли или частичные дислокации, скользящие с поверхности структуры вглубь и пересекающие КЯ. На типичной карте МФЛ (рис.1.), характерное излучение протяженных дефектов наблюдается только в спектральном диапазоне 460-468 нм, не типичном для протяженных дефектов в объемном ZnSe. В виду малой концентрации дислокаций и сравнительно небольшого размера дислокационной области приходящейся на квантовую яму, это излучение представляет собой изолированные излучатели, пространственный размер которых и ширина линии излучения, как правило, определяются разрешением установки. Связь данных излучателей с протяженными дефектами подтверждается низкой величиной электрон- фононного взаимодействия (фактор Хуанга Рисс не превышает 0.1) и, в некоторых случаях, хорошо выраженной поляризацией излучения. Излучение с подобными свойствами (Z - линия) ранее наблюдалось в объёмном ZnSe и было предварительно связано с дислокациями Ломера-Котрелла [1]. Полученные нами данные исключают такую интерпретацию Z-линии ввиду отсутствия дислокаций Ломера-Котрелла в исследуемой структуре.

[1] M. Kutrowski et al., J. Appl. Phys., 97, 013519 (2005).

Два типа изолированных (квантовых) излучателей сформированных ядром дислокации в кристаллах CdZnTe

Николаев С.Н., Кривобок В.С., Ченцов С.И.

¹ФИАН, Москва, 119991, Ленинский пр. 53

В данной работе на основе измерений низко-(5K) микрофотолюминесценции температурной (МФЛ) с разрешением по поляризации реализован подход, который позволил экспериментально измерить спектр и оценить анизотропию одиночных излучателей, сформированных с участием дислокаций в кристаллическом Cd0.95Zn0.05Te. Наиболее интересные результаты были получены при исследовании более дефектных областей кристалла, содержащих микродвойниковойники. Кристаллографическая и оптическая схемы эксперимента приведены на рис. 1. Примеры сигнала МФЛ при 5К, демонстрирующие наличие поляризованных (одиночных) излучателей иллюстрирует рис. 2.

Возможность работы с одиночными объектами позволила разделить последние на две группы, которые отличаются не только спектральным положением линии излучения, но и характером спектральных биений сигнала люминесценции. Для излучателей пер-



Рис.1. Кристаллографическая схема образца с микродвойником (сверху) и схема эксперимента по измерению поляризации МФЛ (снизу).

вого типа спектральное положение бесфононной линии излучения (БФЛ) соответствует обычному дислокационному излучению Cd0.95Zn0.05Te, при этом положение и интенсивность БФЛ практически не меняются с течением времени. Для излучателей второго типа БФЛ расположена на 30-50 мэВ выше обычного дислокационного излучения и подвержена гигантским (~ 10 мэВ) флуктуациям спектрального положения и интенсивности. Для каждого из двух типов излучателей связь с решеткой Cd0.95Zn0.05Te подтверждается наличи-



Рис.2. Сигнал МФЛ при направлении поляризатора вдоль [552] (сверху) и [1 -1 0] (снизу).

ем фононных (LO) повторений характерных для данного материала. Заметная степень линейной поляризации в плоскости, содержащей направление [110], которое соответствует направлению распространения полных или частичных дислокаций, указывает на сильно анизотропный характер соответствующих электронных состояний и подтверждает их связь с дислокациями.

Сходства и различия двух обнаруженных типов излучателей объяснены на основе представлений о разных типах экситоных состояний формирующихся с участием ядра дислокаций распространяющихся вдоль направления [1 1 0].

Фурье-спектроскопия фотопроводимости Pb_{1-x}Sn_xTe(In)

Черничкин В.И.¹, Акопян Д.А.¹, Долженко Д.Е.¹, Никорич А.В.², Слынько Е.И.³, Рябова Л.И.¹, Хохлов Д.Р.^{1,4}

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

²Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев, MD-2028, Молдова

³Институт проблем материаловедения им. И.М. Францевича НАН Украины, Черновицкое отделение, 5800, Черновцы, Украина

⁴Физический институт им.П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, д.53, Москва, 119991, Россия

Теллурид свинца и соединения на его основе являются полупроводниковым соединениями, применяемыми в инфракрасной спектральной области для создания фоторезисторов, фотодиодов и лазеров. Замещение в PbTe свинца оловом с образованием твердого раствора Pb_{1-x}Sn_xTe позволяет варьировать ширину запрещенной зоны материала от 190 (при x=0) до 0 (при x=0.35). При дополнительном легировании примесью индия с концентрацией ~ 0.5 ат. % наблюдается ряд необычных явлений, таких как стабилизация уровня Ферми и задержанная фотопроводимость при температурах T < 25 K. Явление задержанной фотопроводимости позволяет осуществить «внутреннее интегрирование» светового потока. Недавно было показано, что красная граница фотопроводимости в Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In) при возбуждении газовыми терагерцовыми лазерами превосходит 500 мкм. Данные свойства соединения Pb_{1-x}Sn_xTe(In) делают возможным создание на его основе систем пассивного видения в дальнем ИК и терагерцовом диапазоне, востребованных в медицине, астрономии и системах безопасности. Важно исследовать спектр фотопроводимости этих соединений.

В настоящей работе спектр фотопроводимости монокристаллических образцов Pb₁₋ _xSn_xTe(In) (0.22<x<0.25) был исследован на Фурье-спектрометре Bruker Vertex 70v в режиме шагового сканирования. Источником излучения служил глобар либо ртутная лампа. Для выбора режима измерений проводилась характеризация образцов, исследование температурных зависимостей сопротивления, холловской концентрации в интервале 200-4,2 К, фотопроводимости при контролируемой подсветке миниатюрной лампой накаливания, кривых релаксации задержанной фотопроводимости в бесфоновых условиях. При измерениях спектров фотопроводимости на Фурье-спектрометре без использования холодных фильтров в области температур 20 < T < 25 К наблюдалась только собственная фотопроводимость в полосе частот 400-600 см⁻¹. Для регистрации субщелевой фотопроводимости использовался холодный фильтр из сапфира, блокирующий излучение в области 370-1500 см-¹. В этих условиях при T = 10 К обнаружена широкая область фотоотклика при 1500-2000 cm^{-1} , которая может быть связана с переходом из валентной зоны на примесный центр [2]. Помимо этого, была обнаружена фотопроводимость в субщелевой области ниже 500 см⁻¹. В работе обсуждаются механизмы возникновения высокочастотной и субщелевой фотопроводимости.

[1] D. Dolzhenko, A. Nicorici, L. Ryabova, D. Khokhlov, Proc. SPIE, **8452**,84520w(2012) [2] Засавицкий И.И. и др. ФТП, **21**, 1789-1795 (1987)

Рентгеновские исследования магнитных компонент в синтезированных образцах фосфата лития-железа

Шарков М.Д.¹, Бойко М.Е.¹, Бобыль А.В.¹, Бойко А.М.¹, Ершенко Е.М.¹, Зубавичус Я.В.², Конников С.Г.¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26 ²НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Акад. Курчатова, 1

Фосфат лития-железа (или трифилит) LiFePO4 является катодным материалом для литий-ионных аккумуляторов. На свойства аккумуляторов существенно влияет присутствие в катоде и аноде магнитных примесей, в т.ч. нанометрового масштаба.

Были проведены исследования двух наборов образцов LiFePO4 (из двух и пяти отдельных образцов соответственно), произведенных путем химического синтеза в Санкт-Петербургском государственном технологическом институте. В ФТИ им. А.Ф.Иоффе и НИЦ КИ были получены данные рентгеновской дифрактометрии (РД) и спектроскопии EXAFS (Extended X-Ray Absorption Fine Structure = дальняя тонкая структура спектров рентгеновского поглощения) от исследуемых образцов.

Анализ данных РД от двух образцов первого набора показал, что один из образцов может содержать фазу с набором дифракционных рефлексов, характерных для шпинельных решеток с параметром решетки 8.2–8.5 Å (Fe₃O₄, γ-Fe₂O₃, NiFe₂O₄ и др.). Из сравнительного анализа EXAFS-спектров образцов на К-крае Fe со справочными спектрами гипотетических веществ-компонент образцов был сделан вывод, что шпинельная фаза (скорее всего) представляет собой маггемит γ-Fe₂O₃. Объемная доля маггемита оценена в одном из образцов как 10–15%, в другом образце – порядка 1%.

Образцы второго набора, в отличие от первого, были исследованы только методом РД, но на более мощном оборудовании (источник синхротронного излучения «Сибирь-2» НИЦ КИ). Это позволило анализировать не только расположение рефлексов РД, но и их форму, в частности, оценивать размеры фаз на основе формулы Селякова-Шерера [1]. Данные РД, полученные при длине волны пучка 0.689 Å от двух образцов второй группы (№1 и №5), приведены на Рис. 1.

В результате анализа данных РД было показано, что в образцах могут присутствовать примесные фазы фосфидов ди- и трижелеза (Fe₂P и Fe₃P соответственно). Оба этих материала являются ферромагнетиками, причем Fe₃P – при комнатной температуре [2]. Оценка размеров зерен фосфида трижелеза по модели Селякова-Шерера дала значения в диапазоне

40–50 нм. Полученные величины размеров примесных фаз Fe₃P согласуются с данными, полученными методами поляризованного малоуглового рассеяния нейтронов (SAPNS = Small-Angle Polarized Neutron Scattering), растровой и просвечивающей электронной микроскопии (РЭМ и ПЭМ) [3].

[1] M.E. Boiko, M.D. Sharkov, A.M. Boiko, S.G. Konnikov, A.V. Bobyl, N.S. Budkina. Tech. Phys., **60**, 1575 (2015).

[2] T. Takayama, M.Y. Wey, T. Nishizawa. Trans. Jpn. Inst. Met. 22, 315 (1981).

[3] E. Ershenko, A. Bobyl, M. Boiko, Y. Zubavichus, V. Runov, M. Trenikhin, M. Sharkov. Ionics, 23, in print (2017).



Рис.1. – Результаты измерения РД для образцов №1 и №5 второго набора, полученные на синхротроне «Сибирь-2» НИЦ КИ.

Сегрегация Sb в SiGe структурах, выращенных методом МПЭ: влияние компонентного состава, упругих напряжений и кристаллографической ориентации подложки

Юрасов Д.В.¹, Антонов А.В.¹ Дроздов М.Н.¹ Шмагин В.Б.¹ Спирин К.Е.¹ Новиков А.В.^{1,2}

¹ИФМ РАН, 603087, Нижегородская обл., Кстовский район, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7.

²ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр.Гагарина, 23.

Одной из важных проблем при эпитаксиальном росте полупроводниковых структур является обеспечение их прецизионного легирования. Для характерных температур эпитаксиального роста процесс сегрегации примесей оказывает наибольшее воздействие на перераспределение примесей. В настоящей работе приведены результаты исследования влияния температуры роста и параметров структур (компонентного состава, упругих напряжений, кристаллографической ориентации подложек) на сегрегацию доноров (на примере Sb) в SiGe гетероструктурах, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на Si, Ge и релаксированных SiGe буферах. На основе полученных результатов предложен метод селективного легирования SiGe структур, позволяющий получать резкие профили распределения Sb без деградации кристаллического качества образцов.

Для структур, выращенных на подложках с ориентацией (001), исследования зависимости коэффициента сегрегации Sb (R, определяемый как отношение поверхностной концентрации примеси к ее объемной концентрации) в Si, SiGe и Ge слоях показали качественную схожесть вида кривой R(T) для этих материалов, хотя и со значительными количественными различиями для разных матриц [1-3]. При этом во всех случаях был найден достаточно узкий температурный интервал, внутри которого R меняется на 4-5 порядков. Сильная температурная зависимость R была использована авторами для разработки метода селективного легирования SiGe структур сегрегирующими примесями (см. [1]). Предложенный метод не требовал никакого дополнительного оборудования для своей реализации, при этом позволяя получать селективно-легированные структуры высокого кристаллического качества [1, 3]. Было обнаружено, что (при фиксированной Т) наибольшее влияние на величину R оказывает компонентный состав SiGe слоев, нежели наличие/отсутствие упругих напряжений в них. Данный факт был качественно объяснен с помощью модели [4], рассматривающей сегрегацию на террасах и моноатомных ступенях. При этом было показано, что степень влияния параметров SiGe структур на эффект сегрегации зависит от температуры роста. Для Ge структур с δ-слоями Sb в мангнетотранспортных свойствах обнаружено проявление эффектов слабой локализации электронов, что подтверждает 2D характер транспорта носителей и высокую селективность легирования.

Поскольку сегрегация является поверхностным эффектом, то изменение микроструктуры поверхности оказывает на нее существенное влияние. Выявлено, что величины R для Sb в Si слоях, выращенных на Si подложках с ориентациями (110) и (111), значительно отличаются при одинаковых температурах. Наличие узкого интервала температур, где R резко меняется, позволило адаптировать ранее разработанный метод селективного легирования SiGe структур, выращенных на подложках с ориентацией (001), для иных типов кристаллографической ориентации подложек с помощью простой корректировки температур.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (Грант № 16-02-00686) и Программ РАН.

[1] D.V. Yurasov et. al., JAP 109, 113533 (2011).

- [2] D.V. Yurasov et. al., J. of Cryst. Growth 396, 66 (2014).
- [3] D.V. Yurasov et. al., JAP 118, 145701 (2015).
- [4] C.B. Arnold and M.J. Aziz, PRB 72, 195419 (2005).

Влияние содержания меди на оптические свойства тонких пленок Cu₂ZnSnSe₄

Якушев М.В.^{1,2,3}, Сулимов М.А.², Márquez-Prieto J.⁴, Forbes I.⁴, Krustok J.⁵, Мудрый А.В.⁶, Martin R.W.⁷

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

² УрФУ, Екатеринбург, 620002, Россия

³ ИХТТ, УрО РАН, Екатеринбург

⁴Department of Physics and Electrical Engineering, Northumbria University, Newcastle upon Tyne, UK

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

⁶Научно-практический Центр по Материаловедению Национальной Академии Наук Беларуссии, ул. П. Бровки 19, Минск 220072, Беларусь

⁷ Department of Physics, SUPA, University of Strathclyde, Glasgow G4 0NG, UK

Тонкие пленки Cu₂ZnSnSe₄ (CZTSe), были нанесены на подложки из Мо/стекло. Отношение концентрации меди к остальным металлам [Cu]/[Zn+Sn] в этих пленках менялось от почти стехиометрического до значительного дефицита Си и избытка Zn. Возрастание дефицита Cu и избытка Zn увеличивает ширину запрещенной зоны E_g , определенную с помощью спектров фотолюминесценции возбуждения (PLE), от 0.99 эВ до 1.03 эВ и приводит к голубому сдвигу доминирующих полос в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) от 0.83 эВ до 0.93 эВ. Зависимости спектров ФЛ от температуры и интенсивности возбуждения помогли определить механизмы рекомбинации обнаруженных эмиссионных полос как зона-примесь: рекомбинация свободных электронов с дырками, локализованными на акцепторах, подверженных влиянию случайно распределенных флуктуаций потенциала, вызванных скоплениями заряженных дефектов. Средняя глубина таких флуктуаций, определенная путем анализа формы доминирующих полос, и энергия уширения спектров PLE, оцененную из PLE спектров, становятся меньше с возрастанием дефицита Си и избытка Zn. Такие изменения состава также приводят к увеличению Eg, связанному с упорядочением атомов Cu-Zn в катионной подрешетке, и к значительному голубому сдвигу полос ФЛ. Этот сдвиг превышает увеличение Eg. Это связывается с изменением типа доминирующего акцептора на более мелкий. Такая смена акцептора улучшает параметры солнечных батарей. Области с высокой степенью порядка Cu-Zn присутствуют в пленке с составом близким к стехиометрическому. Эти области генерируют вторую полосу ФЛ около 0.93 эВ.

Секция 8

Высокочастотные явления в полупроводниках

Высокочастотный магнетотранспорт в вязкой двумерной электронной жидкости

Алексеев П.С.

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

В течение последних 8 лет в наиболее качественных полупроводниковых гетероструктурах был обнаружен ряд ярких и необычных транспортных эффектов в классических магнитных полях [1-3]. В данном докладе предлагается объяснение некоторых из этих эффектов на основе гидродинамической модели, учитывающей эффект вязкости. Для самых качественных структур вычисляемая по подвижности длина пробега двумерного электрона оказывается порядка или больше ширины образца *W*, в то время как длина пробега по отношению к электрон-электронным столкновениям оказывается обычно гораздо меньше *W*. В этой ситуации движение двумерных электронов следует описывать как течение вязкой жидкости. Сопротивление образца оказывается пропорциональным электронной вязкости. Сильная зависимость вязкости от магнитного поля приводит к большому отрицательному магнетосопротивлению. По-видимому, наблюдавшееся в работах [1] гигантское отрицательное магнетосопротивление обусловлено этим механизмом [4].

В настоящем докладе сообщается о теории высокочастотного гидродинамического магнетотранспорта двумерных электронов. Для магнетотранспортных эффектов на частотах ω порядка и выше частоты межэлектронных столкновений, $1/\tau_{ee}$, принципиально, что течение двумерных электронов нужно описывать гидродинамическим уравнением Навье-Стокса, в котором учитывается временная дисперсия коэффициентов вязкости в магнитном поле:

$$\eta_{xx}(\omega) = \eta_0 \frac{1 + i\omega\tau_{ee}}{1 + [-\omega^2 + (2\omega_c^2)^2]\tau_{ee}^2 + 2i\omega\tau_{ee}} , \quad \eta_{xy}(\omega) = \eta_0 \frac{2\omega_c\tau_{ee}}{1 + [-\omega^2 + (2\omega_c^2)^2]\tau_{ee}^2 + 2i\omega\tau_{ee}}$$

(1)

Здесь ω_c - циклотронная частота, η_0 - вязкость при $\omega_c = 0$ и $\omega = 0$. Присутствие удвоенной циклотронной частоты в знаменателях в (1) отвечает тому, что плотность потока импульса $\prod_{ik} (\vec{r}, t)$, ключевая величина для эффекта вязкости, осциллирует в магнитном поле с частотой $2\omega_c$.

Уравнение Навье-Стокса с коэффициентами (1) совместно с уравнениями непрерывности и электростатики описывают волны в вязкой двумерной электронной жидкости, в частности, обусловленное вязкостью затухание магнетоплазмонов. Для случая сильно неидеальной жидкости уравнения (1) описывают переход между вязкой жидкостью и упругой аморфной твердой средой, происходящий при изменении частоты ω от $\omega = 0$ до частот $\omega >> \omega_c, 1/\tau_{ee}$, в частности, появление при $\omega >> \omega_c, 1/\tau_{ee}$ поперечного звука, характерного для твердых тел. Уравнение Навье-Стокса с коэффициентами (1) описывает также отклик жидкости на внешнее переменное поле. В соответствии с (1), отклик имеет резонанс при $\omega = 2\omega_c$. Анализ экспериментальных данных свидетельствует, что такой резонанс наблюдался в работах [2] в фотосопротивлении и фотовольтаическом эффекте.

[1] L. Bockhorn, et al., Phys. Rev. B, 83, 113301 (2011); R.G. Mani, et al., Sci. Rep., 3, 2747 (2013); Q. Shi, et al., Phys. Rev. B, 89, 201301 (2014).

[2] Y. Dai, et al., Phys. Rev. Lett., **105**, 246802 (2010); A.T. Hatke, et al., Phys. Rev. B, **83**, 121301 (2011); M. Białek, et al., Phys. Rev. B, **91**, 045437 (2015).

[3] И.В. Кукушкин, В.А. Волков, Двумерная электронная жидкость в сильном магнитном поле, Физматкнига, Москва (2016).

[4] P.S. Alekseev, Phys. Rev. Lett., 117, 166601 (2016).

Высокочастотные спектрометры нового поколения для ЭПР и ОДМР исследований полупроводников и их наноструктур

Бабунц Р.А., Бадалян А.Г., **Анисимов А.Н.**, Единач Е.В., Гурин А.С., Романов Н.Г, Баранов П.Г.

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

Разработан, изготовлен и испытан спектрометр электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) и оптически детектируемого циклотронного резонанса (ОДЦР) диапазонов 3 мм (94 ГГц) и 2 мм (130 ГГц). Спектрометр работает в непрерывном (СW) и импульсном режимах и обеспечивает возможность регистрировать сигнал ЭПР по микроволновому и оптическому каналам. Основой спектрометра нового поколения являются магнитооптический криостат

замкнутого цикла и специально разработанные микроволновые блоки, содержащие мощный высокостабильный генератор И супергетеродинный приемник. Общий вид микроволновой И криогенной частей спектрометра



представлен на Рис. 1 (слева). В спектро-

Рис.1. Общий вид спектрометра и примеры спектров ЭПР и ЭСЭ

метре развертка осуществляется в диапазонах 0-7 Тл и 1.5 – 300 К, а также применяется микроволновая система, позволяющая исследовать образцы большого объема (до 10 мм³). На Рис. 1 (справа) приведены тестовые примеры спектров ЭПР (EPR) и электронного спинового эха (ЭСЭ - ESE) редкоземельных ионов в широкозонном материале YAG. Выбраны системы с четным числом электронов, Tb^{3+} (4f⁸), то есть, так называемые «некрамерсовые ионы» с суммарным целым спином, и нечетным числом электронов, Ce^{3+} (4f¹) и Gd³⁺ (4f⁷) - суммарным полуцелым спином («крамерсовые ионы»), с принципиально отличающимися механизмами переходов ЭПР, что особенно важно при использовании импульсных методов. На вставке показана последовательность импульсов в виде $\pi/2$ (50 нс) и π (100 нс) разделенных интервалом времени τ =200 нс и сигнал ЭСЭ, зарегистрированный через интервал времени τ после второго импульса; в ряде экспериментов также регистрировался сигнал FID (free induction decay) после первого импульса. Для ионов Tb³⁺ наблюдалась сверхтонкая структура из-за взаимодействия с ядерным спином ¹⁵⁹Tb, I=3/2 (100 %).

В докладе будут приведены результаты исследования собственных и примесных дефектов в широкозонных полупроводниках ZnO, AlN, SiC и наноструктурах на их основе методами ЭПР и ОДМР с использованием высокочастотного спектрометра, продемонстрированы его уникальные возможности: спектральное разрешение и чувствительность. Также приведены примеры регистрации спектров ОДЦР с целью получения информации об эффективных массах носителей в полупроводниках, что особенно ценно при исследовании полупроводниковых наноструктур.

Работа поддержана РФФИ №16-02-00877, Мегагрантом № 14.Z50.31.0021 и программами РАН.

Генерация импульсов ГГц-излучения фотопроводящими антеннами на основе пленок In_{0.5}Ga_{0.5}As, выращенных на подложках GaAs (100) и (111)А в различных температурных режимах

Галиев Г.Б.¹, Китаева Г.Х.², Климов Е.А.¹, Клочков А.Н.¹, Корниенко В.В.², Кузнецов К.А.², Леонтьев А.А.², Пушкарёв С.С.², Мальцев П.П.¹

¹ИСВЧПЭ РАН, 117105, Москва, Нагорный проезд, 7/5 ²МГУ им. М.В. Ломоносова, 119992, Москва, Ленинские горы, 1

В работе исследовалось возбуждение колебаний электронов с гигагерцевой частотой в эпитаксиальных плёнках In_{0.5}Ga_{0.5}As при облучении их импульсами излучения волоконного Er³⁺-лазера с длиной волны 1.56 мкм длительностью 100 фс. Плёнки In_{0.5}Ga_{0.5}As толщиной 0.66 мкм были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs с кристаллографической ориентацией поверхности (100) и (111)А в различных температурных режимах: высокотемпературном (при 450 °C) И низкотемпературном (200 °C). Для согласования параметров решётки слоя In_{0.5}Ga_{0.5}As и подложки GaAs между ними был выращен метаморфный буфер – толстый (0.66 мкм) слой In_xGa_{1-x}As с постепенно возрастающей мольной долей индия ($x = 0.05 \rightarrow 0.55$).

На поверхности плёнок методом фотолитографии были нанесены антенны в виде двух спирально закрученных электродов с зазором 20 мкм, к которым прикладывалось напряжение 4 В. Фотовозбуждённые электроны ускорялись внешним электрическим полем

2 кВ/см и создавали импульс тока в спиральных ветвях антенны, который приводил к генерации электромагнитного импульса. Исследование импульсов ГГцизлучения терагерцевой методом спектроскопии временного разрешения показало, что излучение всех плёнок имеет примерно одинаковый спектр в диапазоне до 0.4 ТГц (рис. 1), однако различается по амплитуде. Пиковые мощности ГГц-излучения приведены в таблице. Из этих данных видно, что использование низкотемпературного режима роста плёнок In0.5Ga0.5As на подложке GaAs (111)A позволяет добиться генерации наиболее интенсивного гигагерцевого сигнала. С стороны, холловская другой электронов подвижность В плёнке



Рис. 1 – Спектр ГГц-импульса от антенны

оказывается тем меньше, чем интенсивнее генерируемый ГГц-импульс. Это свидетельствует о доминирующей роли дефектов кристаллической структуры при генерации ГГц-излучения.

Образцы	Высокотемпературный слой In _{0.5} Ga _{0.5} As		Низкотемпературный слой In _{0.5} Ga _{0.5} As	
	GaAs (100)	GaAs (111)A	GaAs (100)	GaAs (111)A
Пиковая мощность ГГц- импульса, мкВт	3	12	19	70
Подвижность электронов, см²/(B·c)	2250	497	383	109

Таблица 1 – Характеристики исследуемых образцов

Работа поддержана грантом РФФИ № 16-29-03294 офи_м.

Эффекты магнитного храповика в латеральных сверхрешетках

Голуб Л.Е.

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

Исследованы фототоки, возникающие при падении излучения на структуру с двумерным электронным газом, покрытую периодической последовательностью металлических полосок. Фототок возникает, если в элементарном периоде этой сверхрешетки нет центра пространственной инверсии. Такие системы являются микро- или наноразмерными аналогами храповиков (ratchets) – объектов, направленно двигающихся под действием периодической силы с нулевым средним значением. Представленный обзор включает работы по магнитным храповикам – как немагнитным нецентросимметричным средам, к которым приложено однородное магнитное поле (классически слабое или сильное квантующее), так и среду с периодической намагниченностью, см. Рисунок.



Рис.1. – Изучаемая структура. Излучение проходит к двумерному электронному газу через латеральную нецентросимметричную сверхрешетку. В результате его интенсивность становится промодулированной в пространстве, что приводит к модуляции электронной температуры (показано различными цветами). На вставке показан профиль высоты металлических полосок, d = a + c + b + c' - период сверхрешетки.

Построенная микроскопическая теория эффекта храповика включает два механизма формирования фототока [1]. Термический механизм возникает в силу неоднородного разогрева носителей (храповик Нернста-Эттингсгаузена). Другой вклад в ток возникает из-за ускорения носителей электрическим полем излучения. Рассчитаны зависимости фототоков от частоты для случаев двумерного газа с параболическим энергетическим спектром и с линейной дисперсией, реализующейся в храповиках на основе графена [2]. Из-за зависимости прохождения через решетку от линейной поляризации излучения, а также из-за кругового дихроизма поглощения в магнитном поле разогревный механизм приводит к поляризационнозависимым токам. В квантующем магнитном поле ток храповика осциллирует из-за пересечения уровня Ферми уровнями Ландау. Установлено, что отношение амплитуды магнитных осцилляций фототока к фототоку храповика в нулевом поле может превышать два порядка. Теория описывает результаты недавних экспериментов по магнитоосцилляциям фототока храповика [3].

[1] Г. В. Будкин, Л. Е. Голуб, Е. Л. Ивченко, С. Д. Ганичев, Письма в ЖЭТФ **104**, 662 (2016). [2] Р. Olbrich et al., Phys. Rev. B **93**, 075422 (2016).

[3] P. Faltermeier, G.V. Budkin, J. Unverzagt, S. Hubmann, A. Pfaller, V.V. Bel'kov, L.E. Golub, E.L. Ivchenko, Z. Adamus, G. Karczewski, T. Wojtowicz, V.V. Popov, D.V. Fateev, D.A. Kozlov, D. Weiss, and S.D. Ganichev, Phys. Rev. B (2017), accepted.

Усиление терагерцового излучения в структурах HgCdTe с квантовыми ямами HgTe

Дубинов А.А., Алешкин В.Я.

ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

В этой работе мы предлагаем и анализируем возможность создания терагерцового лазера на основе структур HgCdTe с квантовыми ямами HgTe. Тройные полупроводниковые соединения, содержащие тяжелые элементы, в частности HgCdTe, имеют низкие частоты фононов, а ширина прямой запрещенной зоны покрывает широкий спектральный диапазон 0-1.6 эВ. Это дает возможность для наблюдения стимулированного терагерцового излучения на межзонных оптических переходах при неравновесной накачке в таких полупроводниках. Недавние исследования оптических свойств структур HgCdTe с квантовыми ямами HgTe, которые выращиваются при низких температурах методом молекулярно-лучевой эпитаксии, выявили значительное увеличение качества таких структур по сравнению с предшествующими, что позволило обнаружить стимулированное излучение в среднем инфракрасном диапазоне частот (свыше 30 ТГц) [1]. А для узкощелевых Hg_{1-x}Cd_xTe эпитаксиальных слоев с x < 0.2 были продемонстрирована фотолюминесценция с частотой выше 11 ТГц [2].

Мы рассчитали распределение электромагнитных полей и модовые коэффициенты усиления для нескольких оптимизированных конструкций эпитаксиальных структур HgCdTe, которые содержат 5-10 квантовых ям HgTe в основном слое диэлектрического волновода, и предназначенных для получения стимулированного терагерцового излучения. Для расчетов энергетического спектра и волновых функций использовалась 8-зонная модель Кейна [3]. Волновые функции электронов вычислялись по методу, описанному в работе [4].

Матричный элемент координаты, лежащей в плоскости квантовой ямы HgTe, был вычислен с использованием волновых функций электрона и был использован для расчета действительной части поверхностной проводимости в условиях инверсии населенности и с учетом потерь на свободных носителях (в модели Друде).

Было показано, что действительная часть поверхностной проводимости неравновесной электронно-дырочной системы в структуре HgCdTe с квантовыми ямами HgTe может быть сравнима со значением действительной части поверхностной проводимости для графена [5].

Было обнаружено, что коэффициент модового усиления для структуры с 5 квантовыми ямами HgTe шириной 5.2 - 6 нм в волноводе с толщиной буферного слоя CdTe 10 мкм и толщиной волноводного слоя Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te 6 мкм может быть в диапазоне 20 - 40 см⁻¹ для частот 6 - 14 TГц, что сопоставимо с коэффициентом модового усиления в терагерцовом (4.4 TГц) AlGaAs/GaAs квантово-каскадном лазере [6].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№№ 15-02-08274, 15-42-02249).

- [1] S. V. Morozov et al., Appl. Phys. Lett., 108, 092104 (2016).
- [2] S. V. Morozov et al., Appl. Phys. Lett., 104, 072102 (2014).
- [3] E. G. Novik et al., Phys. Rev. B, 72, 035321 (2005).
- [4] A. V. Ikonnikov et al., Semicond. Sci. Tech., 26, 125011 (2011).
- [5] V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. Ryzhii, JETP Lett., 89, 63 (2009).
- [6] D. Indjin et al., IEEE Photon. Technol. Lett., 15, 15 (2003).

Минимумы поглощения микроволнового излучения на гармониках циклотронного резонанса и эффекты памяти в примесном рассеянии двумерных электронов

Капустин А.А., Дорожкин С.И.

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

При помощи нового болометрического метода [1] выполнены измерения магнетопоглощения микроволнового излучения двумерной электронной системой в полевых транзисторах на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs. При низкой температуре T=0.5К в широкой области частот излучения 100-370 ГГц обнаружены осцилляции поглощения периодичные по обратному магнитному полю (рис 1(а)). Положение минимумов осцилляций соответствует положению гармоник циклотронного резо-

нанса (ЦР), начиная с третьей, для электронов с эффективной массой $m^* = 0.06m_{\bullet}$ (рис. 1(b)). Такая периодичность осцилляций поглощения совпадает с периодичностью индуцированных излучением осцилляций магнетосопротивления, измеренных на том же образце и наблюдавшихся другими авторами (см., например, работу [2]). При этом минимумы осцилляций поглощения соответствуют нулям осцилляций магнетосопротивления. Положение минимума поглощения на второй гармонике соответствует эффективной массе $m^* = 0.067 m_a$. Поведение поглощения около положения ЦР оказалось различным для образцов из двух различных гетероструктур. На одном наблюдается монотонное возрастание поглощения при уменьшении магнитного поля, а на другом – максимум поглощения. Отношение сигнала поглощения в максимуме к его значению в минимуме в области второй гармоники может достигать значения 5. Амплитуда осцилляций поглощения резко уменьшается с ростом номера гармоники.

Мы связываем наблюдаемые эффекты с минимумами динамической проводимости, предсказанными теоретически [3] для случайного потенциала, образованного редкими точечными примесями и плавным потенциальным рельефом. Представляется, что потенциал такого вида является хорошей моделью для реального потенциала в гетероструктурах с селективным легированием. Ключевым фактором возникновения минимумов является корреляция актов рассеяния электрона на одной и



Рис.1.-(а) Экспериментальные (сплошная линия) и рассчитанные (пунктирная линия) осцилляции магнетопоглощения излучения частоты 230 ГГц. (b) Символы: положения минимумов осцилляций. Линиями показаны положения гармоник циклотронного резонанса с номером п для электронов с массой т* = 0.06m_e.

той же примеси, т.е., эффект памяти. Использование формул работы [3] позволяет правильно описать затухание осцилляций поглощения с ростом номера гармоники во всей исследованной области частот с использованием двух подгоночных параметров (рис. 1(а)), характеризующих рассеяние на примесях и плавном потенциале.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ 14-12-00599.

- [1] S.I. Dorozhkin et al., J. Appl. Phys., 116, 203702 (2014).
- [2] A.T. Hatke et al., Phys.Rev.B, 87, 161307(R) (2013).
- [3] I.A. Dmitriev et al., Phys.Rev.B, 70, 165305 (2004).

Гигантский терагерцовый фотокондактанс туннельного точечного контакта

Квон З.Д.¹, Otteneder M.², Родякина Е.Е.¹, Ярошевич А.С.¹, Ткаченко О.А.¹, Ткаченко В.А.¹ Dantscher K.-M.², Ганичев С.Д.²

 1 ИФП СО РАН им. А.В.Ржанова, 690090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13 2 University of Regensburg, Regensburg, Germany

В данной работе впервые исследован терагерцовый отклик туннельного точечного контакта, созданного на основе высокоподвижного двумерного электронного газа (ДЭГ) в GaAs квантовой яме. Обнаружен гигантский рост (почти на два порядка) его кондактанса под воздействием терагерцового излучения частотой 0.69 ТГц и мощностью около 50 мВт/см², соответствующей относительно слабым электрическим полям порядка 1 В/см. Таким образом, явление гигантского микроволнового фотокондактанса, найденное ранее для указанного контакта [1], не ограничивается микроволновым диапазоном, а существует также и в области терагерцовых частот, что является важным как с точки зрения понимания данного явления, так и с прикладной точки зрения.

Экспериментальные образцы представляли собой холловские мостики, изготовленные на основе GaAs квантовых ям толщиной 12.5 нм, содержащих высокоподвижный ДЭГ, имеющий электронную концентрацию $N_s = (7-8) \cdot 10^{11}$ см⁻², подвижность $\mu = 1.5 \cdot 10^6$ см²/Вс и длину свободного пробега около 30 µm. В центре мостика на его поверхности с помощью электронной литографии создавался металлический затвор, имеющий резкое сужение, ширина которого равна 0.1 µm - 0.15 µm. Такая форма затвора позволяет реализовать в закрытом режиме (G << 2e²/h) одномерный короткий туннельный барьер [1].

В работе измерялся терагерцовый отклик описанных структур на длинах волн 432 мкм (f = 0.69 ТГц) и 184 мкм (f = 1.63 ТГц). Источником терагерцового излучения был молекулярный лазер с оптической накачкой CO₂ лазером. Для генерации излучения с частотой 0.69 ТГц в качестве активной среды использовалась муравьиная кислота, а 1.63 ТГц – дифторметан. Мощность терагерцового излучения составляла порядка 50 мВт/см² при работе с линией 432 мкм и 800 мВт/см² – с линией 184 мкм. Кондактанс микроконтакта в туннельном режиме измерялся при T = 2 - 4.2 К.

Основные результаты можно сформулировать следующим образом: 1. На частоте 0.69 ТГц рост туннельного кондактанса $G_0 = (10^{-6} - 10^{-7}) \text{ Ом}^{-1}$ достигает двух порядков при мощности излучения около 50 мВт/см², причем зависимость от мощности носит нелинейный характер - сигнал пропорционален ей при Р₀₀ << 50 мВт/см² и начинает насыщаться при Р_w ~ 50 мВт/см². 2. Благодаря использованию терагерцового излучения установлена зависимость эффекта от поляризации излучения: он максимален при ориентации электрического поля излучения вдоль направления туннелирования и на порядок меньше при повороте вектора этого поля перпендикулярно ему, что является однозначным и ярким свидетельством того, что гигантский и микроволновый и терагрецовый кондактанс вызван влиянием излучения именно на тупнельные процессы. 3. Установлено, что при облучении образца излучением с частотой 1.63 Тгц величина кондактанса растет всего в 2 раза, что указывает на резкое уменьшение эффекта гигантского туннельного терагерцового фотокондактанса с ростом частоты. В заключительной части работы проведен сравнительный анализ описанных экспериментальных результатов с теорией фотонно-стимуллированного туннелирования через короткий одномерный туннельный барьер. Этот анализ показывает, что эффект фотонно-стимуллированного туннелирования достаточно хорошо описывает все описанные выше особенности терагерцового фотокондактанса тупнельного точечного микроконтакта.

[1] A. D. Levin, G. M. Gusev, Z. D. Kvon, A. K. Bakarov, N. A. Savostianova, S. A. Mikhailov, E. E. Rodyakina, and A. V. Latyshev, Appl. Phys. Lett. 107, 072112 (2015).

Генерация импульсного ТГц-излучения поверхностью эпитаксиальных структур на основе низкотемпературного GaAs (111)A

Галиев Г.Б.¹, Есаулков М.Н.³, Климов Е.А.¹, **Клочков А.Н.**¹, Мальцев П.П.¹, Пушкарёв С.С.¹, Солянкин П.М.², Шкуринов А.П.²

¹ИСВЧПЭ РАН, 117105, Москва, Нагорный проезд, д. 7, стр. 5 ²МГУ им. М.В. Ломоносова, 119992, Москва, Ленинские горы, 1 ³ИПЛИТ РАН, 140700, Шатура, Святоозерская ул., 1

В работе исследовались характеристики импульсного широкополосного терагерцевого (ТГц) электромагнитного излучения, генерируемого эпитаксиальными структурами на основе низкотемпературного (low temperature - LT) GaAs при облучении их импульсами лазерных систем на основе Ti:Sa (длина волны 800нм, длительность 120 фс) с различными энергиями в импульсе и частотой повторения импульсов (0.1 мкДж, 80 МГц и 2 мДж, 1 кГц). Образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs с ориентацией поверхности (100) и (111)А. Образцы различались конструкцией эпитаксиальной структуры; они представляли собой либо нелегированный слой LT-GaAs толщиной 1 мкм (температура роста 240 °C), либо однородно-легированный Si слой LT-GaAs (1 мкм), либо многослойную периодическую структуру, содержащую



Рис. 1 — Интенсивность ТГц излучения для нелегированного LT-GaAs (111)А в зависимости от азимутального угла образца

чередующиеся нелегированные слои LT-GaAs и легированные слои GaAs:Si, выращенные при более высокой температуре 480 °C для эффективного легирования Si (суммарная толщина слоев - 1 мкм). Исследования проводились на импульс-

Исследования проводились на импульсном ТГц спектрометре, в котором штатный источник был замещен исследуемым образцом. Линейно поляризованное лазерное излучение направлялось на поверхность образца, регистрация ТГц излучения проводилась при помощи электро-оптического эффекта на кристалле ZnTe либо при помощи болометра. Для всех образцов на подложках (111)А зарегистрированная амплитуда ТГц-поля более чем на порядок выше, чем для аналогичных структур на

(100).

При нормальном падении излучения генерация ТГц-импульсов происходит в результате оптического выпрямления. В этой геометрии проведены исследования азимутальных зависимостей амплитуды и поляризации ТГц-поля для структур на подложках (111)А. Генерируемое ТГц-излучение близко к линейно-поляризованному, плоскость поляризации ТГц-излучения зависит от азимутального угла, т.е. от угла между поляризацией оптического излучения и выделенным направлением на кристалле. Интенсивность ТГц излучения также зависит от азимутального угла (см рис. 1), для лазерной системы с меньшей энергии в импульсе в образцах есть выделенное направление, для мощных импульсов азимутальная зависимость имеет более сложный вид. При наклонном падении оптического излучения, в генерацию ТГц поля дает вклад эффект всплеска тока под действием поверхностного электрического поля. В этом случае эффективность генерации ТГц-излучения возрастает при увеличении угла падения.

Работа поддержана грантом РФФИ № 16-29-03294 офи_м, РФФИ № 16-29-11800 офи_м.

Частотная зависимость проводимости неупорядоченных полупроводников в области перехода к режиму с постоянной длиной прыжка

Ормонт М.А., Звягин И.П.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, 119991, Москва, Ленинские горы, д.1, кор.2

Для многих неупорядоченных материалов (аморфные и легированные полупроводники, полупроводниковые стекла, проводящие полимеры, гранулированные проводники и т.п.) частотная зависимость вещественной части проводимости хорошо описывается степенной зависимостью $\sigma_1(\omega) = C\omega^s$ (1), где *C*, *s* – постоянные. Обычно в низкочастотной области имеем 0 < s < 1, а с ростом частоты на частотных характеристиках $\ln \sigma_1(\omega)$ от $\ln \omega$ в некоторых материалах наблюдался переход от сублинейного (*s* < 1) к суперлинейному (часто *s* ≈ 2) изменению проводимости [1,2]. Универсальность зависимости (1) затрудняет получение информации о конкретных особенностях механизма переноса.

В то же время существует ряд отклонений от универсальности (расхождений между экспериментальными данными по частотной зависимости проводимости и результатами теории). В режиме с переменной длиной прыжка при типичных значениях параметров теория не описывает наблюдаемый переход частотной зависимости вещественной части проводимости $\sigma_1(\omega)$ неупорядоченных полупроводников (Si:P) от сублинейной к суперлинейной частотной зависимости с ростом частоты [3,4]. Стандартный расчет предсказывает немонотонность частотной зависимости проводимости $\sigma_1(\omega)$, связанную с частотной зависимостью характерной длины прыжка; при этом существенно более плавный переход, чем наблюдается на опыте, от линейной к квадратичной частотной зависимости проводимости $\sigma_1(\omega)$ в режиме с переменной длиной прыжка можно объяснить лишь при нетипичных для мелких примесей значениях параметров. Появление суперлинейной частотной зависимости $\sigma_1(\omega)$ и ее монотонность может быть связано с переходом к режиму проводимости с постоянной длиной прыжка, когда основной вклад в проводимость вносят электронные переходы внутри пар с оптимальными межцентровыми расстояниями, слабо зависящими от частоты [3]. Учет степенной зависимости предэкспоненциального множителя резонансного интеграла от расстояния между центрами в паре приводит к существенному уменьшению вклада от бесфононной компоненты проводимости в области перехода к режиму проводимости с постоянной длиной прыжка. Такое поведение частотной зависимости проводимости связано с быстрым уменьшением длины прыжка с ростом частоты в области перехода. Соответственно, характер частотной зависимости проводимости $\sigma_1(\omega)$ в области перехода указывает на изменение режима проводимости (переход к режиму с постоянной длиной прыжка); при этом резкость смены режимов бесфононной проводимости связана с зависимостью предэкспоненциального множителя резонансного интеграла от межцентрового расстояния в паре.

[1] E. Helgren, N.P. Armitage, G. Gruner. Phys. Rev. B, 69, 014201 (2004).

[2] M. Hering, M. Scheffler, M. Dressel, H.v. Lohneysen. Phys. Rev. B, 75, 205203 (2007).

[3] М.А. Ормонт, И.П. Звягин. ФТП, 49, вып. 4, 449 (2015).

[4] М.А. Ормонт. ФТП, 49, вып.10, 1314 (2015).

Эффект электронного дрожания в полупроводниках

Тарасенко С.А.¹, Пошакинский А.В.¹, Ивченко Е.Л.¹, Степанов И.², Эрсфельд М.², Лепса М.³, Бешотен Б.²

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

² 2nd Institute of Physics and JARA-FIT, RWTH Aachen University, Aachen D-52074

³ Peter Grünberg Institut and JARA-FIT, Forschungszentrum Jülich GmbH, Jülich D-52425

Сообщается о теоретическом исследовании и экспериментальном открытии эффекта дрожания электронов. Эффект изучается в полупроводниках и основан на том, что в системах с линейным по волновому вектору спин-орбитальным взаимодействием и зеемановским расщеплением спиновых подуровней оператор скорости электрона не коммутирует с гамильтонианом и, следовательно, скорость не является сохраняющейся величиной. Компоненты оператора скорости содержат осциллирующий вклад, что и приводят к дрожанию электронов в реальном пространстве. Частота дрожания определяется зеемановским расщеплением. Природа такого явления аналогична природе гипотетического дрожащего движения (нем. Zitterbewegung) свободных дираковских электронов [1].

В термодинамическом равновесии фазы дрожания отдельных электронов случайны, поэтому экспериментальное исследование данного эффекта нетривиально и требует применения техники шумовой электрической спектроскопии. Теоретическое предсказание состоит в том, что в спектре шумов будет наблюдаться резонанс, амплитуда и положение которого определяются зеемановской щелью и константами спин-орбитального взаимодействия.

Дрожание отдельных электронов можно сделать когерентным, если синхронизовать спиновую динамику отдельных электронов, например методами импульсной оптической ориентации. В этом случае когерентное дрожание ансамбля электронов будет приводить к



Рис.1. – Иллюстрация когерентного дрожания электронов после их оптической ориентации.

возникновению макроскопического переменного электрического тока и сохраняться до тех пор, пока спиновая когерентность электронов не разрушится процессами спиновой разориентации.

Эксперименты по исследованию когерентного дрожания электронов выполнены на образцах с напряженными эпитаксиальными слоями InGaAs *n*-типа. Межзонное оптическое возбуждение структур циркулярно поляризованным светом инициирует когерентную динамику электронных спинов в магнитном поле и, следовательно, когерентное дрожание электронов проводимости. Дрожание электронного газа детектируется как высокочастотный электрический ток (в данном случае в гигагерцовом диапазоне), возникающий в образце в отсутствие приложенных переменных полей [2]. Разработанная теория когерентного го дрожания электронов в полупроводниках хорошо описывает наблюдаемые в эксперименте зависимости амплитуды и частоты высокочастотного тока от магнитного поля, поляризации возбуждающего света и геометрии образцов.

[1] E. Schrödinger, Sitz. Press. Akad. Wiss. Phys.-Math. 24, 418 (1930).

[2] I. Stepanov, M. Ersfeld, A.V. Poshakinskiy, M. Lepsa, E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, and B. Beschoten, ArXiv:1612.06190 (2016).

Динамика магнитооптических эффектов в ферромагнитных шпинелях в области примесных переходов

Телегин А.В.¹, Сухоруков Ю.П.², Барсауме С², Кимель А.²

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18 ²Радбауд университет, Наймеген, Нидерланды

Интерес к изучению оптических и кинетических эффектов в ферромагнитных шпинелях стимулируется общей активностью в исследовании магнитных полупроводниковых материалов с большой спиновой поляризацией. Особенности электронной структуры хромхалькогенидных шпинелей приводят к появлению гигантских эффектов перспективных для практического использования, например: магнитопропускание (МП) и магнитоотражение света [1,2]. Отметим, что основная часть данных по свойствам шпинелей получе-

на в статическом режиме, между тем характерные времена для спинтроники составляют 10⁹-10¹³ Гц. Соответственно необходимо иметь информацию о динамике оптических и кинетических эффектах в шпинелей.

В данной работе изучены оптические свойства монокристаллов шпинелей $Hg_{1-x}Cd_xCr_2Se_4$ в ИК и ТГц диапазонах спектра (E<1 эВ) со сверхбыстрым временным разрешением. Эксперименты проводились в стандартной методике с использованием механической линии задержки в одном из каналов фемтосекундного лазера Titan Sapphire и лазера на свободных электронах FELIX [3].



Рис.1. – Динамика магнитопропускания в шпинели для длины волны 5.26 мкм при T=6 К.

В ТГц области спектра в шпинели впервые обнаружены значительные по величине магнитный линейный дихроизм и двупреломление (~10² рад/м² в поле 1 кЭ), связанные с анизотропным магнитосопротивлением в кристалле [3]. Таким образом показана возможность осуществления спинового транспорта в магнитных полупроводниках с субпикосекундным разрешением.

В спектрах поглощения монокристаллов в средней ИК-области зафиксирован магнитохроматический эффект, сохраняющийся до T<6 К. Обнаружена тонкая структура примесного дублета в области 4.2-5.3 мкм, связанного с внутрицентровыми переходами электронов в комплексах V_{Se} - Cr^{2+} [4]. Показано, что положение и интенсивность линий сильно зависит как от температуры, так и внешнего магнитного поля, приводя к аномалии в МП со сменой знака. В результате эффект может достигать больше 100 % в поле 0.5 кЭ. Время реакции шпинели на импульс света в постоянном магнитном поле составило ~1.5 пс (Рис.1). Проведен анализ поведения примесной полосы при 5.26 мкм в рамках модели осциллятора сильной связи для слабо связанных экситонов и оценено характерное время жизни электронов в возбуждённом состоянии - 3-6 пикосекунд в зависимости от температуры [5]. Таким образом, в монокристаллах ферромагнитной шпинели обнаружен гигантский эффект магнитопропускания ИК-излучения на частотах ~1 ТГц, перспективный для оптоэлектроники.

Работа выполнена в рамках гос. задания ФАНО России (тема «Спин» № 0120146330), при поддержке гранта Минобразования РФ № 14.Z50.31.0025.

[1] Yu. P. Sukhorukov et al., JETP, 121, 3, 437 (2015).

- [2] A.V. Telegin, et al., JMMM, 383, 104 (2015).
- [1] T. J. Huisman et al., Applied Physics Letters, 106, 132411 (2015).
- [4] Н.Н. Лошкарёва и др., ФТТ **29**(7) 2231 (1987).

[5] S. Barsaume et al., направлено в печать в J. of Condensed Matter Physics (2017).

Анализ магнитостатических спиновых волн в планарных структурах на основе пермаллоя

Телегин А.В.¹, **Бессонов В.Д.**¹, Миляев М.А.¹, Бессонова В.А.¹, Сухоруков Ю.П.¹, Дружинин Д.Л.²

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

²Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, Мира, 19

Магнитостатические спиновые волны (МСВ) являются модельным объектами магноники для передачи и обработки данных на ГГц и ТГц частотах [1]. Спектр МСВ существенно зависит от ряда параметров, например, состава, толщины и геометрии структуры [2]. Планарные пленочные структуры на основе пермаллоя обладают наименьшим затуханием магнитной подсистемы для металлических материалов, дешевы в изготовлении и широко используются в различных областях спинтроники и магноники. Перспективным подходом для изучения дисперсионных характеристик МСВ в магнитных стуркутрах является метод Мандельштам-Бриллюеновского рассеяния света (МБРС), обладающий высоким пространственным и временным разрешением [3].

В настоящей работе исследовались плёнки пермаллоя (Ni₈₀Fe₂₀) толщиной 40 нм, выращенные методом магнетронного напыления на монокристаллических подложках Si и YBa₂Cu₃O_{7- δ} (BTCII). Динамика MCB изучалась методом MБРС в геометрии квазиобратного рассеяния при различных углах падения света и температуре T = 295 K. Образец помещался в постоянное магнитное поле H до 4 кЭ, приложенном вдоль поверхности плёнки. В качестве источника света использовался лазер Spectra-Physics с длиной волны 532 нм и мощностью излучения 1 мВт на поверхности образца в пятне размером 0.4 мм.

В работе методом МБРС поулчены дисперсионныея зависимости поверхностных МСВ вв образцах. Из анализа данных показано, что основным взаимодействием, участвующим в её формировании, является диполь-дипольное. Обнаружена и исследована дисперсионная зависимость псевдо-поверхностных МСВ. Показано, что В ee формировании участвуют как обменное взаимодействие, так и поверхностная анизотропия. Полученные экспериментальные данные хорошо описываются в рамках теории ферромагнитного и спин-волнового резонанса для закрепленных поверхностных спинов с учётом оптических и кинетических свойств пермаллоя, что свидетельствует о высоком качестве границ разделов в исслдеуемых струкутрах. Показано, что защитный слой тантала толщиной 2 нм не влияет на высокочастотные свойства пленки. Пермаллой, напылённый на ВТСП, обладает теми же свойствами (при комнатной температуре), что и пермаллой на Si.

Таким образом, в работе была показана перспективность методики МБРС для анализа МСВ в высококачесвтенных планарных структурах на основе пермаллоя, поулченных магнетронным распылением. Сравнительный анализ расчетных и экспериментальных данных продемонстрировал необходимость учёта в используемых моделях параметра закрепления спинов и толщины скин-слоя.

Работа выполнена в рамках гос. задания ФАНО России (тема «Спин» № 0120146330), при поддержке гранта Минобразования РФ № 14.Z50.31.0025.

[1] A.V. Chumak et al., Nature Physics, 11, 453, (2015).
[2] J. Harmle et al., J. Phys. D: Appl. Phys. 43, 325004, (2010).
[3] S.O. Demokritov, V.E. Demidov, IEEE Trans. Mag. 44, 6 (2008).

Секция 9

Органические полупроводники, молекулярные системы

Инфракрасная спектроскопия композитных материалов на основе MEH-PPV и TiO₂

Белогорохов И.А.¹, Белогорохова Л.И.²

¹ИФАВ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, Северный пр-д, 1,

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119992, Москва, Ленинские горы

Эффект резистивного переключения заключается в возможности перехода образца между состояниями с различными сопротивлениями. Обычно различают два состояния: с высоким и низким сопротивлением, состояние с высоким сопротивлением принято принимать за логический ноль или состояние «OFF», а состояние с низким сопротивлением за логическую единицу или состояние «ON». Сохранение информации в памяти соответствует переходу образца из состояния 0 в 1, считывание информации – определение текущего состояния, а удаление информации – переключение ячейки памяти из состояния 1 в 0. Этот эффект наблюдался во многих органических и неорганических материалах [1-3]. В связи с вышесказанным, данная работа посвящена исследованию вибронных характеристик в композитных материалах на основе MEH-PPV и TiO₂.

Для создания исследуемых образцов использовались молекулы таких соединений как [2-метокси-5-(2'-этилгексилокси)-1,4-фенилен-винилен] МЕН-РРV и нанокристаллы TiO₂. Для придачи дополнительного объёма и прочности в состав матрицы добавлялись молекулы полистирола.

В ходе работы были получены спектры пропускания композитных материалов на основе MEH-PPV и TiO₂. Полная расшифровка линий пропускания в области 3600÷400 см⁻¹ показала, что внутри полимерной матрицы происходят химические процессы – возможно образование ароматического альдегида. Природа вводимых в полимерную матрицу неорганических добавок приводит к изменению скорости химических процессов, проходящих в композитном материале.

Наличие неорганических нанокристалолов внутри полимерной матрицы может обнаруживаться по присутствию в спектре пропускания монотонной составляющей в области 600÷1000 см⁻¹. Параметры и интенсивность указанной особенности спектра зависит как от размеров внедряемых в полимерную матрицу добавок, так и от количества свободных электронов, образуемых в композиционном материале при внедрении неорганических нанокристаллов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Москвы в рамках научного проекта № 15-32-70017 «мол_а_мос».

[1] J.C. Scott, L.D. Bozano, Advanced Materials, 19, 1452 (2007).

[2] D. Prime, S. Paul, Philosophical Transitions of Royal Society A., 367, 4141 (2009).

[3] T. Driscoll, Y.V. Pershin, D.N. Basov, M. Di Ventra, Appl. Phys. A., 102, 885 (2011)

Особенности спектральных зависимостей поглощения композитных материалов на основе сахаридов в средней ИК- области

Белогорохов И.А.¹, Белогорохова Л.И.²

¹ИФАВ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, Северный пр-д, 1,

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119992, Москва, Ленинские горы

Органические полупроводники нашли широкое применение в современном научном мире [1]. Но самым интересным достижением ученых в области микроэлектроники можно назвать разработку мемристора – элемента памяти нового поколения, способного пребывать подолгу в нескольких зарядовых состояниях [2-3]. Для достижения данной цели экспериментально привлекались полимерные системы из хаотических резисторов памяти, композиционные материалы различного состава и структуры с сэндвич-геометрией [2-3].

В данной работе рассматривается другой класс материалов, потенциально подходящий для создания мемристора. С целью создания композитного материала, способного адаптироваться и исправно функционировать в биологически активной среде, в данной работе были созданы лабораторные прототипы композиционных структур из соединений сахаридов. Новый материал обладает более низкой себестоимостью, простотой в эксплуатации. С целью исследования образования возможных химических связей между компонентами композита использовался метод инфракрасной спектроскопии.

В ходе выполнения работы получены спектры пропускания композитных материалов на основе сахаридов в области 8000÷600 см⁻¹. Проведена расшифровка основных линий поглощения в средней ИК- области в спектрах пропускания композитных материалов на основе сахаридов.

Показано, что композитные материалы на основе сахаридов имеют способность поглощать электромагнитное излучение в интервалах, близких к 6700 см⁻¹.

Результаты экспериментов показали, что при добавлении металлических частиц в композитный материал, возникают линии поглощения на 6811 см⁻¹, 6387 см⁻¹, 5689 см⁻¹, 5158 см⁻¹, 4734 см⁻¹, 4392 см⁻¹, 4277 см⁻¹ и 4000 см⁻¹.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Москвы в рамках научного проекта № 15-32-70017 «мол_а_мос».

[1] T. Driscoll, Y. V. Pershin, D. N. Basov, M. Di Ventra, Appl. Phys. A., 102, 885 (2011)

[2] I. A. Belogorokhov, M. S. Kotova, E. V. Tikhonov, A. A. Volikhov, M. A. Dronov, Yu. V. Ryab-

chikov, A. S. Vorontzov, M. N. Martyshov, P. A. Forsh, G. P. Boronina, V. E. Pushkarev, L. G. Tomilova, and D. R. Khokhlov, Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics, 7, 1 (2012).

[3] M. Ibrahim, M. Alaam, H. El-Haes, A. F. Jalbout, A. de Leon, Ecletica quimica, 31, 15 (2006).

Память на основе резистивных переключений в органических материалах: моделирование и перспективы создания устройств

Дронов М.А.^{1,2}, Котова М.С.¹

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, 119992, Москва, Ленинские горы

²ФИАН им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, ГСП-1 Москва, Ленинский проспект, д.53, ФИАН

Резистивные переключения – эффект обратимого изменения электропроводности под действием электрического импульса, хоть и был открыт в 60х годах [1], представляет собой до сих пор не полностью изученный феномен с множеством предлагаемых моделей и архитектур устройств [2]. Органические материалы при этом представляют собой ещё более сложный к пониманию случай, однако перспективны из-за простоты технологии и возможности создания биосовместимых устройств.

Запоминающие устройства на базе эффекта могут быть созданы если (для простоты, рассмотрим случай двух состояний по проводимости) принять высокопроводящее состояние за '1', а низкопроводящее – за '0'. При этом возможно получить состояния долговременного сохраняющиеся без внешнего воздействия, времена переключений менее 15 нс, отношение сопротивлений высокопроводящего/низкопроводящего состояний более двух порядков и надежность в более чем 10⁵ переключений [3].

Мы предлагаем рассмотрение полученных экспериментально результатов путем численного моделирования методом конечных элементов в рамках модели образованияразрушения проводящих каналов [4], в которой скорость роста или разрушения канала описываются активационной зависимостью для радиуса канала от температуры. Эта модель предполагает, что в образце под действием электрического поля образуется проводящий канал, состоящий из металла контакта, металла входящего в состав композита или формирующийся из углерода.

Предложенная модель была применена нами к нашим экспериментальным данным как с большими макроскопическими образцами композитных метал-полимерных составов, так и для образцов с напечатанными контактами (шаг печати – 52 мкм). Моделирование с учетом экспериментальных условий, свойств тепло- и электропроводностей материалов достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными, при этом показана возможность образования как системы с единичным проводящим каналом, что часто считается е динственным вариантом в рамках похожих моделей [5], так и с системой из множества проводящих каналов для достаточно больших образцов.

Для всех случаев моделирования размер проводящего канала составил менее 50 нм в диаметре, а минимальный поперечный размер бита (ограничивающий потенциальную плотность записи) 1 мкм, для гарантированного отсутствия влияния соседних ячеек друг на друга.

Таким образом нами получен подход к моделированию позволяющий хорошо описать экспериментальные результаты в рамках модели образования/разрушения проводящих каналов и показан потенциал для дальнейшего масштабирования будущих устройств в рамках этой модели.

Работа поддержана грантами РФФИ № 16-07-00961,15-29-01267,15-07-06081.

[1] T.W. Hickmott, J.Appl.Phys., 33, 2669 (1962).

[2] J.C. Scott, L.D. Bozano, Adv. Mater. 19, 1452 (2007).

[3] M.S. Kotova, M.A. Dronov, A.V. Rzhevskiy, S.V. Amitonov, T.V. Dubinina, V.E. Pushkarev, L.I. Ryabova, D.R. Khokhlov, Organic Photonics and Photovoltaics, 4(1), 17-23 (2016).

[4] D. Ielmini, Semicond. Sci. Technol., 31, 063002,1-25 (2016).

[5] R. Degraeve et al. IEEDM, 28.4.1 (2010).

Локализация фононов в ветвящихся органических проводниках на основе транс-полиацетилена

Журавлёв М.Н.¹, Горбацевич А.А.^{1,2}, Катаева Т.С.¹

¹Национальный исследовательский университет «МИЭТ», 124498, Москва, Зеленоград, площадь Шокина, дом 1

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

Создание наноразмерных устройств и машин, объединяющих несколько функций внутри одной молекулы, – интенсивно развивающееся направление физики и химии [1]. В качестве структурных компонентов таких систем часто используются органические проводники – полимеры с сопряженными π -связями, простейшим из которых является полиацетилен. Электрофизические параметры модифицированных разветвленных молекул могут изменяться в широком диапазоне и сильно зависят от молекулярной топологии. Важнейшим структурным элементом служат точки ветвления – атомы или функциональные группы, к которым присоединяется больше двух полимерных цепочек. В докладе с помощью *ab initio* моделирования методом функционала плотности показывается, что в фононном спектре ветвящегося полиацетилена могут возникать раман-активные моды, характеризующие локальные колебательные состояния вблизи точки ветвления [2].

Рамановские спектры линейных молекул полиацетилена имеют четко выраженную структуру с двумя сильными линиями, соответствующими нормальным модам v1 (1600–1500 см⁻¹) и v3 (1200–1100 см⁻¹). Эти полосы связаны с фононом Ag. Конкретное положение, форма и ширина спектральных линий зависят от длины полимерной цепочки и частоты лазерного возбуждения В рамановском спектре ветвящегося полиацетилена в области частот 1450–1650 см⁻¹ вместо одной v1 моды появляются четыре интенсивных линии с частотами 1491, 1527, 1548 и 1570 см⁻¹. Из указанных четырех мод три, имеющие частоты 1491, 1527 и 1570 см⁻¹, являются локализованными, в отличие от делокализованных нормальных мод v1 и v3. Локализация подтверждается наличием максимумов в распределении потенциальной энергии по внутренним координатам. Амплитуда колебаний затухает при удалении от точки ветвления. Расщепление объясняется механическим взаимодействием и изменением форм нормальных колебаний.

Характерной особенностью ветвящегося полиацетилена служит значительно более низкая интенсивность спектральных линий по сравнению с линейными молекулами. Это можно связать с уменьшением протяженности молекулы в одном направлении. Данный вывод подтверждается тем, что интенсивность ветвящегося полиацетилена оказывается сопоставима с интенсивностью основных мод линейных молекул той же протяженности. Определяющее влияние протяженности молекулы на интенсивность в спектрах комбинационного рассеяния объясняется наличием сильной интерференции при суперпозиции когерентных колебаний в ветви молекулы. В то же время интенсивность боковых колебательных мод с частотами 1152 см⁻¹ и 1568 см⁻¹ изменяется слабо. Данные моды связаны с возникновением раман-активного фонона с ненулевым импульсом из-за рассеяния электронов на концах молекулярных цепочек. В разветвителе точка ветвления усиливает обратное рассеяние электронов и делит линейную молекулу на несколько частей. Интенсивность боковой полосы обратно пропорциональна длине полимерной цепочки. В результате для колебаний вдоль одинарных связей данный эффект становится доминирующим, и максимум соответствующей полосы поглощения смещается в сторону более высоких частот.

[1] Ben L. Feringa, J. Org. Chem., 72, 6635 (2007) [2] А. А. Горбацевич и др. Российские нанотехнологии, 11, 121 (2016)

Особенности спектров фотопроводимости и фотоиндуцированных состояний в пленках MAPbI₃ перовскитов

Амасев Д.В.¹, Михалевич В.Г.¹, Козюхин С.А.², Казанский А.Г.³

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38 ²Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова РАН, 119991, г. Москва, Ленинский пр-т, 31

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

Значительные успехи в прикладных исследованиях гибридных металло-органических соединений со структурой перовскитов, в частности, в создании высокоэффективных солнечных элементов на основе данных материалов привели к ослаблению внимания к фундаментальным исследованиям физических процессов, определяющих электрические и фотоэлектрические свойства перовскитов.

В работе представлены результаты «классических» исследований спектральных зависимостей фотопроводимости ($\Delta \sigma_{ph}$) пленок свинец-галогенидного перовскита CH₃NH₃PbI₃ (MAPbI₃) и влияния на них предварительного освещения пленок «белым» светом. Пленки MAPbI₃, толщиной d=1мкм., формировались на подложке из кварцевого стекла путем смешения эквимолярных количеств растворов CH₃NH₃I и PbI₂ в DMF и последующего вакуумного отжига приготовленной пленки. Пленки имели микрокристаллическую структуру. Фотоэлектрические параметры пленок измерялись при комнатной температуре при планарной конфигурации Al контактов, оса-

нарной конфигурации Аг контактов, осажденных на подложке до формирования на ней исследуемой пленки.

На Рис.1 представлены спектральные зависимости $\Delta \sigma_{ph}$ пленки MAPbI₃, нормированные на плотность потока падающих квантов N. Как видно, $\Delta \sigma_{ph}$ резко уменьшается при энергии кванта hv<1.56 эВ и слабо возрастает при hv>1.56 эВ. Такое поведение не характерно для $\Delta \sigma_{ph}(hv)$ пленок неупорядоченных полупроводников. Измерения спектральной зависимости коэффициента поглощения α методом постоянного фототока показали, что в области hv<1.56 эВ α экспоненциально уменьшается на 4 порядка величины с параметром Урбаха, равным 20 мэВ, что сопоставимо с параметрами Урбаха для монокри-



Рис. 1. - Спектры фотопроводимости до (А) и после (В) освещения пленки белым светом интенсивностью 40мВт/см² в течение 2 часов.

сталлических полупроводников. В области hv>1.56 эВ, где согласно измерениям $\alpha>4\cdot10^4$ см⁻¹ и, соответственно, $\alpha d>4$, фотопроводимость пленки не уменьшается с ростом hv вследствие увеличения вклада поверхностной рекомбинации, а медленно возрастает. Это свидетельствует о необычно малом влиянии поверхностной рекомбинации на $\Delta \sigma_{ph}$ в пленках CH₃NH₃PbI₃. Из Рис.1 также видно, что длительное освещение приводит к увеличению $\Delta \sigma_{ph}$ в области hv<1.56 эВ, которое исчезает после выдержки пленки в темноте в течение суток. Как показано на вставке Рис. 1, максимальное относительное метастабильное увеличение $\Delta \sigma_{ph}$ наблюдается для hv=1.2 эВ. Полученные результаты указывают на фотоиндуцированное появление занятых носителями заряда состояний в запрещенной зоне MAPbI₃, которые, как видно из Рис.1, не влияют на величину межзонной фотопроводимости. В работе рассмотрена возможная природа данных состояний в CH₃NH₃PbI₃.

Топология проводящих каналов при резистивных переключениях в структурах на основе композиционных материалов

Котова М.С.¹, Дроздов К.А.¹, Дубинина Т.В.^{1,2}, Кузьмина Е.А.¹, Васильев Р.Б.¹, Рябова Л.И.¹

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

²Институт физиологически активных веществ Российской академии наук 142432, Черноголовка, Московская область, Северный пр. 1

Развитие быстрых, компактных, дешевых устройств памяти является важной задачей современной электроники. В работе изучается резистивная память, которая обладает преимуществами по сравнению с используемыми технологиями: она может быть энергонезависимой, обладать большим числом циклов перезаписи 10⁵, быстрой, долговечной- 3.5 месяца сохранение состояний и масштабируемой[1]. Также важным параметром является возможность получения более чем двух состояний запоминающей ячейки. Использование органических материалов[2] позволяет значительно упростить технологию изготовления, возможно нанесения материалов из раствора, например, печать. Оптимизация параметров элементов резистивной памяти предполагает понимание механизма резистивного переключения (РП). Для структур с использованием в качестве активного элемента органических материалов существующие представления являются весьма неоднозначными.

В настоящей работе мы использовали метод импеданс-спектроскопии для сканирования состояний с разной проводимостью и определения механизма РП. Состояния достигались в процессе резистивного переключения в сэндвич-структурах на основе композиционной полимерной матрицы. В полимерную матрицу добавлялись органические полупроводниковые частицы три[гексадека-хлорфталоцианина] лютеция и коллоидные нанопластинки CdSe. Внедрение частиц в полимерную матрицу позволило увеличить стабильность и снизить рабочее напряжение РП.

Путем варьирования нагрузочного сопротивления, подключенного последовательно с образцом, осуществлялось перераспределение напряжения и стабилизация образцов в состояниях с промежуточным значением сопротивления. Для всех состояний импедансспектры представляли собой полуокружности, смещенные от начала координат. Импедансспектры не имеют особенностей, которые могли бы указывать на наличие ионной проводимости, локализацию носителей (прыжковую проводимость) и процессы, связанные с перезарядкой ловушек[3]. Проводимость является электронной. Скачкообразный рост значения емкости для состояния с максимальной проводимостью свидетельствует об эффекте Максвелла-Вагнера. Установлено, что транспорт носителей заряда осуществляется по каналам, структура которых изменяется в процессе переключения. Повышение проводимости структуры сопровождается изменением связанности каналов- преобразованием изолированных каналов в разветвленную сеть пересекающихся каналов.

Таким образом, показана возможность получения более двух состояний при РП и определен механизм формирования проводящих каналов при РП в рассмотренной композиционной структуре.

[1] M.S. Kotova, et.al., Organic Photonics and Photovoltaics, 4, 1, 17 (2016).

[2] F.Pan, et.al., Materials Science and Engineering R, 83, 1 (2014).

[3] Н.Мотт, Э.Дэвис, Электронные процессы в некристаллических веществах, М.:Мир (1982), Т.1

Дрейф и диффузия носителей заряда в аморфных полупроводниках с экспоненциальной пространственно коррелированной плотностью состояний

Новиков С.В.^{1,2}

¹ Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, Ленинский просп. 31, 119071, Москва

² Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Мясницкая ул. 20, 101000, Москва

Полевая зависимость характеристик прыжкового транспорта носителей заряда (дрейфовой скорости v, коэффициента диффузии D) в аморфных полупроводниках определяется видом плотности состояний и корреляциями случайного ландшафта энергий транспортных центров. К настоящему времени хорошо изучено влияние корреляций на транспорт носителей в системах с гауссовой плотностью состояний (ПС), типичных для органических полупроводников [1]. Однако в этих материалах возможно возникновение и экспоненциальной ПС $g(U) \propto \exp(U/U_0)$,

U < 0 [2]. Такой вид ПС характерен и для халькогенидных стекол. Для экспоненциаль-ной пространственно коррелированной ПС уже исследовалась полевая зависимость дрейфовой скорости [3].

В представленном докладе обсуждается расплывание пакета носителей в режиме недисперсионного транспорта $\kappa = U_0 / kT < 1$, когда В бесконечной среде устанавливается ненулевая скорость Подробно ν. рассмотрен случай степенной корреляционной функции случайной энергии, убывающей с расстоянием как $c(x) \propto 1/x^n$, характерной для аморфных полупроводников. органических Ненулевая v существует для любого n > 0, тогда как D обращается В бесконечность при *n* < 1 из-за



Рис.1. – Различные области существования Dдля степенных функции c(x) (вставка показывает поведение $\kappa_{\min}(n)$ при n >> 1).

медленности спадания c(x) (области 3 и 4). Расходимость *D* имеет место и для n > 1 для достаточно больших $\kappa > \kappa_{\min}(n)$ (область 2 выше кривой $\kappa = \kappa_{\min}(n)$ на Рис. 1), из-за расходимости корреляционных функций вида $\langle \exp\{[U(x_1) - U(x_2) + U(x_3) - U(x_4)]/kT\}\rangle$. Кривая $\kappa = \kappa_{\min}(n)$ может быть продолжена и левее прямой n = 1, что и ведет к различию областей 3 и 4. Конечность *D* и обычное диффузионное расплывание пакета носителей имеет место только в области 1. Вопрос о самом виде и различиях динамики расплывания пакета в областях 2 – 4 остается открытым. Для функций $c(x) = \exp(-ax)$, или спадающих быстрее, коэффициент диффузии существует для всех $\kappa < 1$. Исследована также выполнимость соотношения Эйнштейна для различных видов c(x).

[1] S.V. Novikov, A.V. Vannikov, J. Phys. Chem. C 113, 2532 (2009).

[2] F. May, B. Baumeier, C. Lennartz, D. Andrienko, Phys. Rev. Lett. 109, 136401 (2012).

[3] S.V. Novikov, J. Chem. Phys. 146, 024504 (2017).

Секция 10

Углеродные наноматериалы

Компьютерное моделирование термических процессов в фуллерене С₆₀

Барбин Н.М.^{1,2}, Дан В.П.¹, Терентьев Д.И.¹, Алексеев С.Г.¹

¹Уральский институт ГПС МЧС России, 620062, Екатеринбург, ул.Мира, 22 ²Уральский государственный аграрный университет, 620075, Екатеринбург, ул.Карла Либкнехта, 42

Фуллерен С₆₀ является наиболее распространенным представителем фуллеренов. В настоящее время в научной литературе обсуждаются вопросы использования фуллеренов для создания фотоприемников и оптоэлектронных устройств, катализаторов роста алмазных и алмазоподобных пленок, сверхпроводящих материалов. Фуллерены применяются для синтеза металлов и сплавов с новыми свойствами. Фуллерены планируют использовать в качестве основы для производства аккумуляторных батарей, которые, в отличии от никелевых, характеризуются более высокой эффективностью, малым весом, а также экологической и санитарной безопасностью по сравнению с наиболее продвинутыми в отношении этих качеств аккумуляторами на основе лития. Такие аккумуляторы могут найти широкое применение для питания персональных компьютеров и слуховых аппаратов.

Однако термические свойства углеродных наноматериалов еще недостаточно хорошо изучены.

В работе изучалось поведение фуллерена С₆₀ при нагревании в среде аргона при атмосферном давлении. Исследования проводились методом термодинамического моделирования.

Термодинамическое моделирование заключается в термодинамическом анализе равновесного состояния системы в целом (полный термодинамический анализ) [1, 2]. Одной из наиболее развитых и эффективных программ, реализующих такие термодинамические расчеты, является программный комплекс TERRA, представляющий собой этап дальнейшего развития пакета программ ASTRA [3]. Расчеты состава фаз и характеристик равновесия проводятся с использованием справочной базы данных по свойствам индивидуальных веществ.

Проведенный компьютерный эксперимент позволяет определить фазовое распределение углерода в системе С₆₀-Ar на всем рассматриваемом температурном интервале.

В результате анализа экспериментально полученных данных были определены процессы и температурные диапазоны протекания реакций, рассчитаны константы равновесия реакций, а также выявлены две точки перегибов – при 3573 К для конденсированной фазы и 3973 К – для газовой фазы. Данные точки перегиба соответствуют точкам перегибов графиков теплофизических характеристик, из чего можно сделать вывод, что при достижении этих температур теплофизические характеристики системы С₆₀-Аг изменяются.

[1] Barbin N.M., Terentiev D.I., Alekseev S.G., Tuktarov M.A., Romenkov A.A. Modeling of radioactive graphite oxidation in molten salts. – Book of abstracts. The 33rd international symposium «Scientific basis for nuclear waste management». – St. Petersburg, 2009, p. 133.

[2] Barbin N.M., Terentiev D.I., Alekseev S.G., Tuktarov M.A., Romenkov A.A. Modeling of radioactive graphite oxidation in molten salts: computer experiment. – Material research society symposium proceeding, 2009, 1193, p. 359–366.

[3] Ватолин Н.А., Моисеев Г.К., Трусов Б.Г. Термодинамическое моделирование в высокотемпературных системах. – М.: Металлургия, 1994.–352 с.

Моделирование образования перколяционных каналов в тонких плёнках углеродных нанотрубок графическим методом

Ефимов В.М.

ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. ак. Лаврентьева, 13

Применение тонких пленок разупорядоченных углеродных нанотрубок (carbon nanotube networks) в различных наноприборах всегда осложняется опасностью образования перколяционных каналов с повышенной проводимостью (по сути – закороток) нанотрубками с металлическим типом проводимости [1]. Наиболее простой метод, применяемый для оценки пороговых значений перколяционного порога проводимости для таких пленок, состоит в моделировании «палочной» структуры УНТ-пленки методом Монте-Карло [2]. Но в этом случае применение классической теории не может дать очень хороших результатов, поскольку реальный вид УНТ-пленок далеко не соответствует такой упрощенной модели. В данной работе предлагается нетрадиционный подход для моделирования образования перколяционных каналов графическим методом, который основан на применении математических программ, неявно заложенных в современных инструментах обработки сложных графических рисунков: выделение и копирование каких-то частей, соединение контактирующих областей с одинаковой расцветкой и пр. При этом мы можем использовать любую, близкую к реальности, конфигурацию «нанотрубок» и создавать «пленки» с любой плотностью. Основная схема предлагаемого метода состоит в следующих последовательных шагах: «проектирование» размера и формы нанотрубок, хаотичном разбрасывании их изображений по заранее определенной области (например области



канала транзистора) с последовательным увеличением плотности «нанотрубок» и, наконец, объединении всех нанотрубок контактирующих друг с другом и с областью стока или истока. На рисунке приведен результат такого моделирования для «пленок» с плотностью 60, 70 и 80 нано-

Рис.1.Образование перколяционного канала с повышением количества УНТ-пленки от 60 до 80 трубок.

трубок приходящихся на область канала. Прямоугольниками обозначены области стока и истока, контактирующие с нанотрубками. Для приведенного примера форма «нанотрубок» почти соответствует классической «палочной» модели. На рисунке показаны только «проводящие» нанотрубки, образующие область закоротки. Всё остальное пространство должно быть заполнено «трубками» с полупроводниковым типом проводимости которых обычно в два раза больше, чем «металлических» . При изменении формы нанотрубок на более сложную, уширенную конфигурацию наблюдалось значительное снижение «перколяционного порога» почти вдвое, что показывает эффективность применения такого метода для нанотрубок, имеющих форму близкую к любой реальной. Описанным методом проведено моделирование для образования перколяционного канала проводимости для транзисторов с шириной канала 40 мкм и длинами от 5 до 40 мкм с различной длиной нанотрубок от 2 до 10 мкм различной конфигурации.

[1] L. Hu et al., Nano Lett., 4, 12, 2513 (2004).
[2] V. K. Sangwan et al., Appl. Phys. Lett., 97, 043111, (2010).

Зарядовый транспорт в тонких пленках одностенных УНТ

Жукова Е.С.¹, Горшунов Б.П.^{1,2}, Староватых Ю.С.¹, Белянчиков М.А.^{1,2}, Гребенко А.К.¹, Бубис А.¹, Прохоров А.С.^{1,2}, Цебро В.И.³, Тонких А.А.², Рыбковский Д.В.², Каирріпеп Е.І.⁴, Насибулин А.Г.^{4,5,6}, Образцова Е.Д.²

¹Московский физико-технический институт, 141700, Долгопрудный, Институтский пер., 9 ²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38 ³Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Ленинский пр., 53 ⁴Department of Applied Physics, Aalto University, School of Science, 15100, FI-00076 Espoo, Finland

⁵Сколковский институт науки и технологий, 143026, Москва, ул. Нобеля, 3

⁶НИТУ «МИСиС», 119049, Москва, Ленинский пр.,4

Уникальные физические и электронные свойства углеродных материалов, таких как углеродные нанотрубки (УНТ), делают их перспективными объектами для целей нано-,

микро- и макро-электроники. В последнем случае, тонкие слои или пленки сантиметрового размера, состоящие из большого числа неупорядоченных или ориентированных УНТ, можно рассматривать либо как отдельные «устройства» (например, поляризаторы терагерцового излучения), либо как компоненты более сложных приборов. В настоящее время, однако, вопросы о микроскопических механизмах переноса заряда и низкоэнергетической электродинамики двумерных массивов УНТ в основном открыты: существующие экспериментальные данные весьма противоречивые, а их интерпретация неоднозначна.

Нами были проведены измерения терагерцовых-инфракрасных спектров оптической проводимости и диэлектрической проницаемости высококачественных «чистых» и легированных (с CuCl, I, AuCl₃) пленок одностенных УНТ, в широком диапазоне частот от 7 см⁻¹ до 24 000 cm^{-1} и в широком температурном интервале, от 300 К до 5 К. Обнаружено, что спектры демонстрируют типичные металлические частотные и температурные зависимости и могут быть описаны с использованием формализма модели проводимости Друде (Рис.1), в рамках которого нами были определены температурные зависимости эффективных параметров свободных носителей заряда в пленках, характеризующих терагерцовый-инфракрасный отклик массива УНТ: плазменная частота, частота рассеяния, подвижность. Кроме того, в «чистых» (pristine) пленках обнаружены особенности, природу которых мы связываем с туннельными щелями на



Рис.1 — Температурные зависимости эффективных параметров носителей заряда в пленках УНТ, полученных в «чистых» и легированных СиСl и йодом, полученных в результате обработки ТГц-Ик спектров проводимости с применением модели Друде. (а) - статическая проводимость (точки) и проводимость на частоте 10 см⁻¹ (пунктирные линии); (b) - плазменная частота; (c) частота рассеяния; (d) — подвижность; (e) - длина свободного пробега; (f) - время свободного проблега.

границах между отдельными трубками. Наши результаты наглядно демонстрируют, что терагерцовая-инфракрасная спектроскопия является эффективным методом изучения механизмов зарядового транспорта в слоях углеродных нанотрубок.

Исследование поверхностного потенциала деформированных углеродных нанотрубок методом зонда Кельвина

Коньшин А.А., Ильина М.В.

Южный федеральный университет, Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, 347922, Таганрог, ул. Шевченко, 2, корп. «Е»

В настоящее время одним из перспективных направлений развития электроники является нанопьезотроника - область науки, использующая пьезоэлектрические свойства нановискеров и нанотрубок для разработки и исследования новых приборов и устройств [1]. Особое внимание уделяется углеродным наноструктурам, отличающимися высокими значениями масштабируемости, быстродействия и энергоэффективности и проявляющим аномальные пьезоэлектрические свойства [2]. Целью данной работы является исследование распределения поверхностного потенциала деформированных ориентированных углеродных нанотрубок (УНТ) методом зонда Кельвина атомно-силовой микроскопии (АСМ).

В качестве исследуемого образца использовался массив вертикально ориентированных углеродных нанотрубок с диаметром 62 нм и высотой 1,2 µм, выращенный методом плазмохимического осаждения из газовой фазы с использованием нанотехнологического комплекса НАНОФАБ НТК-9 (НТ-МДТ, Россия). Исследования массива нанотрубок выполнялось методом АСМ на зондовой нанолаборатории Ntegra (НТ-МДТ). На первом проходе проводилось сканирование поверхности массива УНТ в полуконтактном режиме. В процессе сканирования под механическим воздействием зонда АСМ индивидуальные нанотрубки раскачивались и объединялись в пучки под действием сил Ван-дер-Ваальса (рисунок 1, а). Во время второго прохода сканирования измерялся поверхностный потенциал пучков УНТ на расстоянии 15 нм от поверхности массива. Полученное изображение распределения поверхностного потенциала пучков УНТ представлено на рисунке 1, б.

полученных Анализ АСМ-изображений показал, что на вершинах индивидуальных нанотрубок поверхностный потенциал не превышал -3 мВ. В то время как, на вершинах пучков УНТ диаметром до 150 нм наблюдался отрицательный поверхностный потенциал величиной до -110 мВ, а вблизи основания пучков – положительный потенциал величиной до



Рис. 1. – АСМ изображения массива ориентированных УНТ: а)- рельеф поверхности, полученный в полуконтактном режиме; б)- распределение поверхностного потенциала

130 мВ. Таким образом, наличие поверхностного потенциала на пучках связано с деформацией УНТ и проявлением пьезоэлектрического эффекта в них [2]. Полученные результаты могут быть использованы при разработке технологических процессов формирования перспективных устройств нанопьезотроники на основе углеродных нанотрубок.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 16-29-14023 офи_м и №16-37-00101 мол_а).

[1] Z.L. Wang, Adv. Mater, 19, 889 (2007).
[2] S. Chandratre et al., Appl. Phys. Lett., 100, 023114 (2012).

Сенсоры на основе пленок графена, полученных термодеструкцией поверхности полуизолирующих подложек SiC

Лебедев А.А.¹, Давыдов В.Ю.¹, Лебедев С.П.¹, Смирнов А.Н.¹, Левицкий В.С.¹, Елисеев И.А.^{1,3}, Новиков С.Н.², Усачев Д.Ю.³, Рыбкин А.Г.³, Вилков О.Ю.³, Макаров Ю.Н.^{4,5}

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, С.-Петербург, Политехническая 26 ²Aalto University, Finland, 02150,Espoo, Tietotie 3

3 Санкт-Петербургский государственный университет, 198504, С.-Петербург, Петергоф, ул. Ульяновская, д.1

 $^{4}\Gamma K$ «Нитридные кристаллы», 194156, С.-Петербург, пр. Энгельса, д. 27

⁵Nitride Crystals Inc., USA, NY 11729, 181 E Industry Court, Suite B, Deer Park

Пленки графена были выращены методом термического разложения Si-грани полуизолирующих подложек карбида кремния политипов 6*H*-SiC и 4*H*-SiC. Синтез осуществлялся в вакууме и атмосфере инертного газа (Ar). Перед ростом графена проводилось субли-

мационное травление SiC для удаления дефектного слоя с поверхности. С использованием спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС), атомно-силовой микроскопии, дифракции медленных электронов, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, спектроскопии рентгеновского поглощения вблизи К-края углерода и фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) получена и проанализирована информация о кристаллической и электронной структуре выращенных графеновых пленок (Рис.1). Результаты комплексных исследований были использованы для установления связи структурных, химических и электронных характеристик графеновых пленок с режимами роста. Это позволило осуществить оптимизацию технологических параметров и создать надежную технологию роста высококачественных графеновых пленок с толщинами в диапазоне 1-2 монослоя. Установлено, что наилучшими структурными характеристиками обладают пленки графена, выращенные с использованием следующих технологических параметров: температура роста 1850 °C, время роста 10 мин, давление аргона в ростовой камере 750 Торр, скорость нагрева образца 100-150 ⁰С/мин.

На основе выращенных высококачественных графеновых пленок были изготовлены и протестированы газовые и биосенсоры с рекордной для твердотельных сенсоров чувствительностью [1,2].

[1] А.А.Лебедев, В.Ю.Давыдов, С.В.Новиков, Д.П.Литвин, Ю.Н.Макаров, В.Б.Климович, М.П.Самойлович, ПЖТФ, 42 (14),28 (2016).

[2] S.Novikov, N.Lebedeva, A.Satrapinski, J.Walden, V.Davydov, A.Lebedev, Sensors and Actuators B: Chemical, 236, 1054 (2016).



Рис.1. – (а) Массив спектров КРС, полученный на площади графеновой пленки размером 12×12 мкм. (б) ФЭСУР в окрестности К-точки зоны Бриллюэна. Образец #EG-21, синтезированный на подложке 6H-SiC.

Модифицированный в плазме SF₆ оксид графена

Неустроев Е.П., Ноговицына М.В., Соловьев Б.Д.

Северо-Восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова, 677000, Якутск, ул. Белинского, 48

Фторированный оксид графена (ОГ) представляет интерес при создании электронных и оптоэлектронных приборов [1], высокочастотных приборов [2] и для медицинских приложений [3]. Метод фторирования ОГ в плазме представляет собой простой, легко масштабируемый и экологически безопасный метод, не требующий использования повышенных температур и длительных обработок.

ОГ был получен модифицированным методом Хаммерса н нанесен на подложку Si/SiO2. Обработки ОГ проведены в плазме SF₆ мощностью от 100 до 350 Вт различной длительности при скорости потока газа до 100 см³/мин. Для уменьшения дефектообразования при плазменной обработке часть образцов устанавливалась так, чтобы подложка экранировала ОГ от непосредственной бомбардировки ионами. Исследования фторированного в плазме SF₆ оксида графена проведены методами спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС), рентгеновской энергодисперсионной спектроскопии и вольт-амперных характеристик (ВАХ). На рисунке 1 показаны изменения содержания фтора на поверхности ОГ в зависимости от мощности плазмы (а) и времени обработки (б). Из спектроскопии КРС следует, что при экранировке подложкой дефектообразование ОГ уменьшается. Данный факт позволяет использовать более высокие мощности плазмы, что приводит к сокращению времени обработки при одинаковых уровнях фторирования.

Фторирование ОГ в плазме SF₆ приводит к увеличению сопротивления образцов. Степень изменения сопротивления зависит от толщины образцов. Это позволяет предположить, что процесс фторирования ОГ происходит в приповерхностной области. При последующих термообработках (250° С, 30 мин.) сопротивление восстанавливается до исходного (рис.2).

[1] Z. Ao et al, ACS Appl. Mater. Interfaces, 7 (35), 19659 (2015).

[2] P. M. Sudeep et al, Appl. Phys. Lett., 106, 221603 (2015).
[3] A. Mathkar et al, Part. Part. Syst. Charact., 30, 266 (2013).



Рис.1а. Зависимость содержания фтора на поверхности ОГ в ат.% от мощности плазмы при времени обработки 1 мин.



Рис.16. Зависимость содержания фтора от времени обработки при мощности плазмы 225 Вт.



Рис.2 Изменение сопротивление образца при поочередной обработке в плазме (250 Вт, 1мин) и отжиге при T=250°C длительностью 15 мин.
Исследование свойств оксида графена модифицированного наноразмерными частицами серебра

Ноговицына М.В., Неустроев Е.П., Бурцева Е.К.

Северо-Восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова, 677000, г. Якутск, ул. Белинского, 48

Модифицированный наноразмерными частицами серебра оксид графена (ОГ) представляет интерес в качестве прозрачных проводящих электродов [1], чернил для печатной электроники [2], а также для биологических приложений [3]. Для применения в электродах требуется сочетание высокой проводимости и оптической прозрачности материала при устойчивости к механическим нагрузкам. В работе проводится исследование влияния наночастиц и нанопроволок серебра на электрические и оптические свойства ОГ.

Использованные в работе ОГ, наночастицы и нанопроволоки серебра были получены с помощью модифицированного метода Хаммерса, цитратного способа и метода полиольного синтеза, соответственно. Приготовленные суспензии ОГ с серебряными наночастицами были нанесены тонким слоем на диэлектрические поверхности и высушены при комнатной температуре. Образованные пленки имели толщины от нескольких единиц до десятков нанометров. Для восстановления ОГ с целью удаления кислородных групп проведены термические и химические обработки.

Для исследований свойств полученных материалов привлечены методы атомносиловой и электронной микроскопии, энергодисперсионного анализа, спектроскопии комбинационного рассеяния света, оптической спектрометрии и вольтамперных характеристик. Как показали измерения, размеры наночастиц серебра составляют в среднем 60-80 нм, диаметры нанопроволок – несколько десятков нанометров. Также, из результатов проведенных исследований следует, что синтезированные композитные материалы демонстрируют повышенные электрические проводимости при сравнимых, с исходными образцами ОГ, коэффициентах оптического пропускания. В работе будет проводиться обсуждение полученных результатов.

[1] Y. Yoon, K. Samanta, H. Lee, K. Lee, A.P. Tiwari, J. Lee, J. Yang, H. Lee. Scientific Reports 5: 14177 (2015).

[2] W. Zhang, E. Bi, M. Li, L. Gao. Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, 490, 232 (2016)

[3] S. W. Chook, C. H. Chia, S. Zakaria, M. K. Ayob, K. L. Chee, N. M. Huang, H. M. Neoh, H. N. Lim, R. Jamal, R. M. F. R. A. Rahman. Nanoscale Research Letters, 7, 541 (2012).

Электрическое сопротивление пленок из заполненных одностенных углеродных нанотрубок

Образцова Е.Д.¹, Тонких А.А.¹, Цебро В.И.², Рыбковский Д.В.¹, Образцова Е.А.¹, Чувилин А.Л.³

¹Ин-т общей физик им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, 119991 Москва (Россия) ²Физический ин-т им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр. 53, 119991 Москва (Россия) ³CIC NanoGUNE Consolider, San Sebastian 20018, Spain

Тонкие (с толщиной менее 100 нм) пленки из одностенных углеродных нанотрубок, заполненных молекулами – акцепторами электронов, являются макроскопическим об'ектом и обладают прозрачностью около 90% и поверхностным сопротивлением 50 Ом/квадрат. Эти параметры делают их реальным претендентом на замещение наиболее

популярного сегодня материала для электродов - ИТО (оксида индия-олова) в оптоэлектронике.

В работе представлен цикл исследований пленок с различной прозрачностью (от 60 до 90%) методами оптической спектроскопии, просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения и термо-зависимого электрического сопротивления [1]. Обнаружено, что заполнение нанотрубок приводит к их легированию р-типа, подтвержденному сдвигом положения тангенциальной моды (1592 см⁻¹) в спектрах комбинационного рассеяния света и подавлением полос Е11 и Е22 в спектрах оптического поглощения. Оцененный сдвиг уровня Ферми в валентную зону составляет около 1 эВ. После легирования электрическое сопротивление трубок падает почти на порядок, а оптическое пропускание увеличивается на 3-5%. Температурные зависимости электрического сопротивления демонстрируют два типа поведения – при низких температурах наблюдается полупроводниковый тип. После перегиба, наблюдающегося для различных акцепторов на разных температурах (от 50 до 160 °C), регистрируется металлический тип поведения. Термо-зависимое электрическое сопротивление удалось достаточно точно аппроксимировать с помощью модели, учитывающей 2 вклада – сопротивление самих пучков как одномерного объекта и туннелирование электронов между пучками нанотрубок с термо-зависимой высотой барьера. Изменение температуры точки перегиба определяется тем фактом. что при сдвиге уровня Ферми в валентную зону в процессе рассеяния электронов, определяющем электрическое сопротивле-



Рис. 1. — Электронно-микроскопическое изображение одностенной углеродной нанотрубки, заполненной CuCl.



Рис.2. – Температурная зависимость электрического сопротивления пленок из одностенных углеродных нанотрубок, заполненных различными акцепторами (йод, CuCl).

ние материала, начинают участвовать дополнительные фононы, запрещенные в чистых нанотрубках.

Работа выполнялась при поддержке Российского научного фонда (проект 15-12-30041).

[1] V.I. Tsebro, A.A. Tonkikh, D.V. Rybkovskiy, E.A. Obraztsova, E.I. Kauppinen and E.D. Obraztsova «Phonon contribution to electrical resistance of acceptor-doped single-wall carbon nanotubes assembled into transparent films", Phys. Rev. B 94 (2016) 245438 (1-10).

Транспорт и фазовые переходы в углеродных материалах при высоких давлениях

Тихомирова Г.В., Волкова Я.Ю., Петросян Т.К., Тебеньков А.В.

Уральский федеральный университет, 620000, Екатеринбург, пр. Ленина, 51

Исследованы явления переноса в углеродных материалах (фуллерене C60 в мономерной, ромбоэдрической и тетрагональной фазах, в одностенных и двустенных углеродных нанотрубках (ОУНТ и ДУНТ), в графене и графите) при давлениях до 35 ГПа. Изучена кинетика релаксации этих материалов при изменении давления. Измерения проводились в камере высокого давления с алмазными наковальнями из синтетических алмазов «карбонадо».

В процессе обработки давлением и температурой фуллерен испытывает последовательность фазовых превращений. Эти фазы сильно отличаются как по величине сопротивления (от сотен Ом до сотен МОм), так и по его температурной зависимости. Идентифицированы особенности, соответствующие известным из литературы фазовым превращениям фуллерена. Предложена схема последовательности фазовых превращений фуллерена под действием высоких давлений и/или температур. Определено время релаксации сопротивления всех фаз фуллерита после изменения давления: оно составляет более двух часов. Зависимость критических давлений от условий и длительности предварительной обработки фуллерена давлением и температурой, а также размытый характер фазовых переходов связываются с большой длительностью этих переходов.

Исследуемые образцы однослойных углеродных нанотрубок были получены методом химического парофазного осаждения CVD и очищены методом HiPCO (High pressure CO). Диаметр полученных ОУНТ был оценен при помощи просвечивающего электронного микроскопа и составил 0,8 – 1,2 нм. Обнаружена сильная зависимость сопротивления жгутов ОУНТ от давления. Обнаруженные особенности на барической зависимости сопротивления при 2 и 7 ГПа соответствуют фазовым переходам, связанным с изменениями поперечного сечения нанотрубок.

Обнаружена сложная зависимость сопротивления жгутов двустенных углеродных нанотрубок (ДУНТ) от давления, которая связывается с процессами деформации их углеродной структуры. Из-за большого диаметра внешней трубки, и, соответственно, большего количества дефектов, двустенная структура разрушается при гораздо меньших давлениях, чем одностенная. Тем не менее, полного разрушения нанотрубок не происходит вплоть до давлений порядка 30 ГПа. Известно, что вероятность полимеризации у двустенных нанотрубок больше, чем у одностенных, однако в наших опытах полимеризации ДУНТ не обнаружено.

Исследованы проводимость, магнетосопротивление и термоэдс графита и графена в зависимости от давления до 50 ГПа при комнатной температуре, а также кинетика их релаксации. Наблюдавшиеся особенности связываются с фазовыми переходами в графите при этих давлениях.

Дополнительно исследовалась возможность возникновения новых фаз углерода из графита при выдержке под давлением от 18 до 45 ГПа в течение суток. Обнаруженные особенности на барических зависимостях сопротивления и времен релаксации сопротивления в области 27-35 ГПа, по-видимому, связаны с возникновением зародышей новой фазы, которая сохраняется после снятия нагрузки. Обнаружено два различных времени релаксации. Первое не превышает 40 секунд. Однако при более длительной выдержке под давлением в области давлений 27-35 ГПа время релаксации составляет несколько часов.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 16-02-01137 и 16-02-00857).

Алмаз для электроники и оптики: проблемы получения монокристаллических пластин большого размера

Хмельницкий Р.А., Гиппиус А.А.

ФИАН им. П.Н. Лебедева, Ленинский пр. 53, Москва, 119991, Россия

Обзорный доклад посвящен различным методам получения монокристаллических пластин алмаза большого размера. Уникальные свойства алмаза стимулировали исследования и поиски его применений во многих областях, в том числе в оптике, оптоэлектронике, электронике, биологии и электрохимии. Для большинства применений алмаза в современной технологии нужны монокристаллические алмазные подложки или пленки больших размеров (25 мм и более), пригодные для фотолитографического процесса. До сих пор размер остается главной проблемой, поскольку доступны кристаллы алмаза размером не более 10 мм. Методом высокого давления/высокой температуры с температурным градиентом научились выращивать малоазотные кристаллы весом 7-8 карат (10 мм в поперечнике). Несмотря на заметный прогресс, этот метод пока представляется малоперспективным непосредственно для изготовления пластин монокристаллического алмаза большой площади. Метод парофазного химического осаждения свободен от пространственных ограничений роста монокристаллов алмаза. В последнее время предложены конструкции реакторов, позволяющие выращивать алмаз на пластинах диаметром до 250 мм. Этим методом можно достигнуть скорости роста алмаза ~ 100 мкм/час при возрастании качества материала. В обзоре рассмотрены три перспективных направления изготовления монокристаллического алмаза большого размера [1]: а) выращивание монокристалла большого объема, б) осаждение гетероэпитаксиальных алмазных пленок на монокристаллических подложках, в) изготовление составных алмазных подложек. Отмечается, что пока наибольший прогресс достигнут на пути изготовления составных алмазных подложек методом клонирования (рис. 1).



Рис. 1. – Составные монокристаллические алмазные пластинки размером около 1 дюйма, полученные методом клонирования. Из работы [2].

[1] Р.А. Хмельницкий., УФН, 182(2), 143 (2015). [2] Н. Yamada et al., Diam. Relat. Mater. 24, 29 (2012).

Влияние пластической деформации алюминий-графеновых композитов на дефектность графена

Шатунова А.А.^{1,2}, Пряхина В.И.²

¹ИВТЭ УрО РАН, 620137, Екатеринбург, ул. Академическая, 20 ²Уральский Федеральный университет им. Б.Н.Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Особый интерес графеноподобные структуры привлекают из-за уникальных свойств: высокой прочности, жесткости, электропроводности, а также большой подвижности носителей заряда. Известно, что свойства композитов зависят от микроструктурных параметров введенных в металлическую матрицу армирующих элементов, таких как форма, размер, объемная доля и дефектность.

В работе исследовались образцы алюминий-графеновых композитов, полученных синтезом углеродных прекурсоров в расплаве алюминия [1]. На данный момент метод не имеет аналогов, ввиду чего встает вопрос об оценке качества армирующей фазы. Синтез графена происходил непосредственно в расплавленной металлической матрице. Для сравнения с исходным необработанным образцом были изучены два образца плоского проката – фольга и полированная фольга, а также проволока.



Рис.1. – СЭМ изображение углеродных пленок на поверхности проволоки (x100).

Для получения изображений поверхности образцов был применен метод сканирующей электронной микроскопии (рис. 1). Размеры некоторых углеродных пленок достигают 20-30 мкм. Чистота углеродной фазы была проанализирована с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния света. Помимо этого углеродные структуры были охарактеризованы методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии.

Изучение спектров КРС углеродных пленок позволило идентифицировать наличие мультиграфеновых областей на поверхности композита. Помимо этого, анализ не выявил полос, соответствующих колебаниям нежелательного продукта – кар-

бида алюминия (Al₄C₃).

Наблюдалось увеличение полуширин характерного пика G, что говорит о снижении степени графитизации по сравнению с исходным образцом. Эти данные подтверждаются на РФЭС анализе, указывающем на уменьшение содержания атомов углерода, находящихся в sp²- гибридизации. По форме пика второго порядка была проведена оценка количества слоев графена. На основе формул [2] средние размеры зерен графена остаются примерно одинаковыми (5-5,5 нм) для всех образцов.

Данные позволяют судить о некоторых модификациях геометрически плоской структуры волокон и возникновении механических напряжений в углеродной сетке из-за рассогласования параметров решеток алюминия (а=0,405 нм) и графена (а=0,246 нм). Изменение углеродных структур под действием внешних сил является неравновесным процессом, высока вероятность деформаций армирующего материала, вызванного горячей прокаткой, вытяжкой и обработкой образцов.

[1] L.A. Yolshina et.al., J Alloy Compd., **663**, 449 (2016). [2] A.C. Ferrari et.al., Phys. Rev. Lett., **97**, 187401 (2006).

Секция 11

Метаматериалы и фотонные кристаллы. Нанофотоника

Плазмонная анизотропия металлических нанокластеров на поверхностях полупроводников

Берковиц В.Л., Кособукин В.А., Улин В.П., Коротченков А.В., Солдатенков Ф.Ю., Алексеев П.А.

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

Обнаружена и исследована экспериментально и теоретически анизотропия плазмонов в ансамблях нанокластеров индия и золота, сформированных на поверхностях (001) InAs и GaAs соответственно. Нанокластеры In формировались электрохимическим методом из атомов полупроводниковой подложки [1], а нанокластеры Au создавались путем термического разрыва ультратонкой пленки золота. Полученные монослои металлических нано-



Рис.1. — Плазмонные спектры $\Delta R/R$ металлических нанокластеров, образованных на поверхностях (001) полупроводников

кластеров на поверхностях полупроводников исследовались методом спектроскопии анизотропного отражения. Измерялась спектральная зависимость сигнала анизотропии $\Delta R/R = 2(R_{\alpha}-R_{\beta})/(R_{\alpha}+R_{\beta})$, где R_{α} и R_{β} - коэффициенты отражения нормально падающего света, поляризованного вдоль осей [110] и [110] полупроводника. Принципиально, что появление сигнала $\Delta R/R$ однозначно свидетельствует о наличии анизотропии поверхности ($\Delta R/R=0$ для кубических полупроводников). Спектры $\Delta R/R$, измеренные для систем In/InAs и Au/GaAs, представлены на Рис. 1. Эти спектры имеют связанные с плазмонами резонансные особенности, масштаб которых превышает на 1-2 порядка величины масштаб спектров $\Delta R/R$, получаемых от атомарных поверхностей полупроводников. Плазмонная природа особенности в спектре $\Delta R/R$ In/InAs подтверждается наблюдением ее красного сдвига при увеличении размера нанокластеров или при помещении образца в оптически более плотную среду [2]. Особенность в спектре $\Delta R/R$ Au/GaAs pacnoложена около 2 эВ, а при бо́льших энергиях плазмон-

ный эффект в золоте демпфируется вследствие межзонных переходов.

Анизотропию, проявляющуюся в спектрах $\Delta R/R$, мы связываем с различием частот плазмонов, поляризованных вдоль осей [110] и [110] полупроводниковых подложек. Объяснение эффекта и оценки анизотропии плазмонов даются в рамках теории анизотропного отражения, обусловленного коллективными модами дипольных плазмонов, возбуждаемых в слое наночастиц при нормальном падении света [3]. Различие частот плазмонов разной поляризации может быть связано с анизотропией формы нанокластеров или/и анизотропией структуры слоя. Теоретический спектр $\Delta R/R$ системы In/InAs представлен точками на Рис. 1. Оценки показывают, что для объяснения величины сигнала плазмонной анизотропиии $|\Delta R/R| \sim 0.4$ (спектр In/InAs на Рис. 1) размеры нанокластеров или/и межкластерные расстояния вдоль осей [110] и [110] полупроводника должны отличаться на несколько процентов. Таким образом, наблюдаемые для ансамблей наночастиц резонансные спектры анизотропного отражения обусловлены плазмонами со сравнительно слабой анизотропией.

[1] В.Л. Берковиц, В.А. Кособукин, В.П. Улин и др. Письма ЖЭТФ 98, 687 (2013)

- [2] V.L. Berkovits, V.A. Kosobukin, V.P. Ulin, V.N. Petrov, A.B. Gordeeva, Surf. Sci. 632, L19 (2015)
- [3] В.А. Кособукин, А.В.Коротченков. ФТТ 58, 2446 (2016).

Исследование состояний анапольного типа в наноструктурах с высоким показателем преломления

Барышникова К.В., Денисултанов А.Х., Шалин А.С.

Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

Диэлектрическая нанофотоника, выступая в качестве альтернативы плазмонной, активно развивалась в последние десять лет [1]. Частицы из диэлектриков, а также некоторых полупроводников, взаимодействуют со светом с возможностью оптического отклика как электрического, так и магнитного типа [2, 3]. Пионерские работы по исследованию мультипольного отклика диэлектрических наноструктур были выполнены в течение последних 7 лет [4, 5]. Кардинально важным прорывом в современной нанофотонике стала возмож-

ность контроля возбуждаемых мультиполей, и, соответственно, контроля сечения рассеяния, а также диаграммы направленности рассеяния.

Особым состоянием, возбуждаемым в диэлектрической наноструктуре, является так называемое анапольное состояние. Понятие анапольного состояния, тесно связанное с понятием тороидального момента, впервые было сформулировано в области ядерной физики [6]. Однако, как было показано в недавних работах [7], полный аналог анапольного состояния можно найти и в диэлектрических наночастицах, причем формирование такого состояния также связывают с присутствием так называемых полоидных токов. Анапольная мода характеризуется парадоксальным распределением рассеянной и запасенной в частице энергии; при максимуме энергии поля внутри частицы рассеяние на частоте анапольной моды близко к нулю.

В данной работе мы, используя методы мультипольной декомпозиции сечения рассеяния и токов смещения в частице, исследуем и классифицируем анапольные состояния в диэлектрических частицах различного размера и формы. Обсуждается мультипольный характер формирования состояния. Показана возможность практического применения анапольных состояний в возбуждении оптических магнитодипольных переходов. Кроме этого, полученные результаты могут быть полезны при конструировании нанолазеров, а также в задачах сенсинга.





[1] S. Jahani & Z. Jacob, All-dielectric metamaterials. NatureNanotechnology 11, 23–36 (2016)
 [2] G. Mie, Beitrage zur Optik truber Medien, speziell kolloidaler Metallosungen, Ann Phys. 25, 376-445 (1908)

[3] M. Kerker, D.S. Wang, C.L. Giles, Electromagnetic scattering by magnetic spheres. JOSA 73, 765-767 (1983)

[4] A.B. Evlyukhin, C. Reinhardt, A. Seidel, B. S. Luk'yanchuk, and B. N. Chichkov, Optical response features of Si-nanoparticle arrays, Phys. Rev. B 82, 045404 (2010)

[5] A.B. Evlyukhin, C. Reinhardt, and B.N. Chichkov, Multipole light scattering by nonspherical nanoparticles in the discrete dipole approximation. Physical Review B, **84**, 235429 (2011)

[6] Ia. B. Zel'Dovich. Electromagnetic interaction with parity violation. Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics, 6:1184, 1958

[7] A.E. Miroshnichenko et al. Nonradiating anapole modes in dielectric nanoparticles. Nature communications, 6, 8069 (2015)

Рентгеновская нанофотоника на базе плоских волноводно-резонансных структур

Егоров В.К., Егоров Е.В.

ИПТМ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, 6

Важнейшей задачей нанофотоники, как одной из ветвей фундаментального нанонаучного направления, является формирование фотонных потоков наноразмерного сечения. В области длин волн оптического диапазона решение этой задачи, сопряженное с определенными трудностями, связанными с дифракционными эффектами. В области рентгеновских длин волн дифракция на краях щелевых структур не является существенным фактором, однако интенсивность потоков, формируемых подобными структурами, оставляет желать лучшего. Для получения приемлемых интенсивностей рентгеновских пучков наноразмерного сечения применяются Френелевые зонные пластинки, а также системы вогнутых материальных линз. Эти устройства неплохо зарекомендовали себя в условиях их установки в каналах синхротронных источников излучения. В то же время наиболее эффективными формирователями потоков рентгеновского излучения наноразмерного сечения в условиях применения лабораторных радиационных источников показали себя плоские рентгеновские волноводы-резонаторы (ПРВР) [1]. В этих устройствах создаются условия для волноводно-резонансного распространения квазимонохроматического рентгеновского излучения, которые реализуются в плоском протяженном щелевом зазоре наноразмерной ширины, образованном планарными рефлекторами. Механизм волноводнорезонансного распространения радиационных потоков является одним из следствий явления полного внешнего отражения (ПВО) рентгеновского излучения на материальном интерфейсе. В условиях ПВО над интерфейсом в результате интерференции падающего и отраженного потоков возникает область интерференции, размер которой определяется половиной длины когерентности отражаемого излучения. При наличии двух рефлекторов, расположенных на расстоянии, меньшим этой величины, локальные интерференционные области, возникающие при многократном отражении, сливаются, образуя однородное интерференционное поле стоячей рентгеновской волны во всем протяженном щелевом зазоре, сформированном этими рефлекторами. В отличии от поликапилярной оптики, функционирующей в рамках механизма многократного полного внешнего отражения, ПРВР транспортирует поток излучения практически без ослабления. Поскольку параметры длины когерентности для характеристических излучений, генерируемых лабораторными источниками, характеризуются наноразмерными значениями, плоские волноводы-резонаторы формируют рентгеновские потоки наноразмерной ширины. Радиационная плотность в этих потоках превышает данный параметр в пучках, сформированных щелевыми структурами, на 3-4 порядка вследствие существенной разницы в ширине щелевых зазоров ПРВР и фокусов рентгеновских трубок.

В работе представлены экспериментальные данные, характеризующие свойства и особенности ПРВР различных конструкций, принципиальная модель, описывающая волноводно-резонансный механизм распространения потоков квазимонохроматического рентгеновского излучения и направления практического применения этого устройства.

[1] В.К. Егоров, Е.В. Егоров, Планарные рентгеновские волноводы-резонаторы, реализация и перспективы, Ламберт Аккад. Пуб., Сарбрюкен (2017).

Геометрический фактор в люминесценции наносфер Y₂O₃ - ZnO

Зайцев С.В.¹, Емельченко Г.А.¹, Грузинцев А.Н.², Дулина Н.А.³, Ермолаева Ю.В.³, Толмачев А.В.³

¹ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул.Академика Осипьяна д.2 ²ИПТМ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул.Академика Осипьяна д.6 ³Институт монокристаллов НАН Украины, 61001, г.Харьков, пр. Ленина 60, Украина

В работе были получены и исследованы композитные наносферы Y₂O₃, содержащие наночастицы ZnO или атомы Eu. Изменение фотонных состояний внутри нанокристалла правильной формы приводит также к изменению времени затухания спонтанной люминесценции.

Сферические мезопористые слабоагломерированные монодисперсные наносферы Y₂O₃ диаметром 70 - 400 нм были получены методом гомогенного осаждения с последующим прокаливанием аморфного прекурсора для перевода его в кристаллическую фазу [1,2]. Заполнение нанопор сферических частиц осуществляли методом инфильтрации Zn(NO₃)₂·6H₂O. Атомы Еи вводили на этапе синтеза наносфер У2О3. Электронно-микроскопические исследования структуры показали, что наносферы У2О3 состоят из монокристальных разориентированных зерен размером 10 - 50 нм. Размер наночастиц ZnO в основной своей доле не превышает 5 нм, а размер пор варьируется от 1 до 20 нм.

Было обнаружено появление стимулированного излучения при ~3.29 эВ для сфер Y₂O₃-ZnO диаметром 180 нм при интенсивности возбуждающего лазера > 150 кВт/см² (Рис.1). Как показал модельный расчёт, основной вклад в лазерную генерацию композитов дает размерное квантование света внутри наносферы, которое вызывает появление связанных фотонных состояний и приводит к увеличению вероятности излучательной рекомбинации экситонов в эти моды (эффект Парсела) [3].

Существенное влияние формы и размера наночастиц на темп спонтанной люминесценции обнаружено также в наноматериалах Y₂O₃-Eu⁺³,



Рис.1. – (вверху) Спектры фотолюминесценции наносфер Y₂O₃–ZnO при различной интенсивности возбуждающего лазера N₂ (337 нм). (внизу) Зависимости интенсивности максимального пика порошков ZnO и наносфер от интенсивности лазерной накачки. T = 80 K.

таких как нанопорошки, наносферы и нанопластинки [2]. Эффект связывается с модификацией темпа спонтанной эмиссии в диэлектрических телах нанометрового размера.

- [1] S.V. Zaitsev et al., Materials Research Express, 1, 015004 (2014).
- [2] S.V. Zaitsev et al., Optical Materials, 37, 714 (2014).
- [3] А.Н.Грузинцев и др., ФТП 46, 1094 (2012).

Особенности распределения электромагнитного поля в ограниченном одномерном фотонном кристалле

Капаев В.В.^{1,2}

¹Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53 ²Национальный исследовательский университет МИЭТ, 124498, Москва, Зеленоград, площадь Шокина, 1

Для ограниченного одномерного фотонного кристалла зависимость пропускания от длины волны излучения $T(\lambda)$ имеет характерный вид с M-1 (M-число периодов) максимумом с $T_i = 1$ в области разрешенной зоны бесконечного кристалла и стремящемуся к нулю пропусканию в области запрещенной зоны. При нормальном падении излучения распределение поля E(x) в структуре для параметров, соответствующих T_i , ближайшим к границам запрещенных зон, имеет ряд особенностей, а максимум |E| может существенно превышать значение E_0 падающего излучения [1].

В настоящей работе исследуется эффект увеличения E для наклонного падения излучения. Особенности в E(x) обусловлены взаимодействием встречных блоховских волн, поэтому максимальное увеличение поля наблюдается в условиях, соответствующих максимам ширины запрещенной зоны Δ . Наряду с этим проявляются и особенности в E(x),

связанные с обращением ширины запрещенной зоны в ноль. В этом случае распределение поля во всех периодах оказывается одинаковым. При наклонном падении наблюдается два типа таких особенностей. Первая имеет место для рполяризации при угле падения θ , соответствующему углу Брюстера. Отражение от структуры отсутствует при любых соотношениях толщин слоев l_i с показателями n_1 и n_2 . Вторая особенность соответствует ситуации, когда на каждом из слоев структуры укладывается целое число полуволн $(k_{iz}l_i = m_i\pi k_{1,2z} = 2\pi \sqrt{n_{1,2}^2 - \sin^2\theta} / \lambda).$ Это имеет место одновременно для s и р поляризаций и наблюдается в ограниченном диапазоне соотношений ширин слоев только для второй и высших запрещенных зон.

Исследованы зависимости модуля поля |E| от угла падения θ . На рисунке представлен пример такой зависимости для $n_1 = 1.46$, $n_2 = 1$, $l_1/d =$



Рис.1. – Угловая зависимость максимума модуля поля для: 1,2 s-, 3, 4 – рполяризация. 1, 3-первый максимум слева, 2, 4 справа от первой запрещенной зоны.

0.4, M=30 (d – период) для значений d/λ , соответствующих максимумам пропускания T, ближайшим к первой запрещенной зоне. Наблюдается значительный (более чем вдвое) рост с θ величины поля для s-поляризации. Тенденция к росту максимума поля с углом обусловлена усилением взаимодействия встречных блоховских мод из-за увеличения контраста z-компонент волновых чисел слоев k_{1z}/k_{2z} . Для p-поляризации минимум $E_{max}(\theta)$ соответствует углу Брюстера $\theta = 55.6^{\circ}$ для среды с n_1 . Для максимума справа от запрещенной зоны наблюдается падение E при больших θ для s и p-поляризации. Это обусловлено выходом на границу зоны максимума пропускания одного элемента, для которого T = 1 и $E_{max} = 1$. Аналогичное поведение наблюдается и для других l_1/d .

[1] В. С. Горелик, В. В. Капаев, ЖЭТФ, 150, 435 (2016).

Хиральные фотонно-кристаллической структуры для лазерных излучателей циркулярно поляризованного света в экситон-поляритонном режиме

Кулаковский В.Д.¹, Бричкин А.С.¹, Деменев А.А.¹, Тиходеев С.Г.², Гиппиус Н.А.³, Schneider C.⁴, Höfling S.⁴

¹ИФТТ РАН, 142432 Черноголовка, ул Академика Осипьяна 2 ²МГУ им. М.В. Ломоносова, 119992, Москва, Ленинские горы ³Сколковский институт науки и технологий, 143025 Сколково, ул Новая 100 ⁴Technische Physik and Wilhelm-Conrad-Röntgen-Research Center for Complex Material Systems, Universität Würzburg, D-97074 Würzburg, Am Hubland, Germany.

Введение хиральной фотонно-кристаллической структуры (ХФКС) в ахиральный планарный GaAs волновод со встроенными светоизлучающими InAs квантовыми точками позволяет добиться высокой круговой поляризацией излучаемого ими света без применения магнитного поля и использования толстых четвертьволновых пластинок [1]. Эффект обусловлен модификацией хиральной структурой симметрии и плотности разрешенных электромагнитных мод по сравнению со свободным пространством, что, в свою очередь, сказывается на скорости спонтанного излучения, его угловом распределении и поляризации[2]. ХФКС имеют существенные преимущества: небольшой размер, очень простое управление, а также совместимы с развитой полупроводниковой нанотехнологией.

Недавно была продемонстрирована возможность использования ХФКС для реализации циркулярно поляризованной лазерной генерации в AlGaAs /AlAs микрорезонаторных (MP) структурах при оптической накачке и комнатной температуре.[3] В настоящей работе исследуется режим лазерной генерации в этих структурах при низкой температуре, в режиме сильной связи между экситоном и резонаторной модой (т.е., в экситон-поляритонном режиме).

Для стандартного MP с 3-мя группами из четырех 13 нм GaAs квантовых ям предложена ХФКС в виде квадратной решетки с простой элементарной ячейкой из 4-х прямоугольных столбиков. Такая ХФКС обладает осью С4, но не имеет плоскостей зеркальной симметрии, вследствие чего может демонстрировать сильную оптическую активность. На основании расчетов интенсивностей и степени поляризации фотолюминесценции MP с ХФКС на верхнем зеркале, выполненных в приближении нескоррелированных осциллирующих диполей с использованием метода оптической матрицы рассеяния и разложения действующих в структуре полей по плоским волнам, найдены оптимальные параметры ХФКС для работы в экситон-поляритонном режиме при низких температурах.

Лазерные структуры с ХФКС с рассчитанными параметрами изготовлены в университете г. Вюрцбурга. Найдено, что степень циркулярной поляризации излучения в изготовленных структурах при T~20 K достигает 80%. При этом обнаружено, что излучение демонстрирует также большую степень линейной поляризации, варьирующуюся от одной лазерной структуры к другой и достигающую 50%. Появление линейно поляризованной компоненты требует дополнительного объяснения. Из симметрийных соображений, причин может быть две: (i) пониженная симметрия элементарной ячейки в изготовленных образцах и (ii) наличие выделенного направления в поляризации излучающих диполей в лазерном режиме из-за спонтанного нарушения C4 симметрии в системе излучающих экситон-поляритонов в активном слое MP.

[1] A. A. Maksimov et al., Phys. Rev. B 89, 045316 (2014), S. V. Lobanov et al., Opt. Lett. 40, 1528 (2015).

[2] K. Konishi et al., Phys. Rev. Lett. 106, 057402 (2011), N. Shitrit et al., Science 340, 724 (2013). [3] A. A. Demenev, et al., Appl. Phys. Lett. 109, 171106 (2016).

Гибридные металл-полупроводниковые структуры на основе V-образных каналов в Si и GaAs

Лямкина А.А., Басалаева Л.С., Мощенко С.П.

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

Плазмонные волноводы являются одним их кандидатов для разработки интегральных нанофотонных структур, так как позволяют сконцентрировать электромагнитное поле на масштабах меньше длины волны света и значительно уменьшить геометрические размеры таких структур. Перспективная конструкция таких волноводов основана на создании узкого V-образного канала в металлической подложке [1]. Недавно эта концепция была успешно перенесена на кремниевые подложки, в которых с помощью фотолитографии и последующего жидкостного травления были сформированы V-образные каналы с огранкой плоскостями (111), а затем электронно-лучевым напылением на поверхность каналов была нанесена плёнка золота [2]. Очевидными достоинствами этой методики являются простота технологии, позволяющая формировать каналы с высокой воспроизводимостью, и возможность создания интегральных гибридных структур. В то же время формирование канала с огранкой по кристаллографическим плоскостям ограничивает их геометрию, в том числе повороты на произвольные углы.

Известно, что волноводы на основе цепочек наночастиц позволяют снять ограничения на конфигурацию волновода, а с помощью оптимизации их параметров плазмонные моды могут распространяться практически без затухания [3]. В данной работе теоретически исследованы плазмонные волноводы на основе V-образных каналов, а также наночастиц в виде пирамидок, которые могут быть сформированы в ямках селективного травления в кремнии и арсенида галлия. При использовании для возбуждения плазмонных мод коллоидных или монолитных квантовых точек такие гибридные структуры могут стать платформой для интегральных фотонных систем.

Нами проведено моделирование плазмонных волноводов в виде цепочки пирамидок с помощью приближения дискретных диполей [4] и отработаны режимы формирования таких волноводов в подложках Si и GaAs. Параметры пирамидок задавались с учётом реальной геометрии ямок травления, полученных с помощью электронной литографии и последующего жидкофазного травления. Одна из существенных особенностей данной работы состоит в изменении геометрии индивидуальных частиц и концов протяжённых каналов с помощью поворота литографического шаблона относительно кристаллографических осей. Показано, что с помощью оптимизации параметров – размера, геометрии частиц, а также расстояния между ними, - могут быть получены плазмонные волноводы с высокой эффективностью передачи оптического сигнала. Изучено взаимодействие волноводов с дипольным излучателем в зависимости от его расположения. Показано, что наиболее эффективно возбуждают плазмонную моду излучатели, расположенные в плоскости основания пирамидки. Полученные результаты могут быть использованы для создания интегральных гибридных систем.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 16-37-60075, 16-32-00269). ААЛ выражает благодарность за финансовую поддержку в виде стипендии Президента РФ СП-3014.2016.3.

- [1] S.I. Bozhevolnyi et al, Nature, 440, 508 (2006).
- [2] C.L.C. Smith et al, Nano Lett. 14, 1659 (2014).
- [3] I.L. Rasskazov, S.V. Karpov, V.A. Markel, Opt. Lett. 38(22), 4743 (2013).
- [4] MA. Yurkin and A.G. Hoekstra, J. Quant. Spectrosc. Radiat. 112, 2234 (2011).

Спектральные и поляризационные свойства излучения искусственно созданных хиральных полупроводниковых наноструктур

Максимов А.А., Пещеренко А.Б., Тартаковский И.И., Кулаковский В.Д.

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

Полупроводниковые технологии в настоящее время позволяют создавать искусственные хиральные метаматериалы с весьма необычными оптическими свойствами: фотонные кристаллы, микрорезонаторы, волноводные структуры, оптическая активность которых может значительно превышать оптическую активность естественных хиральных материалов [1-3]. Излучение таких структур, его интенсивность, направленность и степень поляризации зависит от локальной плотности электромагнитных мод в самой структуре, которой

можно управлять на стадии изготовления. Наноструктуры на основе обычных ахиральных A³B⁵ полупроводников, в которых неэквивалентность право- и лево-поляризованных электромагнитных мод возникает из-за общей хиральной симметрии системы, могут быть использованы для создания компактных источников циркулярнополяризованного излучения без приложения внешнего магнитного поля.

В докладе подробно обсуждаются результаты экспериментальных исследований спектральных. поляризационных И пространственных свойств излучения слоя InAs квантовых точек, внедренных в высокодобротные микрорезонаторы на основе GaAs. На верхнем Брэгговском зеркале таких микрорезонаторов при травлении на часть его высоты изготовлялись структуры, представляющие собой квадратные решетки фотонных кристаллов из периодически расположенных либо правых и левых гаммадионов, либо Z- и S- подобных фигур, либо 4-х вытянутых прямоугольников, повернутых на 90° относительно друг друга. Кроме того, исследовались планарные GaAs волноводы с верхним слоем структуры, который также представлял собой квадратную решетку хирального фотонного кристалла (рис.1.). Подробно изучена дисперсия фотонных мод при исследованиях



Рис. 1. – (а) – Схематическое изображение GaAs хирального фотонного кристалла, волноводного слоя GaAs с квантовыми точками InAs и Al_{0.7}Ga_{0.3}As буферного слоя на подложке из GaAs; (b) и (c) – вид сверху элементарной ячейки фотонного кристалла с право- и лево-закрученными прямоугольниками GaAs.

углового распределения излучения. Было продемонстрировано, что степень циркулярной поляризации полос излучения фотолюминесценции в таких структурах может достигать значений очень близких к 1 в нулевом магнитном поле.

Работа частично поддержана проектами РФФИ № 16-02-00631 и № 16-29-03283.

[1] K. Konishi, M. Nomura, N. Kumagai et al., Phys. Rev. Lett., 106, 057402 (2011).

[2] A.A. Maksimov, I.I. Tartakovskii, E.V. Filatov et al., Phys. Rev. B, 89, 045316 (2014).

[3] S.V. Lobanov, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius, A.A. Maksimov et al., Phys. Rev. B, 92, 205309 (2015).

Формирование и исследование локально растянутых Ge микроструктур для кремниевой фотоники

Алешкин В.Я.^{1, 2}, Вдовичев С.Н.¹, Кудрявцев К.Е.¹, Машин А.И.², Морозова Е.Е.¹, Нежданов А.В.², **Новиков А.В.^{1, 2}**, Скороходов Е.В.¹, Шенгуров Д.В.¹, Юнин П.А.¹, Юрасов Д.В.¹

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

² ННГУ им. Н.И.Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

Приложение к Ge растягивающих напряжений, которое приводит к уменьшению разницы между его прямой и непрямой запрещенными зонами, является одним из путей создания на основе Ge источников излучения для кремниевой фотоники (см., например [1]). Однако значения деформации, при которых разница энергий между положением Γ и L долин уменьшается до нуля ($1.5 \div 2\%$ для двуосной и $4 \div 5\%$ для одноосной деформации [1]), труднодостижимы в Ge слоях, выращенных на Si подложках. Поэтому значительное внимание в последние годы уделяется созданию локально растянутых Ge микроструктур с использованием метода «концентрации упругих напряжений» и/или внешнего стрессора [1]. В настоящей работе представлены результаты по формированию и исследованию локально растянутых Ge микромостиков.

Для создания микромостиков использовались структуры с релаксированным Ge

слоем, выращенным методом МПЭ на Si(001) или SOI подложках, который из-за разницы коэффициентов термического расширения Si и Ge характеризовался двуосной деформацией растяжения на уровне $\varepsilon = 0.2 \div 0.25\%$. На этих структурах с помощью оптической литографии и плазмохимического травления были сформированы различные микромостики. имеюшие геометрические размеры и кристаллографическую ориентацию. Концентрация деформации растяжения в области сужения достигалась за счет «подвешивания» Ge мостика и прилегающих к нему участков Ge пленки («берегов») путем



Рис.1. – СЭМ «подвешенного» Ge микромостика.

селективного травления Si и/или SiO₂ под этими участками (рис. 1). Локальные измерения деформации с помощью микроспектроскопии комбинационного рассеяния света позволили измерить распределение деформации в полученных структурах и определить зависимость величины растяжения микромостиков от параметров исходных слоев и соотношения геометрических размеров микромостиков и подвешенных «берегов». Были получены Ge микромостики, локальная деформация растяжения в которых в несколько раз превышала деформацию в исходных Ge слоях. В работе исследуются оптические свойства полученных Ge микромостиков в зависимости от их деформации, пассивации поверхности и степени легирования донорными примесями.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-29-14056-офи_м.

[1] R. Geiger, T. Zabel, H. Sigg, Frontiers in Materials. 2:52, (2015).

Возможности управления люминесцентными свойствами структур с наноостровками Ge(Si) в низкоразмерных резонаторах на базе фотонных кристаллов

Сергеев С.М.¹, Яблонский А.Н.¹, Байдакова Н.А.¹, Степихова М.В.^{1,2}, Новиков А.В.^{1,2}, Красильник З.Ф.^{1,2}, Rutckaia V.³, Schilling J.³

¹Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105 ²ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23 горы ³Martin Luther University of Halle-Wittenberg, Germany, 06120, Halle (Saale), Karl-Freiherr-von-Fritsch-Str., 3

Интерес к низкоразмерным резонаторам, формируемым на базе полупроводниковых структур, вызван, с одной стороны – возможностями их использования в качестве модельных объектов для исследований фундаментальных законов квантовой электродинамики, с другой – возможностями создания на их основе перспективных устройств нелинейной оптики, микросенсорики, схем оптической обработки сигнала и др. [1]. Здесь особый интерес представляют устройства оптической обработки сигнала на кремнии, являющимся основным материалом современной микроэлектроники.

В данной работе представлены результаты исследований фотонно-кристаллических (ФК) резонаторов, сформированных на базе светоизлучающих кремниевых структур с наноостровками Ge(Si). Рассматривается возможность контролируемого изменения процессов спонтанного излучения в этих материалах с целью создания эффективного источника излучения.

Исследуемые структуры с Ge(Si) самоформирующимися наноостровками выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках SOI и представляли собой периодическую последовательность слоев наноостровков Ge(Si) и промежуточных слоев Si. При формировании ФК резонаторов в работе задействовались методики электронннолучевой литографии в сочетании с плазмохимическим травлением (ПХТ). Отработанная методика плазмохимического травления с использованием электронного резиста ПММА в качестве маски характеризуется высокой анизотропией (наклон боковых стенок травления > 89°) и позволяет получать структуры с малой шероховатостью обрабатываемых поверхностей.

В работе анализируются люминесцентные свойства ФК-резонаторов с гексагональной (H2, H3, H4) и линейной (L3) геометриями. Рассмотрено влияние изменения параметров фотонного кристалла (ширины запрещенной зоны) и местоположения отверстий, формирующих резонатор, на спектр резонансных частот и добротность исследованных резонаторов. Отмечается высокая температурная стабильность резонансного спектра сигнала фотолюминесценции наноостровков Ge(Si) в ФК-резонаторах. Анализируемые резонансные спектры были получены при комнатной температуре, тогда как в непроцессированной области образца, т.е. в области, не содержащей ФК, сигнал ФЛ фактически отсутствовал. Полученные результаты обсуждаются в контексте возможного проявления в исследуемых фотонно-кристаллических резонаторах эффекта Парселла [2].

Результаты экспериментальных исследований приводятся в сравнении с данными теоретических расчетов ФК-резонаторов. Расчеты выполнялись методом конечноразностных элементов (FEM).

Работа поддержана РФФИ (проекты #15-02-05272 и #16-32-00459).

[1] K.J. Vahala, Nature, 424, 839 (2003).
[2] E.M. Purcell, Phys. Rev., 69, 681 (1946).

Лазер циркулярно-поляризованного излучения на основе полупроводникового микрорезонатора с киральным фотонным кристаллом

Деменев А.А.¹, Кулаковский В.Д.¹, Schneider C.², Höfling S.², Лобанов С.В.³, Гиппиус Н.А.³, **Тиходеев С.Г.^{1,3,5}**

¹Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, 142432, Россия. ² Technische Physik and Wilhelm-Conrad-Röntgen-Research Center for Complex Material Systems, Universität Würzburg, Am Hubland, Würzburg D-97074, Germany.

³Сколковский институт науки и технологий, ул. Новая, 100, Сколково, 143025, Россия.

⁴Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия.

⁵Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы 1, 119991, Россия.

Киральные метаматериалы и фотонные кристаллы могут демонстрировать сверхсильную оптическую активность и использоваться для создания компактных источников циркулярно-поляризованного света [1-3]. Например, была экспериментально продемонстрирована циркулярно поляризованная фотолюминесценция InAs квантовых точек из кирально-модулированной планарно-волноводной GaAs/AlGaAs структуры, со степенью циркулярной поляризации, превосходящей 95% [4]. Недавно нами было получено (при оптической накачке и комнатной температуре) эллиптически-поляризованное, близкое к циркулярно-поляризованному лазерное излучение из планарного полупроводникового микрорезонатора с GaAs квантовыми ямами в активной области и киральным фотонным кристаллом, встроенным в верхнее брэгговское зеркало [5]. В докладе будут обсуждены физические принципы работы лазера на основе планарного полупроводникового планарного микрорезонатора со встроенным киральным фотонным кристаллом, продемонстрирована возможность работы такого лазера при низкой температуре в поляритонном режиме.

- [1] K. Konishi, et al., Phys. Rev. Lett. 106, 057402 (2011).
- [2] A. A. Maksimov, et al., Phys. Rev. B 89, 045316 (2014).
- [3] S. V. Lobanov, et al., Optics Lett. 40, 1528 (2015).
- [4] S. V. Lobanov, et al., Phys. Rev. B 92, 205309 (2015).
- [5] A. A. Demenev, et al., Appl. Phys. Lett. 109, 171106 (2016).

Собственная оптическая анизотропия кубических кристаллов: многоволновая дифракция в опалах и пространственная дисперсия в закиси меди

Уклеев Т.А.^{1,2}, Селькин А.В.^{1,2}, Шевченко Н.Н.³, Юрасова Д.И.³

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26 ²Санкт-Петербургский государственный университет, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7/9

³Институт высокомолекулярных соединений РАН, 199004, Санкт-Петербург, Большой пр., 31

Известно, что обычные кристаллы кубической симметрии по своим оптическим свойствам, как правило, изотропны (по крайней мере, в рамках классической кристаллооптики, когда не идет речь о тонких эффектах пространственной дисперсии) [1,2]. Этот факт тесно связан с возможностью описания оптических свойств кристаллов путем введения тензора диэлектрической проницаемости, не зависящего от пространственных координат. При этом характерный масштаб *a* неоднородности (например, постоянная решетки) должен быть существенно меньшим по отношению к длине волны λ света. Однако в случае пространственно структурированных систем типа фотонных кристаллов (ФК), для которых $a \approx \lambda$, принципиальное значение имеет пространственная модуляция диэлектрической проницаемости [3]. Поэтому связь симметрии оптических свойств ФК с симметрией его кристаллической решетки может быть существенно иной по сравнению с обычными кристаллами. В частности, ФК кубической симметрии, в отличие от своих симметрийных аналогов из класса обычных кристаллов, могут демонстрировать заметные эффекты оптической анизотропии [4,5].

В настоящей работе обсуждаются новые оптические явления, которые могут наблюдаться в спектрах зеркального отражения света от опала и полупроводникового кристалла закиси меди Cu_2O (относящихся к классу симметрии O_h) в скрещенных состояниях анализатора и поляризатора (*p-s* или *s-p* конфигурация). Полученные нами результаты показывают, что, несмотря на высокую (кубическую) симметрию опалоподобных ФК, их оптические свойства характеризуются сильной анизотропией, которая резонансным образом проявляется в тех областях спектра, где выполняются условия многоволновой дифракции света. В контексте экспериментального наблюдения оптической анизотропии опала естественным образом рассматривается вопрос о возможности регистрации сигнала в (p-s) и (sp) спектрах отражения в случае кристаллов Cu_2O . Дело в том, что эти кристаллы демонстрируют [2] поляризационную и дирекционную анизотропию в поглощении света, обусловленную пространственной дисперсией (ПД) в области квадрупольного перехода в экситонное состояние (λ=612.5 нм, Т=77К). В данной работе впервые представлены результаты расчетов экситонных спектров отражения света от кристаллов закиси меди, выполненные с учетом эффектов ПД. Установлено, что оптическая анизотропия Си2О, вызванная ПД, может проявляться при отражении света в конфигурации эксперимента, аналогичной той, в которой регистрируется анизотропия опалоподобных ФК, обусловленная многоволновой дифракцией света.

[1] V.M. Agranovich, V.L. Ginzburg, Crystal Optics with Spatial Dispersion, and Excitons, Springer Series in Solid-State Science 42, Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH (1984).

[2] E. F. Gross, A. A. Kaplyansky, Dokl. Akad. Nauk SSSR 132, 98 (1960).

[3] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade, Photonic Crystals: Molding the Flow of Light (2nd edition), Princeton University Press, Princeton 304 (2008).

[4] S.G. Romanov. Physics of the Solid State 52, No.4, 844 (2010).

[5] T. A. Ukleev et al, Journal of Physics: Conference Series 769, 012051 (2016).

Брэгговская дифракция на системе плазмонных наночастиц AsSb в AlGaAs

Ушанов В.И.¹, Чалдышев В.В.¹, Берт Н.А.¹, Неведомский В.Н.¹, Яговкина М.А.¹, Преображенский В.В.², Путято М.А.², Семягин Б.Р.²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26 ²ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак.Лаврентьева, 13

В системе металлических нановключений, помещенных в полупроводниковую среду, может возникать резонанс Фрёлиха, если выполняется условие $\text{Re}(\varepsilon_m + 2\varepsilon_s) = 0$, где ε_s и ε_m – диэлектрические функции полупроводниковой и металлической компонент материала, соответственно. Такой резонанс был ранее обнаружен нами [1, 2] в спектрах поглощения света хаотической системой нановключений металла AsSb в полупроводниковой матрице AlGaAs в области ее прозрачности. Несмотря на малый фактор заполнения (<1%) коэффициент поглощения света в резонансе достигал 9000 см⁻¹. При этом резонансных особенностей в оптическом отражении выявлено не было.

Цель данной работы заключалась в наблюдении и исследовании резонансного оптического отражения в системе слоёв AsSb в AlGaAs, образующих периодическую последовательность.

Исследуемые образцы AlGaAs были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии при низкой температуре (200° C) и периодически дельта-легировались сурьмой. Путем послеростовой термообработки при $400 - 700^{\circ}$ C в структурах формировалась периодическая последовательность слоёв нановключений AsSb. Период структур составлял 100 или 110 нм при числе периодов 12 или 24. Средний размер нановключений AsSb увеличивался с ростом температуры отжига и варьировался в пределах от 5 до 10 нм.

Экспериментальные исследования оптического отражения продемонстрировали резонансное отражение света, вызванное брэгговской дифракцией электромагнитного излучения на периодической системе слоёв нановключений AsSb в AlGaAs. Основные резонансные пики отражения располагались на длинах волн 760 и 780 нм для наноструктур с периодами 100 или 110 нм при нормальном падении света и следовали закону Брэгга-Вульфа при наклонном падении. Эти длины волн соответствовали области резонанса Фрёлиха, большая ширина которого (0.19±0.01 эВ) обеспечивала резонансные условия при всех геометриях эксперимента. Амплитуды пиков резонансного отражения света уве-



Рис.1. – Отражение при нормальном падении света для структур, содержащих 12 и 24 периода AsSb-AlGaAs. Отжиг: 400-700°С.

личивались с ростом размеров нановключений AsSb и, в зависимости от числа периодов, достигали 22 и 31%.

Численный расчет спектров отражения был выполнен методом матриц переноса, обобщенным на случай периодической системы плазмонных нановключений AsSb в AlGaAs с учетом пространственной геометрии наноструктур и параметров резонанса Фрелиха в трехмерной системе наночастиц AsSb в AlGaAs, полученных нами ранее [1, 2]. Модель также учитывала дисперсию диэлектрической функции спейсеров AlGaAs. Получено хорошее качественное и количественное согласие модельных расчетов с экспериментом.

[1] В.И.Ушанов, В.В.Чалдышев и др., ФТТ, 56,1891 (2014).

[2] В.И.Ушанов, В.В.Чалдышев и др., ФТП, 49,1635 (2015).

Фемтосекундная нелинейная нанофотоника метаповерхностей на основе субволновых кремниевых дисков

Федянин А.А.

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

В современной нелинейной нанофотонике существует два основных подхода к увеличению эффективности нелинейного отклика твердотельных наноматериалов. Первый из них состоит в контролируемом управлении величиной нелинейной восприимчивости (квадратичной или кубичной) за счет модификации электронной зонной структуры вещества вследствие квантоворазмерных эффектов. В полупроводниковых наноструктурах этот подход реализуется, например, в структурах пониженной размерности (квантовых точках и квантовых ямах), в которых возможно наблюдение резонансного возрастания определенных компонент тензоров квадратичной и/или кубичной восприимчивости за счет появления сингулярностей Ван-Хова в комбинированной плотности электронных состояний в заданной спектральной окрестности. Второй подход состоит в управлении модовым составом оптических полей, достигаемым за счет наноструктурирования вещества на субволновых масштабах. В этом случае реализуется заданная конфигурация пространственного распределения интенсивности оптических полей, например, локализация лазерного излучения в субволновой области, что из-за нелинейной (обычно квадратичной или кубичной) зависимости эффективности нелинейных процессов от напряженности падающего поля приводит к многократному возрастанию интенсивности нелинейных процессов. Это эквивалентно модификации плотности фотонных состояний на частотах падающего лазерного излучения или на частотах нелинейно-оптического отклика. Примером реализации такого подхода являются диэлектрические резонасные наноповерхности на основе полупроводниковых (в полосе прозрачности) частиц, обладающих Ми-резонансами. При этом пространственное распределение амплитуды напряженности электрической компоненты оптического поля эквивалентно наведению эффективного магнитного момента на оптических частотах.

В работе экспериментально исследованы квадратичные и кубичные нелинейнооптические явления в кремниевых метаповерхностях, состоящих из упорядоченных массивом нанодисков субволновых размеров. Показано, что наноструктурированные полупроводники с высоким показателем преломления могут быть использованы для нелинейного преобразования частот за счет фундаментальных резонансов Ми, возникающих в субволновых частицах на их основе. Обнаружено, что использование Ми-резонансных наночастиц приводит к значительному усилению когерентных нелинейно-оптических эффектов третьего порядка [1,2]. Исследованы явления фемтосекундного полностью оптического переключения в образцах кремниевых метаповерхностей в спектральной окрестности магнитодипольных резонансов Ми [3]. Систематически исследовано усиление генерации третьей оптической гармоники в образцах квадрумеров кремниевых нанодисков [4].

[1]. M.R. Shcherbakov, D.N. Neshev, B. Hopkins, A.S. Shorokhov, I. Staude, E.V. Melik-Gaykazyan, M. Decker, A.A. Ezhov, A.E. Miroshnichenko, I. Brener, A.A. Fedyanin, and Y.S. Kivshar, Nano Letters 14, 6488 (2014).

[2]. M.R. Shcherbakov, A.S. Shorokhov, D.N. Neshev, B. Hopkins, I. Staude, E.V. Melik-Gaykazyan, A.A. Ezhov, A.E. Miroshnichenko, I. Brener, A.A. Fedyanin, and Y.S. Kivshar, ACS Photonics 2, 578 (2015).

[3]. M.R. Shcherbakov, P.P. Vabishchevich, A.S. Shorokhov, K.E. Chong, D.-Y. Choi, I. Staude, A.E. Miroshnichenko, D.N. Neshev, A.A. Fedyanin, and Y.S. Kivshar, Nano Letters 15, 6985 (2015).

[4]. A.S. Shorokhov, E.V. Melik-Gaykazyan, D.A. Smirnova, B. Hopkins, K.E. Chong, D.-Y. Choi, M.R. Shcherbakov, A.E. Miroshnichenko, D.N. Neshev, A.A. Fedyanin, and Y.S. Kivshar, Nano Letters 16, 4857 (2016).

Экситонный брэгговский отражатель на основе квантовых ям InGaN

Чалдышев В.В.¹, Большаков А.А.¹, Заварин Е.Е.¹, Сахаров А.В.¹, Лундин В.В.¹, Цацульников А.Ф.^{1,2}

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, С.-Петербург, 194021, Россия ²НТЦ микроэлектроники РАН. ул. Политехническая, д. 26, С.-Петербург, 194021, Россия

Резонансные брэгговские структуры (РБС), в которых периодическое расположение квантовых ям (КЯ) обеспечивает дифракцию электромагнитных волн на частоте квазидвумерных экситонов, позволяют реализовать коллективное взаимодействие экситонов со светом. При этом формируется суперизлучательная экситон-поляритонная мода, создающая резонансы в спектрах оптического отражения и пропускания. В случае использования широкозонных материалов, таких как GaN, с большой энергией связи экситонов, оптические резонансы в отражении от решетки экситонов наблюдаются при температурах вплоть до комнатной [1].

В данной работе мы создали и исследовали брэгговские решетки экситонов в системе квантовых ям InGaN, разделенных барьерами GaN [2]. Такие РБС с числом периодов, равным 10, 30, 60 и 100, были выращены методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложках сапфира. При совмещении брэгговского и экситонного резонансов в РБС с 60 периодами был получен фактор усиления резонансного отражения света, превышающий 2 при комнатной температуре. Дополнительное усиление резонансного отражения было достигнуто за счет использования сложной сверхячейки, содержащей две КЯ. В условиях двойного экситонного и брэгговского резонансов мы экспериментально обнаружили провал в спектрах оптического поглощения. То есть резонансное усиление взаимодействия света с экситонами сопровождается уменьшением оптических потерь. В работе экспериментально показана возможность управления оптическими свойствами РБС на основе InGaN с помощью внешнего электрического поля, изменяющего параметры экситонных состояний в КЯ.

Для моделирования оптических спектров мы использовали метод матриц переноса. Наша модель учитывала не только резонансное взаимодействие света с квазидвумерными экситонами в КЯ, но и нерезонансные межзонные переходы в квантовых ямах, а также релеевское рассеяние света в буферных сло-

ях. За счет этого удалось получить адекватное описание экспериментальных спектров отражения и пропускания в широкой области длин волн с единым набором параметров для различных углов падения и поляризации света. Из сравнения расчета с экспериментом определены параметры радиационного и нерадиационного уширения экситонов в КЯ InGaN. Большая величина нерадиационного уширения, (40+-5) мэВ, в основном связана с неоднородным распределением индия в КЯ. При этом система экситонов в КЯ InGaN характеризуется большим радиационным уширением (0.20+-0.02) мэВ, на порядок превышающим соответствующие значения в традиционных соединениях III-V.



Рис.1. – Экспериментальный и расчетные спектры оптического отражения от структуры с 60 периодами. Расчеты проведены с учетом и без учета экситонов в КЯ. T=297 К.

Особые точки в волноводах и квантовых проводниках и слияние резонансов Фано

Шубин Н.М.¹, Горбацевич А.А.^{1,2}

¹Национальный исследовательский университет «МИЭТ», 124498, Москва, г. Зеленоград, пл. Шокина, 1.

²Физический институт им. Лебедева РАН, 119991, ГСП-1, Москва, Ленинский проспект, 53.

Современные методы создания наноразмерных структур позволяют осуществлять тщательный контроль потока фотонов в оптических волноводах и электронов в квантовых проводниках и управление резонансными свойствами таких систем. Резонанс Фано представляет собой наиболее общий тип резонанса в системах с интерференцией различных путей распространения электронов или фотонов. В качестве примера инженерии резонансов Фано в работе [1] было показано, что коэффициент прохождения линейной цепочки с боковыми отростками (дефектами) имеет нули, определяемые собственными значениями энергии изолированного дефекта. В настоящей работе продемонстрирована возможность более сложной управляемой параметрами системы трансформации резонансов Фано, а именно – слияния произвольного числа резонансов Фано с образованием широкого окна непрозрачности, аналогичного запрещенной зоне в фотонных кристаллах.

Физическая природа данного эффекта тесно связана со свойствами неэрмитовых гамильтонианов, описывающих открытые квантовые системы. В работе [2] было установлено, что слияние единичных максимумов прозрачности в один неединичный, профиль которого существенно отличается от резонанса Брейта-Вигнера, может быть описано как особая точка [3] некоторого вспомогательного неэрмитового РТ-симметричного гамильтониана. В данной работе идея интерпретации слияния резонансов как нарушения РТ-симметрии вспомогательного гамильтониана развивается и обобщается на случай двухконтактных квантовых структур общего вида. Получено выражение для прозрачности произвольной двухконтактной многоузельной системы в приближении сильной связи между узлами:

$$T(E) = \frac{|P|^2}{|P|^2 + |Q|^2},$$
(1)

где P и Q – многочлены от переменной энергии. При этом Q есть характеристический многочлен вспомогательного гамильтониана, введенного в [2]. Точные положения нулей и единичных максимумов прозрачности (1) определяются как действительные корни многочленов P и Q соответственно. В качестве примера описана структура, состоящая из двух одинаковых симметричных линейных цепочек узлов, в которой наблюдается слияние нулей прозрачности с образованием широкого окна отражения. В этом случае коэффициент прохождения имеет вид:

$$T(E) = \frac{\left(E - E_0\right)^{2N}}{\left(E - E_0\right)^{2N} + \Gamma^{2N}}.$$

Таким образом, используя одну и ту же симметричную линейную цепочку, можно получить структуру, как с широким окном прозрачности, так и с широким окном непрозрачности.

[1] A. E. Miroshnichenko and Y. S. Kivshar Phys. Rev. E 72, 056611 (2005).
[2] A. A. Gorbatsevich and N. M. Shubin, Annals of Physics 376, 353 (2017).
[3] I Rotter and J P Bird, Rep. Prog. Phys. 78, 114001 (2015).

Секция 12

Полупроводниковые приборы и устройства

Барьерные характеристики Au/Ti/n-InAlAs диода Шоттки

Чистохин И.Б.¹, **Аксенов М.С.**¹, Валишева Н.А.¹, Дмитриев Д.В.¹, Просвирин И.П.², Журавлев К.С.¹, Ковчавцев А.П.¹, Гутаковский А.К.¹

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

²Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 5

СВЧ-фотодиоды на основе In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP гетероструктур обеспечивают поглощение на длине волны 1.55 мкм и применяются в качестве быстродействующих детекторов в аналоговых волоконно-оптических линиях. Использование в таких приборах барьера Шоттки (БШ) вместо p-n перехода позволяет увеличить граничную частоту за счет уменьшения последовательного сопротивления p-области [1]. При этом параметры СВЧфотодиодов с БШ существенно зависят от технологии формирования границы раздела металл/полупроводник.

В работе методами АСМ, РФЭС и ВРЭМ исследованы структурно-морфологические особенности и химический состава поверхности In_{0.52}Al_{0.48}As, границы разлела Ti/In_{0.52}Al_{0.48}As, а также проведен анализ температурных зависимостей вольт-амперных характеристик (BAX) меза-структур Au/Ti/n-In0.52Al0.48As/InP (001) БШ в диапазоне 100-380 К (рис. 1а). Показано, что при повышении температуры от 100 до 200 К коэффициент идеальности *n* уменьшается от 1.58 до 1.1, а высота барьера ϕ_b повышается от 0.55 до 0.69 эВ (рис. 1b). При дальнейшем повышении температуры до 380 К эти параметры изменяются слабо. Зависимость протекания тока при температурах выше 200 К хорошо согласуется с классической теорией термоэлектронной эмиссии. При температурах ниже 200 К поведение ВАХ соответствует модели латеральной неоднородности высоты барьера (модель Танга) [2], что подтверждается линейной зависимостью высоты барьера от коэффициента идеальности в диапазоне температур 100-200 К. В соответствии с этой моделью были рассчитаны величина барьера гомогенного перехода (0.88 эВ) и его среднеквадратичное отклонение гауссова распределения (10^{-4} см^{2/3}B^{1/3}), постоянная Ричардсона (10.7 Асм⁻²K⁻²), а также доля площади, занимаемая областями с пониженной высотой барьера (24%) с диаметром \sim 80 нм, что соответствует данным ACM, согласно которым поверхность In_{0.52}Al_{0.48}As имеет развитый микрорельеф в виде характерных пиков разного размера (50-200нм).



Рис.1. – (а) Температурные зависимости BAX Au/Ti/n-InAlAs БШ, (b) температурные зависимости коэффициента идеальности и высоты барьера.

[1] A. Chizh et al., 2015 International Topical Meeting on Microwave Photonics, 1 (2015). [2] R.T. Tung, Phys. Rev. B, 45, 13509 (1992).

Лазеры с квантовыми ямами InGaAs, выращенные МОС-гидридной эпитаксией на Ge/Si(001) подложках

Алешкин В.Я.¹, Байдусь Н.В.², Дубинов А.А.¹, Красильник З.Ф.¹, Кудрявцев К.Е.¹, Некоркин С.М.², Новиков А.В.¹, Павлов Д.А.³, Самарцев И.В.², Скороходов Е.В.¹, Сушков А.А.³, Фефелов А.Г.⁴, Шалеев М.В.¹, Юнин П.А.¹, Юрасов Д.В.¹, Яблонский А.Н.¹

¹ИФМ РАН, 603087, Нижегородская обл., Кстовский район, д. Афонино, ул. Академическая 7 ²НИФТИ Нижегородского государственного университета им. Н.И.Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

³Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского,603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

⁴Научно-производственное предприятие "Салют", 603950, Нижний Новгород, ул. Ларина, 7

Переход от медных проводов к оптическим межсоединениям в высокопроизводительных процессорах может быть осуществлен с использованием гибридных A₃B₅ гетеролазеров, созданных на кремнии. Значительный прогресс был достигнут в создании лазеров на Si подложках с использованием GaAs/AlGaAs гетероструктур с квантовыми ямами (KЯ) InGaAs [1], а также с квантовыми точками InAs [2]. Практически во всех случаях рост A₃B₅ лазерных структур был осуществлен на Si подложках, отклоненных на несколько градусов от оси [001], чтобы избежать антифазных дефектов. Однако существующие технологии кремниевых процессоров развиты для точно ориентированных подложек Si (001), с отклонением, не превышающим 0.5° [1]. Поэтому, для интеграции активного A₃B₅ элемента лазера с кремниевым резонатором на чипе предпочтительным является использование точно ориентированных подложек Si (001).

В настоящей работе созданы и исследованы GaAs/AlGaAs лазерные диоды с InGaAs квантовыми ямами, выращенными на неотклоненных Si(001) подложках с буферным слоем Ge. Буферные слои Ge выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии в два этапа [3]. На первом этапе осаждался 50 нм слой Ge при температуре (275°C), чтобы исключить релаксацию упругих напряжений путем образования трехмерных островков. На втором этапе температура повышалась до 600°С, и выращивается основная часть Ge слоя (~1 мкм). Для снижения плотности прорастающих дислокаций после формирования структуры применялся циклический отжиг. В результате удается сохранить малую шероховатость поверхности после цикла отжига, эффективно снижая плотность прорастающих дислокаций до ~ $(1\div 2)\times 10^7$ см⁻² (по подсчету ямок травления). Рост лазерных структур на подложке Ge/Si проводился методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении. Для уменьшения числа прорастающих дефектов использовались специальный слой AlAs, выращенный непосредственно на Ge, и последующая сверхрешетка GaAs/AlAs. Лазерные структуры содержали квантовые ямы InGaAs толщиной 10 нм, расположенные в волноведущем слое GaAs, ограничительные слои Alo.3Gao.7As, буферный и контактные слои. Подробности технологии роста лазерных структур приведены в [3].

Из лазерных структур были изготовлены диоды с шириной полоска 15 мкм и длиной 1 мм. Зеркалами служили сколы структуры. Изготовленные диоды продемонстрировали генерацию лазерного излучения при комнатной температуре в импульсном режиме (длительность импульса 1 мкс, частота повторения 400 Гц). Длина волны излучения лежала в диапазоне 1-1.1 мкм.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 14-12-00644).

- [1] J.Wang et al., J.Lightwave Tech.Progr., 33, 3163 (2015).
- [2] S.Chen, et al., Nature photonics, 10, 307 (2016).
- [3] V.Ya.Aleshkin et al., Appl. Phys. Lett., 109, 061111 (2016).

Разработка интегрального чувствительного элемента давления на основе биполярного тензотранзистора

Басов М.В

ФГУП ВНИИА им.Духова, 115304, Москва, ул. Луганская, 9

В связи с возрастающей потребностью в прецизионных первичных преобразователях для систем контроля и управления, предоставляющих данные о давлении в газе и жидкости, повышаются требования к параметрическим характеристикам, определяющим погрешности микроэлектромеханической системы (МЭМС). Разработан кристалл датчика давления (ДД), планарная часть которого спроектирована в виде соединений электрической схемы дифференциальный каскад, где чувствительными к механическим напряжениям являются как активные (тензотранзисторы n-p-n – типа), так и пассивные (тензорезисторы p – типа) элементы. Кристалл на основе тензодифференциального каскада (кристалл ТДК) благодаря увеличению тензочувствительности способен минимизировать погрешность ДД, уменьшить габаритные размеры и увеличить прочность кремниевой структуры относительно аналогов на кристалле с тензорезистивным мостом Уитстона (кристалл TM; рис. 1.а), основная модель которых является одной из наиболее распространенной с 1960-х годов.

Тензоэффект на биполярном транзисторе основан на двух принципах. При деформации кристаллической решетки кремния происходит сдвиг многодолинной энергетической зонной структуры, что приводит к анизотропии подвижности основных носителей заряда в базовой области и к тензоэффекту на сопротивлении базовой области транзистора. На основе полученных данных была создана математическая модель, состоящая из теоретического расчета относительно электронной составляющей и программного расчета в ANSYS относительно механической части. Разработана группа топологий для кристалла ТДК с электрической схемой, представленной на рис. 1.б. На полученных образцах были исследованы характепринципы ристики, определяющие функционировании МЭМС. При геометрически равной квадратной мембранной части (S_{мемб} = 2.0х2.0 мм, один жесткий центр S_{жц} = 1.2х1.2 мм, W_{мемб} = 28 мкм) выходная тензочувствительность кристалла ТДК превысила значения с кристалла ТМ в 2.2 раза, что составляет S = 0,66 мВ/кПа/В. Проведена модернизация электрической составляющей кристалла ТДК с помощью программного обеспечения NI Multisim, приводящая к увеличению тензочувствительности S = 1,51 мB/кПа/B.

Смоделирован кристалл с более тензочувствительной дифференциальной схемой, содержащей в ветвях усилительный каскад с отрицательной обратной связью (кристалл ТДК с ТС; рис. 1.в), являющейся более термостабильной по отношению к кристаллу ТДК. Выходная тензочувствительность достигает показаний S = 4.76 мВ/кПа/В.

[1] Бабичев Г.Г., Козловский С.И., Романов В.А., Шаран Н.Н. Техническая физика, **69**, 63 (1999).

[2] Филиппов А.Г., Ваганов В.И. Электронная измерительная техника, Атомизат, Москва (1978).



Рис.1. – тензоэлектрическая схема: а) моста Уитстона, б) дифференциального каскада, в) дифференциального каскада с отрицательной обратной связью.

Использование слоёв энергетических барьеров в мощных полупроводниковых лазерах диапазона 1400-1600 нм

Веселов Д.А.¹, Пихтин Н.А.¹, Рудова Н.А.¹, Бахвалов К.В.¹, Слипченко С.О.¹, Ладугин М.А.², Падалица А.А.², Рябоштан Ю.А.², Мармалюк А.А.², Тарасов И.С.¹

¹ФТИ им. А.Ф.Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26 ²ООО «Сигм плюс», 117342, г. Москва, ул. Введенского, 3

Слои энергетических барьеров в составе гетероструктуры полупроводниковых лазеров иногда применяются [1, 2] для улучшения мощностных и температурных характеристик приборов. Такие слои, изготовленные из широкозонных материалов устанавливаются вблизи активной области и препятствуют делокализации носителей из квантовых ям или квантовых точек. В некоторых случаях это позволяет повысить внутренний квантовый выход или не допустить его падения при увеличении температуры.

В настоящей работе исследуется влияние количества и положения энергетических барьерных слоёв на выходные характеристики AlGaInAs/InP лазеров на основе двойной асимметричной гетероструктуры раздельного ограничения с квантовыми ямами в активной области, излучающие в спектральном диапазоне 1400-1600 нм. Для исследований были изготовлены гетероструктуры: 1) без барьерных слоёв, 2) барьерные слои AlInAs на границах волновод-эмиттер с р- и п- стороны, 3) барьерный слой на границе волновод-эмиттер только с р- стороны, 4) барьерный слой с р-стороны активной области, 5) гетероструктуры имеют одинаковую конструкцию с широким (1.8 мкм) волноводом. Конструкция 5 имеет сверхузкий волновод и профильное легирование эмиттеров, которое позволяет добиться низких внутренних оптических потерь.

Результаты исследований мощностных, спектральных и электрических характеристик лазеров на основе этих гетероструктур позволили установить, что искусственные энергетические барьеры жизненно необходимы в лазерах на основе этой системы материалов. Даже барьеры, установленные на границах волновод-эмиттер позволяют значительно улучшить захват носителей заряда в активную область и не допустить падения внутреннего квантового выхода. Было установлено, что барьерный слой нужно устанавливать с рстороны, поскольку именно делокализация электронов ответственна за ухудшение мощностных характеристик лазеров. Показано, что использование энергетического барьера вблизи активной области может существенно ухудшить электрические характеристики лазера в силу особенностей зонной диаграммы AlGaInAs/InP гетероструктуры.

Оптимальным вариантом борьбы за обеспечение высокого внутреннего квантового выхода является использование сверхузкого волновода, который позволяет разместить барьерные слои на границе волновод (AlGaInAs) - эмиттер (InP), причём эти барьеры оказываются вблизи квантовых ям активной области. Гетероструктуры со сверхузким волноводом демонстрируют более высокие начальные внутренние оптические потери, зато более линейную ватт-амперную характеристику, позволяющую достичь большей мощности.

В результате проведённой работы с апертуры излучателя 100 мкм были получены максимальные оптические мощности 4.5 Вт и 18 Вт в непрерывном и импульсном режимах соответственно при температуре теплоотвода 25⁰С на длине волны 1550 нм.

[1] A.E. Zhukov et al., Appl. Phys. Lett., **100**, 021107 (2012). [2] T. Garrod et al., Appl. Phys. Lett., **105**, 071101 (2014).

Измерение токовой зависимости внутренних оптических потерь полупроводниковых лазеров различных конструкций

Веселов Д.А., Рожков А.В., Растегаева М.Г., Вавилова Л.С., Воронкова Н.В., Пихтин Н.А.

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

Внутренние оптические потери в полупроводниковых лазерах определяют его мощностные характеристики и косвенно влияют на другие параметры его работы. Эти потери обусловлены различными физическими процессами, которые включают в себя поглощение на свободных носителях заряда, рассеяние света на неоднородностях гетероструктуры, поглощение света за счёт нелинейных эффектов и другие. На сегодняшний день технологическое качество изготовления гетероструктур позволяет обеспечивать величину внутренних потерь на пороге генерации лазера менее 0.5 см⁻¹ [1]. Однако при увеличении тока накачки или температуры внутренние оптические потери растут и приводят к насыщению ватт-амперной характеристики лазера в импульсном и непрерывном режимах.

Недавно нами была предложена новая методика, позволяющая исследовать поглощение на свободных носителях в слоях наногетероструктуры лазера при амплитуде плотности тока до 50 кА/см² при разных температурах. Суть метода заключается в том, что в волновод исследуемого образца вводится зондирующее излучение с энергией кванта меньше энергии всех запрещённых зон в образце. На выходе из кристалла зондирующее излучение собирается, селектируется от собственного лазерного излучения и регистрируется. При протекании тока накачки через образец этот ток вызывает увеличение поглощения на свободных носителях и таким образом модулирует зондирующее излучение. По величине модуляции и известной длине резонатора нетрудно рассчитать величину изменения потерь, которую в силу логарифмического характера зависимости мы вычисляем с точностью до постоянного слагаемого, которое в реальных лазерах не превышает 0.2-0.5 см⁻¹.

В работе представлены результаты исследования лазеров различных спектральных диапазонов, выполненные посредством этой методики. Показано, что измеренный рост внутренних оптических потерь позволяет описать как импульсную, так и непрерывную ватт-амперную характеристики лазеров. Исследованы волноводы различных конструкций (лазеры с широким волноводом, лазеры со сверхузким волноводом, лазеры с различным составом волновода).

Сопоставление реальных ватт-амперных характеристик лазеров с измеренными зависимостями поглощения позволяет вычленить снижение внутреннего квантового выхода стимулированного излучения - вторую причину падения эффективности лазера.

Показано, что при увеличении температуры основную роль в увеличении внутренних оптических потерь играет активная область. Температурное перераспределение концентрации носителей заряда в ней приводит к росту внутренних оптических потерь в квантовых ямах. При увеличении тока накачки и постоянной температуре рост внутренних оптических потерь в основном обусловлен не активной областью, а волноводными слоями, концентрация носителей заряда в которых может расти в силу процессов, описанных в [2, 3].

[1] N.A.Pikhtin et al., Electron. Lett., 40, 1413 (2004).
[2] B.S. Ryvkin et al., Electron. Lett., 42, 1283 (2006).
[3] E.A.Avrutin et al., Semicond. Sci. Technol. 32, 015004 (2017).

О влиянии состава плёнок оксида гафния на электрофизические свойства мемристоров TaN/HfO_x/Ni

Воронковский В.А., Алиев В.Ш., Герасимова А.К., Исламов Д.Р.

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



Рис.1. – Зависимость концентраций различных фаз в плёнке HfO_x от коэффициента x [1]. Вертикальные линии отмечают значения x для мемристоров, изучаемых в этой работе. Мемристор представляет собой структуру типа металл-диэлектрик-металл, обладающую двумя устойчивыми энергонезависимыми состояниями, которые отличаются друг от друга по сопротивлению на несколько порядков, а переключение между ними осуществляется подачей напряжения.

В нашей работе были исследованы электрофизические свойства мемристоров со структурой TaN/HfO_x/Ni в зависимости от содержания кислорода в плёнках оксида гафния, выращенных методом ионно-лучевого распыления-осаждения. Оказалось, что многократные биполярные переключения состояний в таких структурах могут наблюдаться в случае, если коэффициент x слоя HfO_x (представляет собой отношение концентрации атомов кислорода в оксиде к концентрации атомов металла) находится в диапазоне

от 1.78 до 1.81 (см. Рис. 1). Обнаружено, что электрофизические свойства таких мемристоров не зависят от их площади, что говорит о локальном характере проводимости как в низкоомном, так и в высокоомном состояниях мемристора и подтверждает филаментарную модель проводимости. Сопоставление ВАХ мемристоров с плёнками оксида, удовлетворяющими требуемому диапазону *x*, показало, что напряжения формовки, установки и сброса, а также ток в низкоомном состоянии не зависят от состава плёнки (Рис. 2б-г). Этот

факт, в совокупности с предыдущим результатом, позволил сделать вывод о том, что образующийся в мемристоре после формовки канал имеет один и тот же состав для плёнок оксида различного состава. Было установлено, что при *х*≈1.8 соотношение токов в низкоомном (I_{ON}) и высокоомном (I_{OFF}) состояниях мемристора может достигать 4 порядков, а с уменьшением х это соотношение быстро уменьшается (Рис. 2г). Также было показано, что путём подбора подходящего состава HfO_x возможно получить мемристоры, которым не требуется формовка (Рис. 2а). Наиболее оптимальными для создания мемристоров являются плёнки HfO_x с x, близким к 1.8. Интересным является тот факт, что при таком коэффициенте х в плёнках оксида гафния, выращенных методом ионно-лучевого распыленияосаждения, наблюдается максимальная концентрация фазы Hf4O7 (см. Рис. 1).



Рис.2. – а) ВАХ мемристора TaN/HfO_x/Ni с x=1.79. Зависимость уровней тока I_{ON} и I_{OFF} от коэффициента x плёнки оксида при 0.5 В (б) и 2.0 В (г). в) Зависимость напряжения формовки (U_{ФОРМ}), установки (U_{SET}) и сброса (U_{RESET}) от коэффициента x.

[1] V.Sh. Aliev et al., Materials Research Express 3, no. 8 (2016).

Возможности двухфотонной конфокальной микроскопии для исследования пространственного распределения люминесцентных характеристик в объеме полупроводниковых материалов

Калинушкин В.П., Уваров О.В., Гладилин А.А.

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

Исследование объемных характеристик полупроводниковых материалов является важной и достаточно сложной задачей. Особенно это существенно для заведомо неоднородных полупроводников. Например, это кристаллы, легированные примесями с помощью термодиффузии или содержащие крупные структурные дефекты (границы зерен в поликристаллах. В этом докладе будут рассмотрены на примере кристаллов ZnSe перспективы использования двух фотонной конфокальной микроскопии для исследования пространственного распределения межзонной и примесной люминесценции, времени жизни неравновесных носителей тока, взаимодействия центров излучательной и безызлучательной рекомбинации с крупномасштабными дефектами структуры, влияния поверхности кристаллов на эти параметры. Базой для этих исследований являются следующие достоинства двухфотонной конфокальной микроскопии: возможность с помощью двухфотонного поглощения мощного лазерного излучения генерировать в микрообъёме образца носители тока и осуществлять контролируемые перемещение области возбуждения в нем с малым шагом по все трем координатам; регистрация и снятия спектров люминесценции с малых объёмов с возможностью сканирования области наблюдения по плоскости и глубине образца с совмещением с областью возбуждения носителей; возможность с помощью специ-

альной приставки измерять времена спада наблюдаемой люминесценции; развитое математическое обеспечение экспериментов.

Двухфотонное возбуждение осуществлялось лазером с перестройкой длинны волны в диапазоне 0.75-1 мкм. Спектры люминесценции регистрировались в диапазоне 400-700 нм с разрешением по длине волны 3 и 10 нм. Показаны возможности регистрации трехмерные картины распределения межзонной и примесной люминесценции и времени жизни неравновесных носителей тока в кристаллах ZnSe на глубине до 1 мм с шагом по глубине до 0.5-1 мкм и пространственным распределением по плоскости примерно 0.2-1 мкм. (рис.1). Описываются возможности двухфотонной конфокальной микроскопии для исследования распределения различных точечных дефектов в объёме кристаллов, их взаимодействия

со структурными дефектами, анализу спектров люминесценции, определению объёмных времен жизни носителей тока (Рис.2) и т.д. В работе также рассматриваются особенности исследуемого материала, которые необходимо учитывать при анализе полученных результатов. Анализируются возможности использования двухфотонной конфокальной микроскопии для исследования других полупроводниковых материалов как прямозонных с высокой эффективностью люминесценции, так и для структур на базе кремния и германия.



Рис.1. – Плоская карта распределения люминесценции на глубине 50 мкм от поверхности легирования.



Рис. 2. – Карта распределения времени жизни носителей заряда и цветовой индикатор диапазона.

Селективно позиционированные излучатели одиночных фотонов на основе одиночной (111) In(Ga)As квантовой точки

Деребезов И.А.^{1,2}, Гайслер В.А.^{1,3}, Гайслер А.В¹, Дмитриев Д.В.¹, Торопов А.И.¹, Ротд С.⁴, Хайндел Т.⁴, Боуноар С.⁴, Каганский А.⁴, Фишбах С.⁴, Шлехан А.⁴, Райтценштайн Ш.⁴.

¹Институт Физики Полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. Акад. Лавреньтева, 13

²Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики, 630102, Новосибирск, ул. Кирова, 86

³Новосибирский Государственный Технический Университет, 630073, Новосибирск, просп. Карла Маркса, 20

⁴Институт физики твердого тела, Технический университет Берлина, 10623, Берлин, ул. Харденбергштрассе, 36.

Источники одиночных фотонов (ИОФ) и источники фотонных пар (ИФП) относятся к наиболее важным ресурсам квантовых информационных систем [1]. Излучатели на основе одиночной полупроводниковой квантовой точки (КТ) являются идеальными кандидатами для практической реализации эффективных полностью твердотельных ИОФ [2] и ИФП [3]. Одиночная КТ является излучателем пар запутанных фотонов, в процессе каскадной рекомбинации биэкситона и экситона, если экситонные состояния вырождены по энергии или же их расщепление ΔE_{FS} не превышает естественную ширину экситонных уровней Γ_X $=\hbar/\tau_X$, где τ_X – время жизни экситона [3, 4]. В реальных КТ, синтезированных на подложках с ориентацией (001), расщепление экситонных состояний *ДЕ*_{FS}, как правило, превышает естественную ширину экситонных уровней Γ_X , что является основным препятствием в создании излучателей фотонных пар с запутанной поляризацией на основе КТ. Одним из вариантов решения данной проблемы является использование КТ, выращенных на подложках с ориентацией (111). В этом случае образуются КТ симметрии С_{3v}, при этом расщепление экситонных состояний ΔE_{FS} может быть подавлено до нулевых значений [5]. При реализации ИОФ и ИФП особое внимание уделяется обеспечению высокой внешней эффективности излучателей, которая может быть увеличена при использовании микрорезонаторов. Важно отметить, что для реализации ИОФ и ИФП на основе микрорезонаторов, необходимо чтобы, микрорезонатор содержал одну КТ, которая локализована в требуемом пространственном объеме излучателя. При размере микрорезонатора ~1 мкм используются массивы КТ низкой плотности ~10⁸ см⁻², что позволяет локализовать одну КТ в пределах излучателя. В связи со случайным расположением самоорганизованных КТ по площади структуры совмещение КТ и микрорезонатора является сложной задачей. Возможным подходом в решении данной проблемы является следующий подход, в структуре, содержащей массив КТ, проводится спектральное исследование, позволяющее определить латеральные координаты одиночных КТ, представляющих интерес для создания ИОФ или ИФП. После чего формируются микрорезонаторы, положения, которых строго увязаны с полученными координатами КТ. В данной работе представлены результаты исследования микрорезонатора, изготовленного согласно вышеизложенной схеме. Резонатор состоит из полупроводникового брэгговского отражателя, размещенного ниже слоя (111) In(Ga)As квантовых точек, и микролинзы, селективно позиционированной над одиночной (111) In(Ga)As квантовой точкой, координаты которой были определены до формирования микролинзы с использованием методики криогенной катодолюминесценции (КЛ) высокого пространственного разрешения.

[1] N. Gisin, et al., Reviews of Modern Physics 74, 145 (2002).

[2] В.А. Гайслер, и др., Физика и техника полупроводников, 49, 35 (2014).

[4] P. Michler, Single Semiconductor Quantum Dots, Berlin, Springer-Verlag (2009).

[5] A. Schliwa, et al., Phys. Rev. B, 80, 161307(2009).

^[3] А.В. Гайслер, и др., Письма в ЖЭТФ, 97, 313 (2013).

Тонкие эпитаксиальные слои Mn_xSi_{1-x}/Si как перспективный материал для термоэлектрических преобразователей энергии

Дорохин М.В.¹, Ерофеева И.В.¹, Кузнецов Ю.М.¹, Здоровейщев А.В.¹, Лесников В.П.¹

¹НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, г. Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23, корп.3

Научные исследования в области создания и использования термоэлектрических материалов характеризуются отсутствием ощутимого прогресса в оптимизации параметров термоэлектриков (в частности, в повышении КПД) на протяжении последних 40 лет. Это обусловлено особенностями физики генерации электрического тока под действием градиента температур, которые не позволяют осуществить независимое варьирование основных параметров термоэлектриков и получить требуемые значения эффективности [1,2]. Количественной характеристикой эффективности термоэлектрических преобразователей является добротность, которая рассчитывается как:

$$ZT = \alpha^2 \cdot \sigma \cdot T/\lambda, \tag{1}$$

где α – коэффициент Зеебека, σ – электропроводность, T – температура, λ – теплопроводность.

Современные подходы к получению материалов с повышенным значением добротности связаны с модификацией структуры и состава известных термоэлектрических элементов. В частности, в ряде работ было показано, что формирование наноструктур на основе термоэлектрических материалов даёт возможность принципиально повысить их добротность за счёт существенного снижения фононной составляющей теплопроводности [1,2]. В настоящей работе сформированы и исследованы наноструктуры на основе высшего силицида марганца (BCM), считающегося перспективным материалом для *p*-ветви термоэлектрических преобразователей энергии в области температур 300-500 °C [3].

Формирование тонких слоёв Mn_xSi_{1-x}/Si осуществлялось методом импульсного лазерного осаждения в вакууме путём поочерёдного распыления Si (КДБ-12) и Mn мишеней. Слои осаждались на подложки Si (100), состав слоев задавался соотношением времён распыления мишеней кремния и марганца. В настоящей работе соотношение времён составило $t_{Mn}/t_{Si} = \frac{1}{4}$, что приблизительно соответствует составу $Mn_{0.2}Si_{0.8}$. Наноструктурирование осуществлялось путём формирования многослойной гетероструктуры Mn_xSi_{1-x}/Si (10 периодов общей толщиной ~ 40 нм). В работе выполнены измерения основных термоэлектрических коэффициентов: коэффициент Зеебека, электропроводность и теплопроводность. Величины теплопроводности были получены методом 3 ω , разработанным специально для тонких пленок [4]. Были рассчитаны значения термоэлектрической добротности.

Получено, что величина термо-ЭДС исследованных структур принимает максимальное значение при температуре ~ 400 °С ($\alpha \approx 0,12$ мВ/К). Значения электропроводности и теплопроводности сравнительно слабо зависят от температуры в исследуемом диапазоне (300-500 °С). Величины ZT с учётом толщины многослойной структуры Mn_xSi_{1-x}/Si для температуры ~ 400 °С составила ~ 0,4. Полученные температурные зависимости ZT, а также максимальные значения добротности хорошо согласуются с данными по объёмному ВСМ, приведёнными в [3]. Предполагается, что оптимизация параметров наноструктур (периода сверхрешётки Mn_xSi_{1-x}/Si, относительной толщины слоёв Mn_xSi_{1-x} и Si, и др.) позволит повысить значения ZT выше предельного известного уровня.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания - проект № 8.1751.2017/ПЧ Минобрнауки России, при поддержке РФФИ (грант 15-02-07824).

[1]. C. Gayner, K.K. Kar, Prog. Mat. Science. 83, 330 (2016).

[2]. А.В. Дмитриев, И.П. Звягин, УФН. 180, 821 (2010).

[3] S.N. Girard, et.al., J. Chem. Mat. 26, 5097 (2014).

[4] S.-M. Lee, et.al., Appl. Phys. Lett. 70, 2957 (1997).

InSb гетероструктуры для матричных фотоприемных устройств

Бакаров А.К.¹, Гутаковский А.К.¹, Журавлев К.С.¹, Ковчавцев А.П.¹, Торопов А.И.¹, Бурлаков И.Д.², Болтарь К.О.², Власов П.В.², Лопухин А.А.²

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

²АО «НПО «Орион», ш.Энтузиастов, д. 46/2, Москва, 111123, Россия

Одной из самых перспективных наукоемких технологий XXI века является тепловидение. В настоящее время стремительно растет производство и широкое внедрение тепловизионной техники во многие отрасли хозяйственной деятельности. Тепловизоры активно применяются для контроля процессов промышленного производства, в астрономии, медицине, биологии и других областях. Бурное развитие тепловизионной техники потребовало кардинального совершенствования технологии ключевых элементов тепловизионной системы – инфракрасных (ИК) матричных фотоприёмных устройств (МФПУ). В настоящее время наибольшее количество МФПУ средневолнового ИК-диапазона изготавливаются на основе фотодиодов из антимонида индия.

В данной статье сообщается о разработке технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) для роста InSb гетероструктур на высокопроводящих подложках InSb, представлены результаты исследования фотоэлектрических характеристик МФПУ на основе полученных гетероструктур и обсуждаются направления дальнейшего развития конструкции InSb гетероструктур для улучшения характеристик МФПУ. Слои InSb формировались методом МЛЭ в установке Compact-21T на «еріready» подложках InSb (100) толщиной 500 мкм и диаметром 50 мм, легированных теллуром с концентрацией (1-2) 10¹⁸ см⁻³. В качестве реперной точки для определения температуры подложки использовалась температура перехода реконструкции $c(4 \times 4) \rightarrow (1 \times 3)$ поверхности InSb (100) в потоке сурьмы. С целью оптимизации параметров роста были выращены слои InSb в условиях существования разных поверхностных сверхструктур. Измерения с помощью атомно-силового микроскопа (ACM) поверхности эпитаксиальной пленки InSb толшиной 2 мкм, вырашенной в условиях сушествования сверхструктуры с(4×4) дали значение среднеквадратичной шероховатости (Rms) 2,76 нм (для области сканирования 20×20 мкм). InSb той же толщиной 2 мкм, выращенный в условиях существования сверхструктуры (1×3) показал значение Rms=0,24 нм. На поверхности формируются ступени высотой ~ 0,65 нм и шириной ~ 65-70 нм. На границе с подложкой обнаружены кристаллические кластеры оксида индия размером 10-30 нм. Рост эпитаксиального слоя InSb для МФПУ проводился в условиях обогащения поверхности сурьмой в области существования сверхструктуры (1×3) при соотношении потоков сурьмы и индия 1,4:1 и температурах подложки 395-410°С. Толшина слоя составляла около 4 мкм.

Исследованы фотоэлектрические характеристики матричного фотоприемного устройства формата 320x256 элементов с шагом 30 мкм с фоточувствительным элементом, изготовленным в эпитаксиальном слое антимонида индия на высоколегированной подложке. Показано, что для изготовления МФПУ можно использовать подложки с концентрацией электронов менее 10^{18} см⁻³ при их утонении до 10-15 мкм. Среднее значение эквивалентной шуму разности температур при относительном отверстии диафрагмы 1:0,94 и времени накопления 1,46 мс составило 10,5 мК, количество дефектных элементов – 0,12 %, время корректируемости – более трех часов. Проведено сравнение данного МФПУ с аналогичными серийными МФПУ на основе объемного антимонида индия:

— квантовая эффективность МФПУ на основе эпитаксиальных слоев в максимуме спектральной чувствительности составляет 56%,

 фотоэлектрическая взаимосвязь элементов МФПУ на основе эпитаксиальных слоев меньше, чем в МФПУ на основе объемного материала,

— дефектность лучших МФПУ на основе эпитаксиальных слоев меньше, чем дефектность МФПУ на объемном материале.

Для уменьшения дефектности и темновых токов, повышения однородности характеристик необходимо совершенствовать технологию подготовки подложки перед эпитаксией и качество пассивации поверхности меза-структур, осуществлять формирование *p*–*n*-переходов в процессе роста. Для полного устранения взаимосвязи между элементами, обусловленной боковой диффузией неосновных носителей заряда, необходимо полное разделение элементов эпитаксиальных структур до подложки.

Подвижность носителей заряда в условиях взаимосвязи потенциалов границ раздела тонкопленочных КНИ структур

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

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

В последнее десятилетие большое внимание уделяется разработке новых физически обоснованных методов электрической характеризации тонкопленочных структур и приборов на их основе. Актуальность этих исследований обусловлена: 1) использованием тонких пленок в качестве базового материала современной нано- и сенсорной электроники, в частности, пленок кремний-на-изоляторе (КНИ); 2) проблемами определения параметров тонкопленочных структур, обусловленными их фундаментальным свойством – взаимосвязью потенциалов различных границ раздела (ГР) (или так называемым coupling-эффектом).

Одним из важных параметров приборов и материалов, характеризующим транспортные свойства носителей заряда, является подвижность μ_{eff} . В тонкопленочных МОП транзисторах μ_{eff} описывается серией $\mu_{eff}(E_{eff})$ или $\mu_{eff}(N_e)$ зависимостей (где E_{eff} – эффективное поле в канале, N_e – плотность электронов, индуцированных в канале). Значения подвижности определяются несколькими механизмами рассеяния и зависят от локализации носителей заряда относительно гетерограниц [1,2]. Поэтому в условиях coupling-эффекта при определении параметров тонкопленочных структур необходимо выделять вклад каждой ГР и уметь характеризовать их по отдельности [3]. Использование $\mu_{eff}(E_{eff})$ или $\mu_{eff}(N_e)$ зависимостей при характеризации систем полупроводник/диэлектрик удобно тем, что они позволяет в целом оценить совершенство приборного слоя, диэлектрика и ГР между ними, не прибегая к ряду отдельных методик (например, ВЭМС, рамановская спектроскопия и др.).

Данная работа посвящена исследованию подвижности носителей заряда в полностью обедняемых (ПО) пленках КНИ. Для этого проведен анализ публикаций, посвященных основным механизмам рассеяния носителей заряда в системе полупроводник/диэлектрик и модельным представлениям компонентов подвижности, обусловленных этими механизмами. Выделены модели, позволяющие наиболее адекватно описывать поведение µeff в соответствии с экспериментальными данными для тонкопленочных структур. Приводятся результаты экспериментальных исследований µeff(Ne) зависимостей, полученных на основе вольт-амперных характеристик и split-CV метода, для двухзатворных ПО КНИ МОП транзисторов. Измерения проходили в условиях варьирования потенциалов на различных ГР (т.е. в условиях изменения локализации носителей заряда по толщине пленок) в интервале температур (300 – 77) К. Получен диапазон возможных значений подвижности носителей заряда в ПО пленках КНИ. Температурные измерения µeff в условиях перераспределения носителей заряда в ПО пленках КНИ. Температурные измерения µeff в условиях перераспределения носителей заряда в ПО пленках КНИ. Температурные измерения µeff в условиях перераспределения носителей заряда по толщине пленки в соответствии с модельными представлениями позволили выделить компоненты подвижности, обусловленные рассеянием носителей заряда на поверхностных фононах и на микрорельефе ГР Si/скрытый SiO₂.

- [1] S. Cristoloveanu et al., Sol.-St. El., 117, 10 (2016).
- [2] Наумова О.В. и др. ФТП, 49, 1360 (2015).

[3] S. Eminente et al., Sol.-St. El., 51, 239 (2007).

Квантовый каскадный лазер на основе GaInAs/AlInAs с длиной волны излучения 5,5 мкм

Засавицкий И.И.¹, Ковбаса Н.Ю.¹, Распопов Н.А.¹, Лобинцов А.В.², Курнявко Ю.В.², Горлачук П.В.²

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский проспект 53 ²АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», 117342 Москва, ул. Введенского, д. 3

Квантовый каскадный лазер (ККЛ) представляет собой униполярный инжекционный прибор, основанный на межподзонных переходах в квантоворазмерной наногетероструктуре. Нами на основе напряженнокомпенсированной гетеропары Ga0.4In0.6As/Al0.58In0.42As разработан ККЛ с двухфононным опустошением нижнего лазерного уровня. Гетероструктура выращена методом МОСгидридной эпитаксии и охарактеризована методом рентгеновской дифрактометрии высокого разрешения (Рис. 1). Из Рис. 1 видно, что структура обладает высоким качеством, ширина основных сателлитных пиков составляет 55 угл. сек. Толщина одного

каскада активной области ККЛ, измеренная

по расстоянию между сателлитами, составляет 45.7 нм.

Лазер имел полосковую геометрию. Ширина полоска и длина резонатора ККЛ составляли соответственно 30 мкм и 3 мм. Лазер работал в импульсном режиме на длине волны 5.43 мкм при 77 К. Пороговый ток составлял 0.4 А, что соответствует пороговой плотности тока 0,44 кА/см². Спектр излучения в многомодовом режиме (Рис.2) состоял из десятков продольных мод с межмодовым расстоянием 0.506 см⁻¹, что соответствует эффективному показателю активной среды N* = 3.29. Бу-

HUC HUC -10⁰ 10^{0} 10^{0}

Рис. 1. – Ω–2θ-скан гетероструктуры ККЛ.



Рис. 2. – Спектр излучения ККЛ при 77 К.

дут представлены результаты измерений мощности излучения и порогового тока при более высоких температурах.

Бесфосфорные лазеры с пассивной синхронизацией мод, излучающие на длине волны 1550 нм

Колодезный Е.С.¹, Новиков И.И.^{1,2}, Бабичев А.В.^{1,2}, Курочкин А.С.^{1,2}, Гладышев А.Г.^{1,2}, Карачинский Л.Я.^{1,2}, Гаджиев И.М.^{1,3}, Буяло М.С.^{1,3}, Усикова А.А.³, Бугров В.Е.¹, Егоров А.Ю.¹

¹Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д.49 ²ООО «Коннектор Оптикс», 194292, Санкт-Петербург, ул. Домостроительная, д. 16 3ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26

Развитие высокоскоростного интернета, появление оптических межсоединений в суперкомпьютерах и датацентрах, повсеместное распространение облачных технологий ускоряет переход с электронной компонентной базы на фотонную [1]. Оптоэлектронные полупроводниковые приборы на основе соединений АЗВ5 благодаря демонстрируемой надежности, низкой стоимости, энергоэффективности и интеграционным возможностям широко применяются в области коммуникаций [2].

Среди ключевых направлений развития фотонной компонентной базы можно выделить разработку оптических аналого-цифровых преобразователей (АЦП). При преобразовании аналоговых сигналов с частотой более 10 ГГц невозможно обойтись без оптических компонентов [3]. Генератором тактовых импульсов в оптическом АЦП может быть полупроводниковый лазер с пассивной синхронизацией мод [4,5]. Активная область лазера, излучающего на телекоммуникационной длине волны 1.55 мкм, может изготавливаться на основе механически напряженной гетероструктуры InGaAs/InAlGaAs на подложке InP. Из литературы известно, что напряжение несоответствия, возникающее в некомпенсированной квантовой яме (КЯ) InGaAs, приводит к изменению энергической структуры материала, уменьшению плотности порогового тока и увеличению усиления [6].

Механически напряженная гетероструктура была выращена на подложке InP (100) методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Параметр несоответствия кристаллических решеток КЯ In_{0.67}Ga_{0.33}As и барьера In_{0.53}Al_{0.20}Ga_{0.27}As составлял 1%. Конструкция гетероструктуры включала в себя также нелегированный волновод In_{0.53}Ga_{0.27}Al_{0.2}As толщиной 0.3 мкм и эмиттеры In_{0.53}Al_{0.47}As, согласованные по параметру кристаллической решетки с InP подложкой. На основе описанной гетероструктуры были изготовлены лазеры полосковой конструкции с длиной резонатора 4 мм, шириной полоскового волновода 5 и 10 мкм и глубиной травления мезы 250 мкм. Для наблюдения режима пассивной синхронизации мод был изготовлен насыщающийся поглотитель (НП): отрицательно смещенная часть полоскового волновода длиной 200 и 120 мкм, электрически изолированная от секции усиления.

Пороговая плотность тока изготовленных лазеров составила 400 А/см², а оптические потери ≈ 20 см⁻¹. В режиме пассивной синхронизации мод лазер с НП длиной 200 мкм продемонстрировал стабильную генерацию оптических импульсов с длительностью менее 10 пс и частотой повторения ~ 9.9 ГГц. При уменьшении длины НП длиной 120 мкм длительность импульса уменьшается до 6.5 пс.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы», шифр 2015-14-582-0038, соглашение № 14.581.21.0013 от 4 августа 2015 г., уникальный идентификатор RFMEFI58115X0013.

[1] S. Iezekiel, Microwave photonics: Devices and applications, John Wiley & Sons (2009).

[2] K. Yvind, M. H. Jørn, Semiconductor mode-locked lasers for optical communication systems, *Technical University of Denmark (2003)*.

[3] A. Khilo, S.J. Spector, M.E. Grein, et al., Optics Express, 20, 4454 (2012).

[4] E.A. Avrutin, J.H. Marsh, E.L. Portnoi, IEE Proc. Optoelectron., 147, 251 (2000).

[5] M. Hasegawa, T. Satoh, T. Nagashima, et al., IEEE Photonics Journal, 7, 1 (2015).

[6] M. Mitsuhara, M. Oishi, Long-wavelength infrared semiconductor lasers, Wiley, New Jersey (2004).
Влияние конструкции InAlAs/AlAs/InAlAs барьерного слоя на характеристики гетеробарьерных варакторов для умножителей частоты мм диапазона

Кузьменков А.Г.¹, Малеев Н.А.², Беляков В.А.³, Васильев А.П.¹, Бобров М.А.², Блохин С.А.², Кулагина М.М.², Неведомский В.Н.², Гусева Ю.А.², Малеев С.Н.², Ладенков И.В.³, Фефелова Е.Л.³, Фефелов А.Г.³, Устинов В.М.¹

¹НТЦ Микроэлектроники РАН, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26 ²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26 ³ОАО «НПП «Салют», 603950 Нижний Новгород, ул. Ларина 7

Гетеробарьерные варакторные диоды (ГБВ, heterostructure barrier varactors - HBV) на поджложках InP являются перспективными активными элементами эффективных умножителей частоты мм и субмиллиметрового диапазонов [1]. Для уменьшения туннельных токов утечки, ограничивающих предельный уровень выходной мощности умножителей на ГБВ, используются структуры с несколькими последовательно включенными барьерными слоями In0.52Al0.48As / AlAs / In0.52Al0.48As. Принято считать, что оптимальная толщина AlAs

вставок составляет 3 нм при общей толщина барьерного слоя в диапазоне 10-14 нм [2].

В настоящей работе представлены результаты исследований по оптимизации конструкции гетероструктур ГБВ в системе материалов InGaAs/InAlAs/AlAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Рассматриваются эффекты от введения дополнительных структурнонапряженных слоев узкозонного материала, непосредственно примыкающих к барьерным слоям. Показана возможность уменьшения туннельных токов утечки и приведены результаты успешной апробации выращенных гетероструктур в умножителях частоты мм диапазона.

После оптимизации режимов МПЭ была изготовлена и исследована серия гетероструктур ГБВ с тремя барьерными слоями In_{0.52}Al_{0.48}As/AlAs/In_{0.52}Al_{0.48}As с толщиной AlAs вставок в диапазоне от 1,5 до 2,5 нм и фиксированной толщиной слоев InAlAs 6 нм. Отдельно исследовалась возможность использования преднамеренного рассогласования состава примыкающих к гетеробарьеру тонких (~5 нм) слоев In_XGa_{1-x}As (рис.1). Введение тонких слоев In_{0.565}Ga_{0.435}As



Рис.1. – Изображение в просвечивающем электронном микроскопе барьерного слоя InAlAs/AlAs/InAlAs с примыкающими напряженными слоями In_{0.565}Ga_{0.435}As, окруженного решеточносогласованными слоями In_{0.53}Ga_{0.47}As

для структур с толщиной AlAs вставок 2 нм приводит к увеличению допустимой амплитуды рабочего напряжения с 6 до 8В, а при толщине AlAs вставок 2.5 нм обеспечивается плотность тока утечки ~ 0.4 A/см² при напряжении 10В, что соответствует лучшим опубликованным значениям для структур ГБВ с номинальной толщиной AlAs вставок 3 нм [1].

На основе планарных ГБВ в интегральном исполнении с четырьмя последовательно соединенными диодными меза-структурами размером ~ 5х100 мкм реализован утроитель с частотой выходного сигнала 94 ГГц при выходной мощности в импульсном/непрерывном режиме 220 / 80 мВт и соответствующей мощности входного сигнала 1 Вт / 500 мВт.

Работа выполнялась при частичной поддержке проекта РФФИ 16-29-03346 офи-м.

[1] A.Malko et al., 24th Int. Conf. Indium Phosphide and Related Materials, Santa Barbara , USA, 2012, p. 92-94.

[2] T.A.Emadi et al., Appl. Phys. Lett., 90, 012108 (2007).

Мощные многоэлементные лазерные излучатели ближнего ИК-диапазона с повышенным КПД

Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Лобинцов А.В., Коняев В.П., Иванов А.В., Сапожников С.М., Симаков В.А.

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

Полупроводниковые лазерные излучатели ближнего инфракрасного спектрального диапазона (750-1600 нм) широко используются в многочисленных направлениях науки и техники, таких как оптическая накачка активных сред твердотельных лазеров, дальнометрия и системы связи, автомобиле- и судостроение, электронная, оптикомеханическая и другие отрасли промышленности. Благодаря улучшению параметров излучателей на основе лазерных диодов, линеек и решеток стало возможным их прямое применение для технологических целей, в результате чего возросла их роль в таких областях как обработка материалов, медицина и полиграфия.

мощных полупроводниковых лазеров, Значительные успехи при создании описываемые В данной работе, были достигнуты благодаря развитию И совершенствованию ключевых этапов их изготовления, а именно, технологии МОСгидридной эпитаксии высококачественных квантоворазмерных гетероструктур A³B⁵ (In-Ga-Al-As-P), технологии формирования активного элемента с повышенной лучевой прочностью выходных граней, технологии сборки многоэлементных излучателей - линеек и решеток лазерных диодов.

Так как для большинства практических применений необходима высокая плотность выходной оптической мощности, составляющая на настоящий момент величину 1-5 кВт/см², необходимо обращать пристальное внимание на тепловую нагрузку, которой подвергается полупроводниковые лазерные линейки и решетки в режиме импульсной или непрерывной накачки. Существенная нагрузка на теплоотводящую конструкцию обусловлена плотной упаковкой активных излучающих каналов генерации и большим количеством линеек лазерных диодов в решетке.

В связи с этим, в настоящей работе приведены результаты комплексных исследований и разработок, направленных на увеличение КПД лазерных излучателей (до 70%) наряду с повышением выходной оптической мощности и температурной стабильности. Последовательно и тщательно описан выбор оптимальной конструкции и технологии получения квантоворазмерных гетероструктур A³B⁵, а также предложены подходы по снижению электрических и тепловых сопротивлений активного элемента для повышения полной эффективности преобразования электрической мощности в оптическую мощность.

Полупроводниковые квантоворазмерные гетероструктуры AlGaAs/GaAs, GaAsP/AlGaAs, InGaAs/GaAs и AlGaInAs/InP были выращены методом MOC-гидридной эпитаксии. Приведены результаты качественного и количественного сравнения различных конструкции гетероструктур с квантовыми ямами, а также данные по легированию волноводных, эмиттерных и контактных слоев с целью уменьшения напряжения отсечки и последовательного сопротивления лазера. Обсуждено влияние технологических режимов получения гетероструктур A³B⁵, конструктивных особенностей гетероструктур и активного элемента на приборные параметры многоэлементных излучателей.

В результате вышеописанных действий в ходе работы удалось достигнуть высоких значений плотности выходной оптической мощности (5-10 кВт/см²) для импульсных излучателей в различных спектральных диапазонах (808 нм, 905 нм, 940 нм, 1060 нм и 1550 нм). Проанализированы и предложены пути по дальнейшему повышению КПД многоэлементных лазерных излучателей.

Воздействия электронного и протонного облучения на приборные структуры на основе SiC

Лебедев А.А.¹, Козловский В.В.²

¹ФТИ им Иоффе РАН, 194021,С.-Петербург, ул. Политехническая, 26 ²Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 29

Известно, что карбид кремния имеет большие перспективы для разработки на его основе приборов силовой и высокотемпературной электроники [1]. В настоящее время существует промышленный выпуск диодов Шоттки на основе 4H-SiC с напряжением пробоя ≥ 1200 В. По сравнению с p-i-n диодами на основе кремния, SiC ДШ имеют значительно большее быстродействие (из-за отсутствия инжекции неосновных носителей заряда) и меньшие обратные токи (из-за большей величины запрещённой зоны).

Проведено исследование деградации параметров 4H SiC диодов Шоттки при его облучении электронами с энергией 0,9 МэВ и протонами с энергией 15 МэВ. Определена

скорость удаления носителей (Vd), которая составила 0,07 – 0,09 см⁻¹ и 50 – 60 см⁻¹, соответственно. Выполнен анализ влияния энергии электронного облучения на образование радиационных дефектов в полупроводниках. Показано, что основным фактором влияния является энергия первично выбитых атомов ПВА. С повышением энергии ПВА, во-первых, увеличивается среднее расстояние между генетически родственными ПФ, и как следствие увеличивается доля нерекомбинировавших при облучении ПФ. Во-вторых, с ростом энергии ПВА появляется возможность формирования новых более сложных вторичных радиационных дефектов [2].

Показано, что исследованные диоды Шоттки сохраняли выпрямляющие вольт-амперные характеристики вплоть до доз электронного облучения ~ 10¹⁷см⁻². Сделан вывод, что радиационная стойкость SiC диодов Шоттки существенно превосходит радиационную стойкость Si pi-n диодов с аналогичными напряжениями пробоя.

В то же время, относительно спектра существующих в них радиационных дефектов, при комнатной температуре Si и SiC находятся в существенно отличающихся состояниях. В кремнии уже закончился отжиг первичных дефектов, а в SiC он ещё не начался. В результате измеренная при 300 К величина Vd в SiC может оказаться такой же как в Si. Таким образом, можно ожидать, что величина Vd, измеренная при повышенных температурах, окажется существенно меньше и радиационная стойкость SiC ещё возрастёт [3].

бразом, можно ожидать, что ДШ СREE600 В ой повышенных температуменьше и радиационная [3]. Vol. 26, 1965 pp 163-177 *ДШ СREE600 В ния электронам МэВ (вверху) энергией 15 Мэ. символы сооти ным диодам*



Рис.1. – . Зависимость Nd-Na для ДШ CREE600 В от дозы облучения электронами с энергией 0,9 МэВ (вверху) и протонами с энергией 15 МэВ (внизу). Разные символы соответствуют разным диодам

[1] Jonson E.O., RCA Review, Vol. 26, 1965 pp 163-177 ным диодам [2] V.V.Kozlovski, A.A.Lebedev, V.V.Emtsev, G.A.Oganesyan, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B 384 (2016) 100-105.

[3] A.A.Lebedev, Radiation Effects in Silicon Carbide, Material Research Forum LLC, Millersville, PA 17551, USA, Volume 6 (2017).

Одномодовые поляризационно-стабильные полупроводниковые вертикально-излучающие лазеры

Малеев Н.А.

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

Полупроводниковые поверхностно-излучающие лазеры с вертикальным оптическим (далее вертикально-излучающие лазеры – ВИЛ, микрорезонатором английская аббревиатура VCSEL) за последние два десятилетия стали наиболее массовым типом лазерных диодов. Промышленностью освоен массовый выпуск многомодовых ВИЛ спектрального диапазона 850 нм для локальных высокоскоростных оптоволоконных соединений. При создании одномодовых ВИЛ, необходимых в ряде задач спектроскопии и оптической сенсорики, приходится решать комплекс проблем, обусловленных необходимостью использования малых размеров излучающей области, что приводит к высокой плотности рабочих токов, перегреву и соответствующим ограничениям на предельные уровни выходной мощности при сохранении приемлемого срока службы, а также искать эффективные способы контроля направления поляризации выходного излучения [1].

В докладе представлен обзор текущего состояния разработок и результаты оригинальных исследований в области одномодовых ВИЛ, в том числе способов создания одномодовых ВИЛ с контролируемым направлением поляризации выходного излучения. Рассматриваются основные физические механизмы, лимитирующие выходную. мощность для классической конструкции одномодовых ВИЛ с селективно-окисленной токовой апертурой и возможные подходы к стабилизации направления поляризации выходного излучения. Приводятся экспериментальные результаты, полученные для одномодовых ВИЛ на основе напряженных квантовых ям и субмонослойных квантовых точек в системе материалов InAlGaAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Обсуждается впервые предложенный метод стабилизации поляризации выходного излучения, основанный на использовании токовой апертуры ромбовидной формы и конструкции оптического микрорезонатора, сочетающей различные типы распределенных брэгговских отражателей [2]. В отличие от известных конструкций поляризационно-стабильных ВИЛ с субволновой дифракционной решеткой или структурой фотонного кристалла в выходном зеркале, в предложенном подходе не требуется использовать литографию с субмикронным разрешением

Экспериментально исследованные ВИЛ спектрального диапазона 800 – 1000 нм со специальной формой токовой апертуры обеспечивают стабильную одномодовую генерацию с фиксированным направление поляризации выходного излучения в диапазоне рабочих температур до 90°С и характеристики на уровне лучших известных аналогов (максимальная выходная мощность 1-2 мВт, субмиллиамперные пороговые токи, полоса рабочих частот более 10 ГГц и ширина линии генерации менее 50 МГц).

Автор выражает признательность А.Г.Кузьменкову, С.А.Блохину, А.П.Васильеву, М.А.Боброву, М.М.Кулагиной, Ю.А.Гусевой, Ю.М.Задиранову, С.И.Трошкову, В.М.Устинову (ФТИ им. А.Ф.Иоффе), А.Г.Фефелову (ОАО «НПП «Салют», Н.Новогрод) и А.С.Шуленкову (ОАО Мнский НИИ радиоматериалов).

[1] R. Michalzik, VCSELs: Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers (Berlin, Springer-Verlag, 2013)

[2] М.А. Бобров, Н.А.Малеев, С.А.Блохин и др., ФТП, 50, 1408 (2016)

Фотодиоды на основе InAs0.7Sb0.3, работающие при неглубоком охлаждении

Ильинская Н.Д.¹, Карандашев С.А.¹, Лавров А.А.², **Матвеев Б.А.**¹, Ременный М.А.¹, Стусь Н.М.¹, Усикова А.А.¹

¹ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26 ²ООО «ИоффеЛЕД», 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая 2, www.ioffeled.com

В последнее время наблюдается рост числа публикаций, рассматривающих фотоэлектрические свойства гетероструктур с большим несоответствием периодов решеток подложки и узкозонных рабочих слоев структуры, например, структур HgCdTe/Si [1], а также неизопериодных «барьерных структур» [2]. Такие гетероструктуры представляют интерес для ряда применений, например, в связи с необходимостью их интегрирования/монтажа с

кремниевыми платами для создания фоточувствительных матриц большого формата. При этом нередко утверждается, что дислокации, возникшие из-за несоответствия периодов решеток, не создают сколько-нибудь заметной плотности безызлучательных центров рекомбинации и каналов для утечек тока. В этой связи нам представляются актуальными исследования p-n структур на основе $InAs_{1-x}Sb_x/InAs$ (x>0.2), поскольку в арсениде индия (и с большой долей вероятности также и в его ближайшем аналоге - $InAs_{1-x}Sb_x$ (x<0.5)) структурные дефекты образуют рекомбинационные уровни лишь в зоне проводимости, а не в глубине запрещенной зоны полупроводника.



Рис.1. – Зависимость фоточувтвительности иммерсионных ФД от длины волны излучения для нескольких температур.

В докладе, являющемся продолжением

наших исследований ФД в средней ИК области спектра [3], приводятся и обсуждаются фотоэлектрические свойства фотодиодов (ФД) с поглощающим слоем на основе InAs_{0.7}Sb_{0.3} толщиной 5 мкм, изготовленных на подложке n-InAs(100) в виде освещаемых со стороны n-InAs чипов с круглыми мезами диаметром D_m от 35 до 250 мкм и с широким отражающим анодным контактом, расположенным на поверхности слоя P-InAsSbP(Zn).

При температурах, близких к комнатной, последовательное сопротивление для $D_m>100$ мкм почти на порядок превышало динамическое сопротивление p-n перехода вблизи нулевого смещения, что являлось одной из основных причин низкой фоточувствительности (0.15 A/BT, 300 K, Puc.1). Это не являлось препятствием для наблюдения интенсивной отрицательной люминесценции даже при небольших обратных смещениях, являющейся следствием эффективного экстрагирования носителей заряда из областей вблизи от p-n перехода. С понижением температуры фоточувствительность резко возрастала, достигая значений 0.67 A/BT, что соответствует внешней квантовой эффективности 14 % (нижняя оценка параметра). При этом анализ вольт-амперных характеристик и их зависимости от температуры указывал на доминирование диффузионного механизма токопрохождения, характерного для структур с незначительной концентрацией структурных дефектов, что подтверждает перспективность p-n структур на основе InAs_{1-x}Sb_x/InAs (x>0.2) для создания ФД в важной для практики спектральной области 5 – 8 мкм.

- [1] V.M. Bazovkin et al Infrared Physics & Technology, 76, 70 (2016)
- [2] A. P. Craig et al APPLIED PHYSICS LETTERS 103, 253502 (2013)
- [3] P.N. Brunkov et al Infrared Physics & Technology, 73, 232-237 (2015)

Стимулированное излучение вплоть до 20 мкм на межзонных переходах в волноводных структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe

Морозов С.В.¹, Румянцев В.В.¹, Жолудев М.С.¹, Фадеев М.А.¹, Кудрявцев К.Е.¹, Дубинов А.А.¹, Кадыков А.М.¹, Гавриленко В.И.¹, Дворецкий С.А.², Михайлов Н.Н.²

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия. ³ Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск

Структуры с КЯ $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$ открывают широкие возможности по управлению энергией межзонных переходов (ширину запрещенной зоны в таких структурах можно изменять от сотен мэВ до 0) и энергетическим спектром носителей. Ввиду достаточно низких частот оптических фононов в HgCdTe-материалах (частота CdTe-подобного TO фонона составляет около 20 мэВ, а HgTe-подобного около 15 мэВ) подобные структуры представляют интерес для создания длинноволновых лазеров в диапазоне длин волн недоступном для традиционных квантово каскадных лазеров на A3B5. В данной работе приводятся экспериментальные результаты по наблюдению длинноволнового стимулированного излучения (CH) вплоть до 20 мкм (!) полученного из волноводных структур с КЯ на основе твердых растворов CdHgTe. На рисунке показаны спектры CИ волноводных структур с пятью КЯ толщиной от 4 до 4.7 нм HgTe/Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te при 20К при импульсном оптическом возбуждении. Ранее в подобных структурах нами было получено CИ вплоть до рекордной длины волны 10.2 мкм [1, 2]. Основной причиной продвижения CИ в длинноволновую область вплоть до 20 мкм является использование узких (2-5 нм) КЯ HgTe в активной области волноводных структур.

В узких КЯ из чистого HgTe оже рекомбинация существенно подавлена из-за особенностей закона дисперсии. Малая ширина ямы приводит к большому расстоянию между подзонами размерного квантования, в результате чего при оже-рекомбинации носители могут занимать состояния только в основных электронной и дырочной подзонах. В свою



очередь, законы дисперсии в этих подзонах в широком диапазоне энергий симметричны и близки к закону дисперсии релятивистских дираковских электронов. При такой дисперсии невозможно одновременно выполнить законы сохранения энергии и квазиимпульса даже при достаточно высокой концентраций неравновесных носителей, что ведет к подавлению оже-рекомбинации. Был произведен расчет дизайна волноводных структур с КЯ, предназначенных для усиления длинноволнового излучения в диапазоне длин волн 25 – 45 мкм и

обеспечивающих локализацию ТЕ моды около активного слоя. Таким образом, полученные в работе результаты свидетельствуют о высоком потенциале гетероструктур на основе Hg_{1-x}Cd_xTe для создания длинноволновых лазеров.

Работа выполнена при поддержке ФАНО, РАН и грантов РФФИ № 16-02-00685, №16-32-00609, Президента РФ МК-6923.2016.2.

[1] S. Ruffenach, A.M. Kadykov, V.V. Rumyantsev et al. // APL Materials, 5, 035503 (2017).
[2] S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, A.M. Kadykov et al. // APL, 108, 092104 (2016).

Способы увеличения чувствительности кремниевых нанопроволочных сенсоров

Наумова О.В., Фомин Б.И., Пинигина Д.Л.

Федеральное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

Нанопроволочные сенсоры являются универсальной платформой для химических и биологических электронных детекторов. Однако любое сенсорное устройство является многокомпонентной системой и оптимизация всех составляющих этой системы определяет предельную обнаружительную способность прибора в целом [1-3].

Целью работы является анализ основных параметров нанопроволочных детекторов и способов увеличения их чувствительности при индикации различного вида аналита (белков, вирусов, ДНК). Основное внимание уделено кремниевым нанопроволочным сенсорам, оптимизации режимов работы и способам модификации их поверхности.

[1] B. Veigas, et.al. Sensors. **15**, 10380 (2015). [2] E. Dmitrienko, et.al. Nanomedicine, **11**, 2073 (2016). [3] О.В. Наумова, Б.И. Фомин, Автометрия. **52**, 21 (2016).

Применение селективного травления структур с Ge(Si) самоформирующимися наноостровками для повышения эффективности Si солнечных элементов

Байдакова Н.А.¹, Вербус В.А.^{1, 2}, Морозова Е.Е.¹, **Новиков А.В.^{1, 3}**, Скороходов Е.В.¹, Шалеев М.В.¹, Юрасов Д.В.¹, Нотве А.⁴, Kurokawa Y.⁴, Usami N.⁴

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

² НИУ Высшая Школа Экономики, 603155 Нижний Новгород, Б. Печерская, 25/12, Россия

³ ННГУ им. Н.И.Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

⁴ Nagoya University, Furocho, Chikusa-ku, 464-8603 Nagoya, Japan

Одним из путей уменьшения стоимости солнечных элементов на основе кристаллического Si является уменьшение толщины используемых пластин до 100 мкм и менее [1]. Для решения этой задачи необходима разработка новых подходов к уменьшению отражения (R) от поверхности Si и увеличения доли фотонов, поглощенных им. Такая необходимость обусловлена тем, что используемое в настоящее время для данных целей анизотропное травление Si в KOH не применимо к тонкопленочным солнечным элементам, так как толщина Si слоя, удаляемого при анизотропном травлении, сопоставима с общей толщиной таких солнечных элементов [1]. В данной работе для увеличения эффективности Si солнечных элементов предлагается использовать субмикронный рельеф поверхности, созданный за счет селективного травления структур с Ge(Si) наноостровками. При этом толщина Si, удаляемого в процессе формирования рельефа, меньше 1 мкм.

Развиваемый метод основан на селективном, по отношению к SiGe сплавам, травлении Si в водном растворе КОН с добавлением изопропилового спирта (IPA). В результате при травлении однослойных структур с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися наноостровками, полученных методом МПЭ, островки выступают в качестве маски при травлении Si. При необходимости после создания рельефа поверхности островки могут быть удалены за счет селективного травления в растворе HF: H₂O₂:CH₃COOH. С помощью СЭМ и ACM микроскопии продемонстрировано, что данный подход позволяет создавать на поверхности Si(001) рельеф субмикронного масштаба (рис. 1), управление па-



Рис.1. – СЭМ снимок поверхности Si после последовательного травления структуры с Ge(Si) наноостровками в растворах KOH+IPA и

раметрами которого возможно за счет изменения как условий роста наноостровков, так и условий травления. В работе теоретически и экспериментально показано существенное (в 5 и более раз) уменьшение R в широком (500-1200 нм) спектральном диапазоне от структур с созданным рельефом поверхности по сравнению с гладкой поверхностью Si. В результате формирования рельефа наблюдается также рост поглощения в Si излучения с длиной волны > 900 нм. Данный рост связывается с увеличением оптического пути фотонов в Si пластине за счет их рассеяния на неровностях рельефа поверхности. На структурах с созданным рельефом сформированы тестовые солнечные элементы и выполнены исследования их характеристик, которые показали перспективность использования предлагаемого подхода для увеличения эффективности Si солнечных элементов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-52-50017_ЯФ-а.

[1] X. Liu, et al., Energy Environ. Sci., 7, 3223 (2014).

Оптико-электрические измерения термо-эдс в структурах с р-п переходом

Жиляев Ю.В., Зеленин В.В., Ордин С.В., Пантелеев В.Н., Полетаев Н.К.,

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

При исследовании кинетических явлений полупроводников в различных температурных условиях, подведение теплового потока к образцу, часто осуществляется с помощью прямого механического контакта. Как правило, эти результаты позволяют понять общий характер процесса, однако данная методика имеет существенные ограничения. Эти ограничения касаются точности измерений характеристик при малых потоках тепла, а также измерений при высоких скоростях изменения теплового потока. В данном сообщении приведены результаты исследования термо-эдс на кремниевых структурах содержащих р-п переход с использованием генерации тепла оптическим методом. Для генерации теплового потока использовалось излучение светодиодов с частотами модуляции излучения от 0 Гц до 5 МГц. Гарантированное поглощение излучения синих светодиодов и превращение его в поток тепла обеспечивала микронная плёнка никеля, закрывающая облучаемую поверхность р-п-перехода. Качественное отличие оптических исследований от контактных заключается в том, что создаваемые на микрообъектах перепады температур составляют сотые и тысячные доли градуса. Для термоэлектрических детекторов. превышение уровня собственных шумов детектора происходит уже при перепаде температуры миллионная градуса. В разработанном ранее анизотропном термоэлектрическом детекторе на базе кристалла высшего силицида марганца, сигнал превышал собственный шум при одной десятимиллионной градуса. Характеристики этого приемника были взяты как базовые при измерении выше обозначенных структур.

Метод определения инверсного слоя

Гаджиалиев М.М., Пирмагомедов З.Ш., Эфендиева Т.Н.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра Российской академии наук. 367003, Махачкала, ул. М.Ярагского, 94.

Известно, что инверсный слой возникает у поверхности полупроводника в составе МОП (металл - оксид - полупроводник) структуры с ростом напряжения на затворе [1] при условии:

$$|E_c| \ge \frac{\sqrt{E_g kT}}{el_d} \tag{1}$$

где Eg- ширина запрещенной зоны; k - постоянная Больцмана; T - абсолютная температура; e - заряд электрона; ld - длина Дебая.

В работе [2] измерены электрические свойства МОП структуры на основе p-InSb с р = 10^{13} см⁻³ в зависимости от напряжения на затворе от 0 до 200 В при 4,2 К и показано, что концентрация дырок в поверхностном слое уменьшается от $2 \cdot 10^{13}$ см⁻³ до $3 \cdot 10^{11}$ см⁻³, а концентрация электронов в инверсном слое растет от $3 \cdot 10^{11}$ см⁻² до $7 \cdot 10^{12}$ см⁻².

Мы вычислили термоэдс при 4,2 К сначала для объемного материала p- InSb с p = 10¹³ см⁻³ в зависимости от напряжения на затворе от 0 до 50 В, по формуле Писаренко:

$$\alpha(0) = -\frac{k}{e} \left[r + 2 - \ln \frac{4\pi^{3/2} \hbar^3 p}{(m_p kT)^{3/2}} \right]$$
(2)

для трех концентраций дырок: p1 = $2 \cdot 10^{13}$ см⁻³; p2 = $4 \cdot 10^{12}$ см⁻³; p3 = $3 \cdot 10^{11}$ см⁻³ (г - коэффициент, зависящий от механизма рассеяния, р - концентрация дырок, mp - эффективная масса дырок, T- абсолютная температура).

Затем, для электронов с вырожденной статистикой в инверсном слое по формуле

$$\alpha(0) = -\frac{\pi^2}{3}(r+1)\frac{k}{e}\frac{2m_nkT}{(3\pi^2n)^{2/3}h^2}$$
(3)

была вычислена термоэдс для трех концентраций электронов, $n_1 = 3 \cdot 10^{11}$ см⁻²; $n_2 = 4 \cdot 10^{12}$ см⁻², $n_3 = 7 \cdot 10^{12}$ см⁻² (n - концентрация электронов, m_n - эф-



Рис. 1. – Зависимость термоэдс поверхностного слоя p-InSb в зависимости от напряжения на затворе МОП структуры, вычисленная при 4,2 К.

фективная масса электронов). При вычислении термоэдс по формулам (2) и (3) было принято рассеяние на ионах примеси.

На рисунке 1 представлены вычисленные значения термоэдс с ростом напряжения до 50 В.

Видно, что при определенном напряжении на затворе (в нашем случае ~26 В) можно точно установить при экспериментальном исследовании величину поля, при котором возникает инверсный слой, измеряя термоэдс поверхностного слоя.

Для сравнения по формуле (1) была найдена величина поля ~36 В при котором возникает инверсный слой. Эта разница величины поля, при котором возникает инверсный слой, полученный обоими методами при экспериментальном измерении термоэдс, благодаря большому количеству точек исчезнет. Измерение термоэдс показало, что этим методом можно определить момент возникновения инверсного слоя в МОП структуре.

[1] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. Электронные свойства двумерных систем (М., Мир, 1985). [2] К. F. Komatsubara, Н. Kamioka, Y. J. Kabayana. Appl. Phys. Lett., **40**, 2940 (1969).

Численное моделирование пикосекундного лавинного переключения n⁺-n-n⁺ структур

Подольская Н.И., Родин П.Б.

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

Быстронарастающие (>1...2 кВ/нс) киловольтные импульсы успешно применяются для детерминированного пикосекундного лавинного переключения высоковольтных диодных структур [1]. Недавно было экспериментально установлено, что при большей скорости нарастания (>10 кВ/нс) данный метод позволяет осуществить пикосекундное лавинное переключение также и полупроводниковых структур без *p-n* переходов [2]. Настоящее сообщение посвящено численному моделированию и анализу физических механизмов этого явления.

В отличие от обратносмещенной p^+ -*n*- n^+ структуры, где пикосекундное переключение начинается в полностью обедненной *n* базе, в n^+ -*n*- n^+ структуре в начале переключения *n* база заполнена основными носителями. Это обстоятельство, с одной стороны, снимает остро стоящий для диодных структур вопрос о происхождении затравочных носителей, но, с другой стороны, исключает волновой механизм модуляции проводимости.

В диффузионно-дрейфовом приближении моделировалось переключение нескольких типов кремниевых n^+ -n- n^+ структур общей толщиной 200 мкм, диаметром ~1 мм и уровнем легирования базы ~ 10^{14} см⁻³. Приложенный к структуре вместе с последовательной 50 Ω нагрузкой импульс $U_{\rm in}$



Рис.1. – Напряжение на n+-n-n+ структуре при моделировании с моделями ударной ионизации [4] (кривая 1) и [5] (кривая 2).

имел скорость нарастания 10...20 кВ/нс и амплитуду до 10 кВ. Применялось программное обеспечение SILVACO. Время переключения составляет 100...200 пс. Показано, что на этапе роста напряжения инжекция электронов в базу из n^+ слоя искажает однородность электрического поля только в относительно узком слое, вследствие чего лавинный пробой развивается практически однородно во всем объеме n базы [3]. Обнаружена сильная зависимость результатов моделирования от выбора модели ударной ионизации (рис.1): незначительные различия в коэффициентах ударной ионизации в относительно слабых электрических полях оказывают качественное влияние на процессы субнаносекундного лавинного переключения, инициированного быстронарастающими импульсами. Наилучшее согласие результатов численного моделирования с экспериментом получено для модели [4].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-29-00094).

[1] I.V.Grekhov, IEEE Trans. Plasma Sci. 38, 1118 (2010).

[2] В.И. Брылевский и др, "Пикосекундное ударно-ионизационное переключение полупроводниковых структур без p-n переходов", в настоящем сборнике Аннотаций.

[3]Н.И. Подольская, П.Б.Родин, Письма ЖТФ, 43, 54 (2017).

[4] Selberherr, S. Analysis and Simulation of Semiconductor Devices, Springer-Verlag (1984).

[5]M. Valdinoci et al, Proceedings of SISPAD'99, Kyoto, Japan, Sept.6-8, p.27-30

Диагностика полупроводниковых приборных структур генерацией электронов с преимущественным направлением углового момента.

Джиоев Р.И., Котур М., Полетаев Н.К.

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

При исследовании оптической ориентации в полупроводниках основное внимание уделялось измерению релаксационных времен, в частности времени жизни ориентированного по спину состояния носителей заряда. В сборнике обзорных работ [1] содержаться результаты теоретических исследований механизмов спиновой релаксации, хорошо иллюстрированные экспериментальными работами. Естественно, что для ясности изложения реальные условия эксперимента, такие как неоднородность распределения плотности спина в объемных полупроводниках, диффузионный перенос носителей, переизлучение, и др. при интерпретации результатов эксперимента не учитывались.

В данной работе продемонстрировано, как учет упомянутых выше факторов можно использовать для определения параметров, важных для работы полупроводниковых приборов.

Эксперименты проводились на объемных образцах AlGaAs *p*-типа и двух структурах, содержащих слои твердого раствора. В стационарных условиях были измерены температурные зависимости динамических параметров рекомбинации и спиновой релаксации носителей.

Используя в качестве масштаба времени период Ларморовой прецессии среднего спина электронов (эффект Ханле) были определена также диффузионная длина электронов, и оценена подвижность их в исследуемом материале. Для твердого раствора Al_{0,3}Ga_{0,7}As *p*-типа с концентрацией примеси $n_p=3\cdot10^{16}$ см⁻³ при температуре T=80 K коэффициент диффузии электронов D=240 см²/с , а подвижность электронов составила $\mu_e=34800$ см²/в·с.

Систематические исследования в этом направлении могут создать неразрушающий метод диагностики полупроводниковых лазерных структур, фотокатодов и т.д.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (контракт № 14.Z50.31.0021 с ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН и ведущим ученым М. Байером).

[1] Оптическая ориентация, под ред. Б.П. Захарчени и Ф. Майера, Л., Наука, (1989).

Токовые локализации при пикосекундном лавинном переключении высоковольтных диодных структур с технологическими неоднородностями

Иванов М.С.^{1,2}, Подольская Н.И.^{2,3}, Родин П.Б.²

¹СПбПУ, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29 ²ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26 ³СПбО МСЦ РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Общепринятой теоретической моделью пикосекундного переключения высоковольтных диодных структур в режиме задержанного ударно-ионизационного пробоя является распространение сверхбыстрого фронта ударной ионизации [1]. Такой фронт ионизации неустойчив относительно поперечных возмущений, что приводит к токовой локализации и переключению структуры только на части площади [2]. Токовая локализация играет кон-

структивную роль, уменьшая время переключения, что позволяет достичь количественного согласия между экспериментом и расчетом [3]. Нами исследовано влияние технологических неоднородностей (концентрации глубоких центров, полевая эмиссия с которых ответственна за запуск фронта [4]) на время и характер пикосекундного переключения.

Неоднородность характеризуется отклонением $\delta = (N - N_0)/N_0$ концентрации N глубоких центров от «фонового» значения N_0 и отношением $K = S/S_{inh}$ площади структуры S к площади неоднородности S_{inh} . Численное моделирование проведено для Si диодной структуры с длиной базы 100 мкм, легированием базы 10^{14} см⁻³, диаметром 1 мм, N₀= 10^{12} см⁻³, включенной последовательно с нагрузкой 50 Ом при начальном напряжении 1 кВ и скоростью роста напряжения 2 кВ/нс. Установлено, что опережающий запуск фронта в области с большей концентрацией затравочных носителей при амплитуде неоднородности δ более 0.1 и практически независимо от размера неоднородности приводит к



Рис. 1. — Ток в проводящем канале (I_l) и время переключения (Δt) в зависимости от относительной амплитуды δ и размера технологической неоднородности K.

локализации тока, протекающего через структуру (рис.1, полный ток в структуре после переключения определяется внешней цепью и составляет ~80 А). Токовая локализация приводит также к многократному уменьшению времени переключения (рис.1), которому в наибольшей степени способствуют малые ($K \ge 5$) неоднородности значительной ($\delta \ge 0.3$) амплитуды. Переключение структуры приводит также к принципиальному изменению механизма модуляции проводимости: пикосекундный спад напряжения на структуре происходит не во время пробега фронта, а после него вследствие разряда «пассивной» части структуры через сформированный пробегом фронта токовый канал. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 17-08-01559).

[1] M.Levinshtein et al., Breakdown Phenomena in Semiconductors and Semiconductor Devices, Word Scientific, London (2005).

- [2] A. Minarsky et al, Solid-State Electronics 41, 813 (1997).
- [3] P. Rodin et al, Techn. Phys. Lett. 38, 5, 1118 (2012).
- [4] P.Rodin et al, J.Appl.Phys. 98, 094506 (2005)

Пикосекундное ударно-ионизационное переключение полупроводниковых структур без p-n переходов

Брылевский В.И., Смирнова И.А., Подольская Н.И., Жарова Ю.А., Полетаев Н.К., **Родин П.Б.**, Грехов И.В.

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

Задержанный ударно-ионизационный пробой высоковольтных p-n переходов [1] лежит в основе полупроводниковой импульсной электроники пикосекундного диапазона [2]. Это яркое явление состоит в пикосекундном переходе диодной структуры в проводящее состояние под действием быстронарастающего импульса обратного напряжения, наблюдается в Si и GaAs диодах [3] и представляет собой наиболее быстрый из известных методов генерации больших (~1 мм²) объемов электронно-дырочной плазмы (ЭДП) в полупровод-

никах. В настоящем сообщении впервые экспериментально показано, что задержанный ударно-ионизационный пробой возможен и в полупроводниковых структурах без p-n переходов.

На рис.1 представлено напряжение на Si n⁺-n-n⁺ структуре (кривые $U_{\rm exp}$ и $U_{\rm sim}$ моделирования), лля эксперимента И включенной последовательно 50-Ω с нагрузкой при приложении быстронарастающего импульса напряжения (кривая $U_{\rm in}$). Структура имела общую толщину 200 мкм и площадь ~1 мм², уровень легирования n области составлял ~10¹⁴ см⁻³. Установка обеспечивала измерение тока и



Рис.1. — Пикосекундное киловольтное переключение Si n^+n-n^+ структуры.

напряжения с временным разрешением лучше 50 пс. Переключение начинается в момент времени 2.4 нс. Затем в течение ~150 пс напряжение на структуре падает с ~2 кВ до ~500 В. Удовлетворительное согласие с одномерным численным моделированием (пунктирная кривая $U_{\rm sim}$) косвенно указывает на однородное по площади переключение. Концентрация неравновесной ЭДП достигает ~10¹⁶ см⁻³. Импульсы напряжения прикладывались с частотой повторения 300 Гц без разрушения или необратимых изменений структуры. Схожий характер переключения, хотя и при существенно больших величинах остаточного напряжения, был обнаружен для образцов ZnSe с планарными индиевыми контактами, толщиной 400 мкм и диаметром ~1 мм.

Полученные результаты показывают, что динамический пикосекундный ударноионизационный пробой, инициируемый "перенапряжением" структуры быстронарастающим киловольтным импульсом, представляет собой универсальный метод создания больших объемов неравновесной ЭДП в полупроводниках, область применимости которого не ограничена, как это считалось ранее, структурами с p-n переходами. Данный метод представляет собой непосредственный интерес для создания ударно-ионизационных лазеров на широкозонных материалах [4]. Работа выполнена за счет гранта РНФ №14-29-00094.

- [1] И.В. Грехов, А.Ф. Кардо-Сысоев, Письма в ЖТФ, 5, 950 (1979).
- [2] R.J. Focia et al., IEEE Trans. Plasma Sci., 25, 138 (1997).
- [3] V.I. Brylevskiy et al., IEEE Trans. Plasma Sci., 44, 1941 (2016).
- [4] Г.А. Месяц et al., Квантовая электроника, 38, 213 (2008).

Коллективные моды в сдвоенных полупроводниковых дисковых лазерах на модах шепчущей галереи

Ройз М.А.¹, Баранов А.Н.², Именков А.Н.¹, Буренина Д.С.¹, Пивоварова А.А.¹, Монахов А.М.¹, Гребенщикова Е.А.¹, Яковлев Ю.П.¹

¹Физкико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Политехническая, 26

²2Institut d'Electronique du Sud (IES), Universite Montpellier 2,34095 Montpellier, France.

Средний ИК диапазон электромагнитного излучения весьма интересен для различных инженерных задач. Важно, что в данном диапазоне находятся характеристические линии поглощения многих газов, в том числе ядовитых и взрывоопасных. Безусловно, детектирование таких газов представляет большой интерес. Однако положение затрудняет нехватка дешевых и простых в изготовлении источников когерентного излучения данного диапазона. Проблема заключается в том, что полупроводники среднего ИК диапазона имеют большие потери, преимущественно связанные с оже-рекомбинацией. Эти потери необходимо неким образом компенсировать, дабы создавать эффективные лазеры для систем детектирования. Один из путей решения данной проблемы – использование дискового дизайна лазерных систем на модах шепчущей галереи (Whispering Gallery Modes) [1].

В настоящей работе проведено исследование систем на основе сдвоенных WGMлазеров. Лазерные чипы со сдвоенными дисковыми резонаторами радиусом 100 и 200 мкм с различными расстояниями между ними 0 - 12 мкм были изготовлены на основе квантоворазмерной наногетероструктуры GaInAsSb/AlGaAsSb. Расстоянию в 0 мкм соответствует случай образования соединительной перемычки между резонаторами, появляющейся вследствие специфики процессов травления. Эксперимент включает в себя измерение спектров и диаграмм направленности излучения рассматриваемых систем. Измерение спектров излучения проводилось на монохроматоре ДФС-32 при комнатной температуре в импульсном режиме питания с частотой 10 кГц и длительностью импульса 2.7 мкс.

Из полученных результатов следует, что в рассматриваемых сдвоенных дисковых лазерах излучение способно переходить из одного диска в другой, при этом формируются коллективные моды сдвоенных резонаторов. Межмодовое расстояние таких мод в два раза меньше, чем у мод одиночных дисковых лазеров, что говорит об удлинении оптического пути таких мод. Поэтому можно утверждать, что такие моды распространяются в обоих лазерах одновременно, и именно по этой причине они называются коллективными. Также установлено, что образцы с перемычкой способны работать в одномодовом режиме генерации при подаче тока накачки на оба лазера сразу. Высказано предположение, что данный режим возникает в связи с появлением одной высокодобротной коллективной моды, которая берет на себя всю излучаемую мощность.

Диаграммы направленности показывают, что в случае образцов с перемычкой излучение стремится выходить именно в области перемычки, то есть наблюдается направленность излучения. Напротив, в образцах без перемычки такой направленности не наблюдается.

[1] A. Baranov, E. Tournié, Semiconductor lasers and applications. Woodhead Publishing Limited, 2013. 631p.

Одноэлектронный транзистор на основе одиночных атомов фосфора в кремнии

Дагесян С.А.¹, Шорохов В.В.², Преснов Д.Е.^{1,2}, Солдатов Е.С.¹, Трифонов А.С.^{1,2}, Крупенин В.А.¹, Снигирёв О.В.¹.

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра полупроводников, лаборатория "Криоэлектроника". Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1/2.

²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научноисследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1/2.

Характерный размер промышленно изготавливаемых компонентов интегральных микросхем сегодня уже достигает значений ~ 14 нм, что приближает к технологиям изготовления электронных устройств атомарного масштаба. В связи с этим крайне актуальным становится исследование зарядового транспорта [1-4] через одиночные примесные атомы в твердотельных структурах, характерным примером которых является одноэлектронный транзистор на основе примесного атома в кристаллической решётке [3].

В настоящей работе нами был экспериментально исследован электронный транспорт через одиночные примесные атомы фосфора, внедренные в кристаллическую решётку кремния. Для этого был разработан оригинальный метод изготовления наноструктур одноэлектронных транзисторов из кремния на изоляторе (КНИ). Транзисторы формировались в слое неравномерно легированного кремния толщиной 55 нм. Метод изготовления включает в себя технологические процессы, повсеместно используемые в полупроводниковой наноэлектронике, такие как ионная имплантация, быстрый термический отжиг, электронно-лучевая литография, напыление тонких плёнок, реактивно-ионное травление.

Разработанный метод основывался на формировании перемычки (сужения) между электродами истока и стока с сечением ~ 30×50 нм² в наиболее узком месте. Уровень легирования приповерхностного слоя (> 10^{20} см⁻³) обеспечивал практически омическую проводимость предварительной структуры транзистора при температуре 4.2 К. Последовательные процедуры изотропного реактивно-ионного травления в плазме на основе тетрафторметана приводили к удалению высоколегированного приповерхностного слоя в наиболее узком месте перемычки. Исследование электрических характеристик образца показало уменьшение количества примесных атомов в области сужения между электродами истока и стока после каждой процедуры травления. После достижения ожидаемых для одноэлектронного транзистора на основе одиночных атомов фосфора параметров процедуры травления более не проводились.

Высокое значение характерной кулоновской энергии исследуемого образца ($E_C \approx 20$ мэВ) позволяло наблюдать одноэлектронные эффекты в широком диапазоне температур, вплоть до 77 К. Измерены и проанализированы диаграммы стабильности экспериментальных структур при температурах 4.2 и 77 К. Продемонстрированы образцы транзисторов, в которых управляемый электронный транспорт определялся одноэлектронным туннелированием через 3 примесных атома. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (РНФ грант 16-12-00072).

[1] P.M. Koenraad, M.E. Flatte, Nat. Mater. 10 (2), 91-100 (2011).

[2] Y.S. Gerasimov, V.V. Shorokhov, O.V. Snigirev, J. Supercond. Novel Magn. 28 (3), 781-786 (2015).

[3] V.V. Shorokhov, D.E. Presnov, et al., Nanoscale, 9 (2), 613-620 (2017).

[4] M. Fuechsle et al., Nature nanotechnology, 7 (4), 242-246 (2012).

Биоспецифические и локальные сенсоры на основе полевых транзисторов с каналом-нанопроводом из кремния на изоляторе

Преснов Д.Е.^{1,3}, Преснова Г.В.², Рубцова М.Ю.², Божьев И.В.³, Дорофеев А.А.³, Дагесян С.А.¹, Трифонов А.С.^{1,3}, **Снигирёв О.В.**³, Крупенин В.А.³

¹ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научноисследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1/2.

² Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, химический факультет, кафедра химической энзимологии. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1/3.

³ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра полупроводников, лаборатория "Криоэлектроника". Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1/2.

В последние десятилетия полевые транзисторы с каналом-нанопроводом приобретают все большую популярность среди исследователей, поскольку они находят свое практическое применение в качестве наноразмерных сенсоров в физике, химии, биологии и медицине [1-4]. Это в первую очередь связано с потребностью миниатюризации диагностических систем и повышением их чувствительности, что, в свою очередь, вытекает из необходимости минимизировать количество исследуемого материала.

Полевой транзистор с каналом-нанопроводом представляет собой структуру из тонкой (<100 нм) полупроводниковой проволоки - нанопровода, соединенной с проводящими электродами - стоком и истоком. Ток через транзистор определяется напряжением на затворе, роль которого играет положка пластины кремния на изоляторе (КНИ). Локальные изменения поля достаточной величины способны изменить проводимость нанопровода, что дает возможность регистрации с помощью такого устройства присоединения к поверхности нанопровода малых заряженных частиц.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований полевых транзисторов с каналом нанопроводом из КНИ с толщиной верхнего кремниевого слоя 110 нм, изготовленных традиционными для полупроводниковой электроники методами электронной литографии и реактивно-ионного травления. Были проведены исследования как традиционных полевых транзисторов с барьерами Шотки [3], так и транзисторов из неравномерно легированного кремния на изоляторе. Разработана технология изготовления полевых сенсоров для проведения биоспецифических и локальных исследований. Для увеличения эффективной площади поверхность кремниевого нанопровода была модифицирована отдельно расположенными наночастицами золота на которые ковалентно иммобилизованы фрагменты специфических антител с использованием их собственных тиоловых групп [4]. Чувствительность такого полевого транзистора составила значение 70 мВ/рН, что превосходит аналогичные показатели для транзисторов с каналом нанопроводом, модифицированным традиционными методами. На поверхности каналананопровода полевого транзистора проведено обнаружение простат-специфического антигена (ПСА), являющегося молекулярным маркером рака предстательной железы. Предельно-обнаруживаемая концентрация составила величину 16 ×10⁻¹⁵ грамм. Таким образом показана возможность применения полевого транзистора с каналом нанопроводом для определения ПСА в реальных образцах сыворотки крови.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (РФФИ грант офи-м № 16-29-03266).

[1] A. Zhang and C.M. Lieber, Chem. Rev. 116, 215-257 (2016).

[2] J. Salfi, I.G. Savelyev, M. Blumin, S.V. Nair, H.E. Ruda, Nat. Nanotech. 5, 737 (2010).

[3] D.E. Presnov, S.V. Amitonov, P.A. Krutitskii, et al., Beilstein journal of nanotechnology, 4, 330 (2013).

[4] G. Presnova, D. Presnov, V. Krupenin, et al., Biosensors and Bioelectronics, 88, 283–289, (2017).

Генерация второй гармоники при дробном порядке периодической поляризации

Соколовский Г.С.¹, Федорова К.А.², Battle P.R.³, Бакшаев И.О.⁴, Лифшиц Д.А.⁴, Рафаилов Э.У.²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, С-Петербург, ул. Политехническая, 26 ²Aston University, Aston Triangle, Birmingham, B4 7ET, UK ³Innolume GmbH, 11 Konrad-Adenauer-Allee, Dortmund, 44263, Germany ⁴AdvR Inc., 2310 University Way, Bldg #1-1 Bozeman, MT 59715, USA

Удвоение частоты излучения инфракрасных полупроводниковых лазеров является в настоящее время одним из наиболее предпочтительных путей генерации лазерного излучения в видимом диапазоне на длинах волн, недоступных для прямой генерации [1]. Несмотря на сравнительно низкое пространственное совершенство излучения полупроводниковых

лазеров, использование периодически поляризованного [2] волновода в нелинейном кристалле может обеспечить высокую эффективность генерации второй гармоники (ГВГ) с коэффициентом преобразования более 50% [3]. Однако, несмотря на возможности многомодового согласования фаз [4] и согласования фаз в высших порядках [2], расширение диапазона перестройки ГВГ в периодически поляризованных



Рис.1. – Схематическое изображение синхронизации фаз и периодической поляризации первого (а,б), высшего (в,г) и дробного порядка (д,е).

нелинейных кристаллах остается чрезвычайно актуальной задачей.

В настоящей работе обсуждается принцип и демонстрируется возможность использования дробного порядка периодической поляризации в нелинейных кристаллах с целью расширения частотного диапазона перестройки ГВГ.

При традиционной периодической поляризации нелинейного кристалла волновой вектор наведенной в сегнетоэлектрическом кристалле решетки инвертированных доменов компенсирует рассогласование волновых векторов пары фотонов фундаментального излучения и фотона ГВГ. При дробном порядке периодической поляризации рассогласование волновых



Рис.2. – Измеренная интенсивность ГВГ в ½ порядке при периодической поляризации кристалла КТР на длину волны ГВГ 430 нм.

векторов *m* пар фотонов фундаментального излучения и *m* фотонов ГВГ компенсируется *p* волновыми векторами решетки периодической поляризации в нелинейном кристалле, что изменяет эффективный период в p/m раз, как схематически показано на рис.1. Для экспериментальной демонстрации удвоения частоты при «половинном» порядке мы использовали кристалл КТР с волноводом, периодически поляризованным для ГВГ в синей области на длине волны 430 нм. При накачке кристалла полупроводниковым лазером, перестраиваемым в диапазоне длин волн 980-1090 нм, благодаря синхронизации фаз в $\frac{1}{2}$ порядке, была получена ГВГ в зеленой области, как показано на рис.2. Отдельные линии на рис.2 соответствуют многомодовому согласованию фаз [3], т.е. согласованию фаз между различными модами волновода.

[1] A. Kaltenbach, J. Hofmann, D. Seidel et al., Proc.SPIE 10088, 1008808 (2017).

- [2] M.M. Fejer, G.A. Magel, D.H. Jundt et al., IEEE J. of Quant. El. 28, 2631-2654 (1992).
- [3] K.A. Fedorova, G.S. Sokolovskii, D.A.Livshits et al., Opt. Lett. 39, 6672-6674 (2014).
- [4] K.A. Fedorova, G.S. Sokolovskii, P.R. Battle et al., Opt. Lett., 40, 835-838 (2015).

Влияние электронного облучения на электрические и электролюминесцентные характеристики 4H-SiC n⁺p структур

Стрельчук А.М.¹, Калядин А.Е.¹, Лебедев А.А.¹, Козловский В.В.², Романов Л.П.³, Петров В.А.³

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26 ²СПбПУ, 195251, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 29 ³Светлана-Электрон прибор, 194156, г. Санкт-Петербург, пр. Энгельса, д. 27

Исследования полупроводниковых свойств карбида кремния и приборов на его основе проводятся уже в течение 100 лет. В частности, продемонстрирована работоспособность диодов на основе карбида кремния в различных экстремальных условиях, в том числе, при повышенных уровнях радиации (см. обзоры [1]), при этом радиационная стойкость диода обычно определяется теми условиями облучения, при которых начинается заметный рост последовательного сопротивления диода. За последние 25 лет наблюдается значительный прогресс в изготовлении слаболегированных слоев SiC, как n-, так и p- типа проводимости. При их использовании особое значение имеют рекомбинационные характеристики, особенно для материала, подвергшегося радиационному воздействию, которые изучены недостаточно полно. В настоящей работе представлены результаты исследования влияния электронного облучения на вольт-амперные и электролюминесцентные (ЭЛ) характеристики 4H-SiC n⁺p структур с p-базой и уровнем легирования ~5x10¹⁵ см⁻³. Характеристики измерялись до облучения и после каждого из 5 этапов облучения электронами с энергией 0.9 МэВ дозами: 1x10¹⁵ см⁻² (irr1), 3x10¹⁵ см⁻² (irr2), 5x10¹⁵ см⁻² (irr3), 8x10¹⁵ см⁻² (irr4), 1.1x10¹⁶ см⁻² (irr5).

Облучение приводит к некоторому увеличению рекомбинационного тока и уменьшению интенсивности краевой инжекционной ЭЛ ($hv_{max}\approx3.17 \text{ eV}$), свидетельствующим об уменьшении времени жизни неравновесных носителей заряда в результате облучения (см., также, [2]). Кроме того, в результате облучения происходит рост интенсивности полос «дефектной» ЭЛ ($hv_{max}\approx2.44 \text{ eV}$ и, особенно, $hv_{max}\approx1.35 \text{ eV}$, Рис.1). «Дефектная» электролюминесценция с $hv_{max}\approx1.35 \text{ eV}$ связывается с дефектом в виде вакансии Si и представляет интерес для создания однофотонных источников излучения [3].

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РНФ 16-12-10106 «Радиационная стойкость карбида кремния и



Рис.1. – Спектры инжекционной электролюминесценции 4H-SiC n⁺p структур до облучения (0) и после каждого из 5 этапов облучения 0.9 МэВ электронами.

приборы на его основе для экстремальной электроники».

[1] A.A. Lebedev, J. of High Speed Electronics and Systems 16, 779 (2006) and E.V. Kalinina, Semiconductors 41, 745 (2007).

[2] A.M. Strel'chuk et al., Materials Science and Engineering B61-62, 441 (1999) and A.M. Strel'chuk et al., Mater. Sci. Forum 483-485, 993 (2005).

[3] T. Ohchima et al., Abstracts ECSCRM2016, 181 (2016) and F. Fuchs et al., Sci. Rep. 3, 1637 (2013).

Исследование электрофизических свойств эпитаксиальных слоёв твердого раствора PbSnTe при введении индия

Ищенко Д.В.¹, Климов А.Э.^{1, 2}, Супрун С.П.¹

¹ИПФ СО РАН, 630090, Новосибиркс, ул. ак. Лаврентьева, 13 ²НГТУ, 630073, Новосибирск, пр-т Карла Макркса, 20

Интерес к твёрдому раствору свинец-олово-теллур (СОТ) обусловлен рядом причин: это перспективный материал для фотоприёмников дальнего ИК и ТГц областей спектра [1], он является топологическим кристаллическим изолятором [2], а также может быть использован в качестве обменной среды в конструкции квантового компьютера [3]. Во всех этих случаях желательно иметь объем плёнки с низкой проводимостью, что достигается

при легировании СОТ индием [4]. Однако до настоящего времени в литературе не имеется данных по локальной диффузии индия в эпитаксиальные слои СОТ.

В настоящей работе описываются способы предварительной подготовки поверхности плёнок СОТ, нанесение слоев индия толщиной несколько нанометром и последующие режимы диффузии. Использование масок во время напыления позволяет получить локального легированный СОТ требуемого типа проводимости.

На рисунке показано изменение холловской концентрации носителей заряда в плёнке *р*-типа проводимости. Содержание олова в твёрдом растворе СОТ равнялось 26 %, толщина плёнки – 1.9 мкм. Кривая 1 по-



Рис. – Зависимость концентрации дырок от обратной температуры в исходном образце кривая – 1, 2 – после введения 0.3 ат. % индия, 3 – 0.5 ат. %, 4 – 1 ат. %.

казывает концентрацию дырок в нелегированной плёнке, проводимость которой определяется собственными дефектами.

Нелегированная плёнка была разделена на несколько частей, в каждую из которых была введена определенная доза индия. Последующие измерения температурной зависимости Холла проводились при полном отсутствии фонового излучения. Видно, что концентрация дырок уменьшается с $2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ (при комнатной температуре) до $5 \cdot 10^{12}$ см⁻³. (при температуре около 10 K) для дозы в 1 ат. %. При дальнейшем увеличении содержания вводимого индия изменяется тип проводимости плёнки: с *p*- на *n*-тип. При этом происходит рост минимальной концентрации при гелиевой температуре.

Для определения однородности были проведены измерения состава плёнки по площади методом энергодисперсионной рентгеновской микроскопии. Измерения показали хорошую однородность плёнки по содержанию индия в пределах погрешности метода.

Таким образом, разработан и предложен способ локального изменения проводимости СОТ путем диффузии индия в плёнку. Данная методика позволяет получать высокоомные области в структуре, а также проводить коррекцию проводимости эпитаксиальных слоёв.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 17-02-00575.

[1] А.Н. Акимов, Д.В. Ищенко и др. Микроэлектроника, 42, 88 (2013).
[2] S. Safaei, P. Kacman, and R. Buczko, Phys. Rev. B 88, 045305 (2013).
[3] А. Е. Klimov et. al., Russian Microelectronics.35. 5. 277 (2006).
[4] В.М. Вул и др., Письма ЖЭТФ, 29, 21 (1979).

Характеристики дельта-легированных бором слоёв CVD алмаза

Суровегина Е.А., Дроздов М.Н., Мурель А.В., Шашкин В.И.

¹ИФМ РАН, 603087, Нижегородская обл., д. Афонино, ул. Академическая, д. 7.

Создание приборов мощной СВЧ-электроники на основе полупроводникового алмаза в настоящее время получает все большее развитие благодаря уникальным свойствам этого материала. Однако существует проблема создания носителей заряда в алмазе, связанная с большой энергией

активации примесей (наименьшая 0.37 эВ у бора). Для решения этой проблемы применяют дельта-легирование, обеспечивающее

высокую концентрацию примеси в узкой области и эффективное снижение энергии ионизации.

Эпитаксиальные дельталегированные бором слои алмаза осаждали из газовой фазы на монокристаллических подложках НРНТ алмаза с ориентацией (100) в микроволновом СVD реакторе в Институте прикладной физики РАН [1]. Для изучения электрофизических характеристик на структурах изготавливались диоды Шоттки, на которых измерялись температурные зависимости



Рис.1. – Экспериментальные CV-профили (a) и рассчитанные распределения дырок (b) в дельта-легированном бором алмазе.

вольт-фарадных характеристик (C-V). Количественный анализ концентрации атомов бора проводился методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) на установке TOF.SIMS-5.

Измерения ВИМС показали наличие в алмазе слоя с поверхностной концентрацией В 5.3×10^{13} cm⁻². Рассчитанные из ВФХ диодов Шоттки С-V-профили для разных температур измерения показаны на рис.1,а. Высота пика С-V-профиля растет с увеличением температуры, в то время как в обычных полупроводниках с дельта-слоями – падает. Такое различие в поведении можно объяснить тем, что в алмазе наблюдается режим неполной ионизации примеси. Об этом свидетельствует различие в поверхностной плотности атомов бора 5.3×10^{13} cm⁻² (ВИМС) и поверхностной плотности дырок ~ 2×10^{12} cm⁻², вычисленной из ВФХ. Т.о. только ~5% примеси бора в алмазе ионизовано при

комнатной температуре. При увеличении температуры растет концентрация дырок согласно формуле для статистики носителей в полупроводнике в области промежуточных температур. Из температурной зависимости поверхностной плотности дырок можно определить энергию ионизации примеси [2], которая для исследованного дельта-слоя бора составляет ~60 мэВ. Такая малая величина энергии ионизации обусловлена высокой концентрацией бора, которая по данным ВИМС > 10^{20} см⁻³.

Результаты теоретического расчета распределения носителей в дельта-легированных структурах алмаза методом решения уравнения Пуассона [3] без учета квантовых эффектов приведены на рис.1,6. При этом для примеси бора в алмазе было использовано значение энергии ионизации 60 мэВ. Как видно, наблюдается хорошее соответствие между экспериментом и теорией.

Такие дельта-легированные слои могут использоваться для создания омических контактов и в качестве канала полевого транзистора в приборах на основе эпитаксиального алмаза. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Правительства РФ по постановлению 220, договор № 14.В25.31.0021 с ведущей организацией ИПФ РАН.

[1] A.L.Vikharev, A.M. Gorbachev, M.A. Lobaev et al, Phys. Status Solidi RRL, **10**, 324, (2016). [2] Е.А.Суровегина, Е.В.Демидов, М.Н.Дроздов, В.И.Шащкин и др., ФТП, **50**, 1595, (2016). [3] I.-H.Tan, G.L.Snider, et al, J. of Applied Physics, **68**, 4071, (1990).

Фотоэмиссионные и инжекционные свойства вакуумного фотодиода с полупроводниковыми электродами с эффективным отрицательным электронным сродством

Родионов А.А.¹, Голяшов В.А.^{1, 2}, Василенко М.А.¹, Чистохин И.Б.¹, Ярошевич А.С.¹, Шамирзаев Т.С.^{1, 2}, Деребезов И.А.¹, Гайслер В.А.^{1, 2, 3}, Мараховка И.И.⁴, Копотилов А.В.⁴, Кислых Н.В.⁴, Миронов А.В.⁴, Аксенов, В.В.⁴, **Терещенко О.Е.^{1, 2}**

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

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

³Новосибирский государственный технический университет, пр. К. Маркса, 20, г. Новосибирск. ⁴ЗАО «ЭКРАН-ФЭП», ул. Зеленая горка, д.1, Новосибирск, 630060.

Несмотря на более чем пятидесятилетнюю историю развития фотоэмиттеров с эффективным отрицательным электронным сродством (ОЭС), по-прежнему, остаётся много вопросов, как в физике фотоэмиссии, так и в достижении предельных параметров приборов на основе различных полупроводниковых фотокатодов с ОЭС. В данной работе нам впервые удалось собрать вакуумный фотодиод, в котором оба электрода являются полупроводниковыми гетероструктурами с эффективным отрицательным электронным сродством. Это позволило выявить и изучить ряд новых интересных фотоэмиссионных и инжекционных свойств спин-поляризованных электронов очень низкой энергии (0-300 мэВ), а также предложить несколько практических применений на основе вакуумного полупроводникового фотодиода.

Фотодиод с двумя ОЭС электродами продемонстрировал способность генерации фототока в широком диапазоне длин волн (350-900 нм) без потенциала смещения. Показано, что значение эффективности преобразования световой энергии в электрическую может достигать значения квантовой эффективности (внешнего квантового выхода) фотокатода, т.е. свыше 50%. Предложен новый вакуумный многокаскадный солнечный элемент с несколькими p-n переходами, разделенными вакуумными зазорами. Это позволит использовать различные полупроводниковые материалы, активированные до состояния ОЭС, в качестве катода и анода.

Измерены энергетические распределения фотоэмитированных электронов по компоненте энергии перпендикулярной поверхности катода. Подтверждено наличие тонкой структуры в фотоэмиссионных спектрах, связанной с рассеянием электронов на оптических фононах при выходе в вакуум через кванторазмерные состояния в области пространственного заряда.

Процессом обратным эмиссии является процесс инжекции электронов в полупроводниковую структуру. Поскольку уравнения Максвелла и Шредингера являются инвариантными к обращению времени, то инжекция спин-поляризованных электронов в GaAs с последующей их рекомбинацией приводит к излучению первичной поляризованной катодолюминесценции. Методом поляризованной катодолюминесценции изучена инжекция спин-поляризованных электронов в вакуумных фотодиодах, в которых источником спинполяризованных электронов являлся GaAs с OЭC, а детектором - гетероструктура AlGaAs/GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами, также активированная до состояния с ОЭС. Измерена зависимость поляризации электронного пучка от энергии инжектируемых электронов в интервале 0.5-4 эВ, которая удовлетворительно описывается релаксацией спина по механизму Дьяконова-Переля. Впервые измерено пространственное (латеральное) распределение поляризации электронов в сечении пучка путем измерения распределения латеральной интенсивности поляризованной катодолюминесценции. Это позволило предложить новый тип спин-детектора с пространственным разрешением.

Микрофлюидый датчик расхода жидкости на основе кремниевой микроканальной мембраны

Филиппов Н.С., Вандышева Н.В., Кириенко В.В. Романов С.И.

ИФП СО РАН, 630090,Новосибирск, пр-кт Академика Лаврентьева, 13

В современных технологиях все больше внимания уделяется уменьшению размеров устройств и их элементов [1]. Чем меньше датчик – тем больше возможностей для его интеграции в различные системы, например, можно разместить больше элементов. В микрофлюидике, где работают с малыми объемами жидкостей, нужны датчики расхода, способные не просто почувствовать, но и измерить скорость перемещения такого объема.

В данной работе описывается доработанная конструкция датчика расхода жидкости, представленного в [2]. Датчик состоит из кремниевой микроканальной мембраны размером до 15х15 мм² и толщиной около 250-350 мкм, со сквозными каналами, которая изготавливалась по разработанной технологии [3]. Каналы мембраны имели близкое к квадратному поперечное сечение размером от 4х4 до 15х15 мкм² и длину – 150-300 мкм. На противоположные стороны мембраны осаждались металлические электроды из никеля, перед этим вся поверхность мембраны была покрыта слоем термического SiO₂ для электрической изоляции. К осажденным электродам припаивались контакты. При движении жидкости через каналы мембраны, происходит перераспределение заряда на противоположных ее сторонах, вследствие чего возникает разность потенциалов на электродах (потенциал течения), которая зависит прямо пропорционально от расхода жидкости.

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1. Чувствительный элемент устройства в виде мембраны 1 с осажденными электродами 2 и контактами 3 помещался между двумя камерами 5, содержащими выводы 4 для сквозного протекания жидкости 6 через мембрану.

Было показано, что чувствительный элемент имеет близкую к линейной зависимость выходного сигнала от измеряемой величины в диапазоне расхода жидкости 2-200 мкл/с. Чувствительность устройства в этом диапазоне составила 5-10 мВ/(мкл/с) в зависимости от поперечного размера канала используемой мембраны.

Основное преимущество данного устройства – его принцип работы. Датчик вырабатывает собственный сигнал, не требующий каких-либо источников питания.

[1] Y. Khan et al., Adv. Mater., 28, 4373 (2016).

[2] М.А. Паращенко и др., Автометрия, **50**, 315-322 (2014). [3] Патент РФ 2516612, 2012.



Рис.1. — Схема экспериментальной установки: 1- кремниевая микроканальная мембрана, 2 осажденные электроды, 3 — металлические контакты, 4 — выводы камер, 5 — камеры, 6 рабочая жидкость.

Монолитные полихромные InGaN/GaN светодиоды

Цацульников А.Ф.^{1,2}, Лундин В.В.^{1,2}, Сахаров А.В.^{1,2}, Заварин Е.Е.², Усов С.О.¹, Николаев А.Е.^{1,2}, Родин С.Н.², Лундина Е.Ю.², Черкашин Н.А.³, Карпов С.Ю.⁴

¹НТЦ микроэлектроники РАН. 194021, С. Петербург, ул. Политехническая, 26. ²ФТИ им. А.Ф. Иоффе. 194021, С. Петербург, ул. Политехническая, 26. ³Center for Material Elaboration & Structural Studies (CEMES) of the National Center for Scientific Research (CNRS). 31055, Toulouse, France

⁴ООО «Софт-Импакт», 194156, С. Петербург, пр. Энгельса, 27.

Быстрый прогресс в создании высокоэффективных твердотельных источников освещения на основе синих InAlGaN светодиодов с люминофорным покрытием привел к тому, что на первый план начала выходить проблема получения белого света высокого качества. Качество белого света характеризуется как в параметрах спектрального распределения (цветовой температуры), так и в терминах индексов цветопередачи (или CRI – Color Rendering Index): общего Ra и специальных R1-R14. Для правильного воспроизведения естественных цветов объектов необходимо иметь значения, как общего, так и всех специальных индексов цветопередачи >90 (в идеале – приближающиеся к 100).

В представленной работе изучен подход к достижению высоких цветовых параметров излучения основанный на создании светодиодов с монолитной полихромной активной областью, содержащей несколько квантовых ям InGaN, излучающих при различных длинах волн. Были исследованы различные типы монолитных белых светодиодов: безлюминофорные с активной областью излучающей в диапазоне 430-570 нм, и монолитные светодиоды, предназначенные для совместного использования с люминофором с активной областью, излучающей в диапазоне 430-530 нм. Был исследован дизайн активной области, содержащий InGaN/GaN короткопериодную сверхрешетку, на которую осаждались квантовые ямы InGaN, излучающие при различных длинах волн и разделенные барьерами различных типов (слой GaN, InGaN, InGaN/GaN сверхрешетка). Для улучшения структурного качества активной области был исследован технологический подход к формированию островков в квантовых ямах InGaN, позволяющий увеличить эффективность излучения по сравнению с активной областью на основе классических квантовых ям. Также были изучены более сложные подходы к созданию монолитныхсветодиодов, основанные на селективной эпитаксии. Был исследован синтез светодиодных гетероструктур InGaN/GaN на гранях мезаполосков, выращенных методом селективной эпитаксии. Были изучены нитевидные микрокристаллические светодиодные структуры InGaN/GaN на подложках сапфира и кремния, излучающие в сине-зеленом спектральном диапазоне.

Было показано, что использование светодиодной монолитной гетерострутуры совместно с люминофором позволяет реализовать высокий индекс цветопередачи и сохранить высокую эффективность излучения. На основе проведенных исследований были созданы образцы белых светодиодов с монолитной активной областью с длинами волн излучения 430 нм и 480 нм и желто-красным люминофорным покрытием. Проведенный анализ цветовых характеристик излучения изготовленных светодиодов [1] показал, что для таких структур были продемонстрированы рекордные индексы цветопередачи Ra (8) = 98,6 и Ra (14) = 97,4 при коррелированной цветовой температуре 3400 К. Высокая эффективность излучения полученных светодиодов, сравнимая с эффективность синих светодиодов, позволяет использовать такие светодиоды для практических целей.

Работа проведена при поддержке РФФИ и Программы фундаментальных исследований ОНИТ РАН.

[1] I.E. Titkov, et.al., Superior colour rendering with a phosphor-converted blue-cyan monolithic light-emitting diode. Laser & Photonics Reviews, 10 (6), 1031–1038 (2016).

Фотоэлектрический сенсор водорода на основе структуры Pd-Oxide-InP

Шутаев В.А.¹, Гребенщикова Е.А.¹, Именков А.Н.¹, Оспенников А.М.², Яковлев Ю.П.¹

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

²Российский институт радионавигации и времени, 191124, Санкт-Петербург, пр. Обуховской Обороны, д.120, лит.ЕЦ

Водородная энергетика может стать одним из основных источников энергии в ближайшем будущем. Природное углеводородное топливо может быть заменено водородным – экологичным и высокоэффективным источником энергии, запасы которого неисчерпаемы. Перспективы применения водородного топлива открываются при его использовании в наземном, морском и космическом транспорте. В настоящее время, наряду с развитием водородной энергетики, уже начаты работы по созданию сенсоров водорода на основе диодов Шоттки с палладиевым контактом для контроля утечек взрывоопасного газа [1,2].

Цель нашей работы – исследование фотоэлектрических свойств диодов Шоттки на основе структуры Pd/Oxide/InP для их использования в оптоэлектронном сенсоре для обнаружения утечек водорода при комнатной температуре.

ВАХ созданных МДП структур были исследованы в интервале температур от 90 до 300К. Они имели диодный характер. Напряжение отсечки уменьшалось с повышением температуры. Из температурных измерений ВАХ была определена величина высоты барьера, равная 0.55 eV, что, по нашему мнению, является достаточным для работы сенсора при температуре до 60°С. Была исследована чувствительность к водороду полученных структур в режимах фотоэдс и фототока. При включении светодиода (λ =0.9 µm) появляется фотоэдс и остается почти неизменной до поступления водорода. После импульсного воздействия водородом с длительностью в 3 с наблюдается резкое падение фотоэдс и затем начинается медленное ее возвращение к исходному уровню (в течение 1 ч). Фототок, напротив, резко возрастает после импульсной подачи водорода, затем величина фототока понижается до исходного уровня с постоянной времени спада фототока ~ 10 с. Данное явление не было предсказуемым. По нашему мнению, спад фотоэдс объясняется, тем, что при освещении резко возрастает диссоциация молекул водорода на атомы, которые затем ионизуются с образованием электронов и протонов. Появление свободных электронов повышает уровень Ферми в палладии, что можно интерпретировать как понижение работы выхода палладия, а высота потенциального барьера, как следствие, уменьшается.

Полученные диоды Шоттки на основе МДП структуры и светодиод, излучающий на длине волны 0.9 µm, работают как оптопара для сенсора водорода. Время реакции структуры на импульсную подачу водорода составляло 1-2 с с постоянной времени спада фототока 10 с (в режиме тока короткого замыкания). Определены оптимальные толщины оксидного и палладиевого слоев. Полученные структуры перспективны для использования в сенсорах водорода, способных работать при комнатной температуре и низком энергопотреблении. Фотоэлектрическая реакция диодов на водород на порядок эффективнее электрической.

[1] V. M. Arutyunian. Hydrogen sensors, ISJAEE, N.3, pp.33-42, (2007).
[2] J. Grym, O. Procjazkova, R. Yatskiv, K. Piksov'a. Nanoscale Res. Lett., 6, 392 (2011).

Секция 13

Наномеханика

АСМ измерения упругих свойств наноструктур

Жданов Е.Ю.^{1,2}, Похабов Д.А.^{1,2}, Погосов А.Г.^{1,2}, Буданцев М.В¹. Кожухов А.С.¹

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13 ²Новосибирский государственный университет, 630090, новосибирск, ул. Пирогова, 2

Измерение упругих напряжений с помощью атомно-силового микроскопа (ACM) в контактном режиме – простой и эффективный экспериментальный метод извлечения упругих параметров подвешенных (оторванных от подложки) микро- и наноструктур (например, коэффициента жёсткости или предела прочности). Этот метод успешно использовался для изучения механического отклика подвешенных двумерных материалов, таких как гра-

фен [1] и MoS₂ [2]. Возможность изучения механических свойств этих материалов объясняется их относительно небольшой жёсткостью, которая сравнима с жёсткостью кантилеверов ACM. Для изучения механических свойств HЭMC на основе Si или GaAs данный метод не использовался. Поскольку коэффициент жёсткости масштабируется с толщиной h структуры как h^3 , данная методика применима только для достаточно тонких наноструктур (таких как пленки графена). Техно-



Puc.1. – Схематичное изображение GaAs/AlGaAs наноструктуры.

логия селективного травления позволяет создавать тонкие подвешенные полупроводниковые мембраны которые интересны не только наличием дополнительных механических степеней свободы [3], но и особенностями электронного транспорта [4]. Механические свойства резонаторов на основе НЭМС, такие как коэффициент жёсткости, собственные частоты или добротность определяются их размерами, геометрией, свойствами материала, однако не всегда могут быть корректно рассчитаны теоретически [5].

В данной работе мы представляем результаты исследования упругих свойств при помощи ACM подвешенных наноструктур на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs толщиной 160 нм, выращенных поверх жертвенного слоя. При помощи оптической литографии создавались образцы в виде крестов (рис. 1). Затем, жертвенный слой удалялся из-под них при помощи изотропного селективного травления. Время травления подбиралось таким образом, чтобы почти весь крест, кроме небольшого участка под центром креста оказывался подвешен над подложкой. Центральная часть оставалась недотравленной, чтобы получить прямоугольную мембрану с двумя закреплёнными краями (3х6 мкм²) и прямоугольную балку с одним закреплённым и одним свободным краем (6х4 мкм²). На балку и мембрану производились нажатие кантилевером АСМ в контактном режиме в различных точках. Экспериментально определены относительные жёсткости мембраны и балки, которые согласуются с теоретически полученными значениями, что позволило установить абсолютные значения жёсткостей мембран, а также жёсткость кантилевера ACM, значение которой согласуется с характерным значением для NSG01 кантилеверов. Измерена зависимость относительной жёсткости балки как функция расстояния от точки приложения силы до закреплённого края, которая хорошо согласуется с теоретической. Таким образом, показано, что данная методика применима для экспериментального изучения механических свойств подвешенных полупроводниковых наноструктур.

- [1] M Annamalai et al., 22, 105024 (2012)
- [2] Simone Bertolazzi et al., ACS Nano, 5, 9703 (2011).
- [3] A. N. Cleland et al., Appl. Phys. Lett. 81, 1699 (2002).
- [4] A. G. Pogosov et al., Appl. Phys. Lett. 100, 181902 (2012).
- [5] A. A. Shevyrin et al., Appl. Phys. Lett. 101, 241916 (2012).

Локальные термоэлектрические эффекты

Ордин С.В., Жиляев Ю.В, Зеленин В.В., Пантелеев В.Н.

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

Обнаруженные на контактах гигантские термоэдс ранее, т.к. их величина не укладывалась в термоэлектрическую теорию, а воспроизводимость была низкая, были отнесены к «аномальным». Использование контактов, полученных технологией микроэлектроники, а именно, p-n переходов и асимметричных потенциальных барьеров, позволило получить надёжную воспроизводимость эффектов, которые были идентифицированы как термоэлектрические. Большой цикл исследований, проведённых на кремниевых p-n переходах показал, что возникающие на оптически и электрически экранированном барьере ЭДС на начальном участке пропорциональны величине теплового потока. Эти термо-ЭДС, соизмеримые по абсолютной величине с фото-ЭДС (без оптического экрана на том же p-n переходе), но имеющие противоположный знак (на постоянном потоке) или противоположную фазу (на гармоническом) были описаны инжекцией основных носителей более горячей обкладки p-n перехода и были названы локальными термо-ЭДС в соответствии с локальным производством энтропии Ильи Пригожина.

Было показано, что в макроскопической термоэлектрической теории они не описываются как феноменологически не учитывающей обобщённую термодинамическую концентрационную концентрационную силу, а на микроскопическом уровне не описывались из-за использования при их расчётах формулы Ричардсона, справедливой лишь при больших потоках тепла и носителей заряда. Разработана баллистическая модель, описывающая «гигантские» токи локальных термо-ЭДС, одного порядка с фото-токами, но другой полярности.

Было показано, что в теории p-n перехода, справедливо пренебрегая малыми диффузными термоэлектрическими эффектами Зеебека и Пельтье, были выброшены из рассмотрения и локальные термо-ЭДС, которые одного порядка с фото-ЭДС. Экспериментально был зарегистрирован и исследован гауссовский фото-термо резонанс в кремниевых p-n переходах. На базе кремниевых p-n переходов были созданы широкополосные детекторы с чувствительностью порядка как у узкополосных фотодетекторов.

Проведённые исследования показали, что в кремниевых p-n переходах за счёт возбуждения горячими носителями электронно -дырочной пары при относительно небольших потоках тепла и перепадах температуры на нём происходит насыщение локальных термо-ЭДС, а затем их падение, вплоть до переворота фазы. Поэтому, естественно, были предприняты попытки исследования локальных термо-ЭДС в структурах на базе широкозонных полупроводников. Предварительные исследования с использованием разницы работы выхода тесно контактирующих с AlN металлов показали принципиальную возможность регистрации на ассимметричном потенциальном барьере локальных термо-ЭДС. Работа направлена на выращивание искусственных структур для создания высокоэффективных термоэлектрических преобразователей на базе локальных термо-ЭДС.

Физический механизм влияния колебаний на электронный транспорт в наноэлектромеханических системах с двумерным электронным газом

Шевырин А.А.^{1,2}, Погосов А.Г.^{1,2}, Бакаров А.К.^{1,2}, Шкляев А. А.^{1,2}

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, ул. Лаврентьева, д. 13 ²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 2

Селективное травление жертвенных слоев позволяет создавать наноструктуры с двумерным электронным газом (ДЭГ), подвешенные над подложкой. Эти структуры механически подвижны и, как известно, их перемещения влияют на электронный транспорт [1,2]. Часто предполагается, что электромеханическая связь в структурах на основе GaAs/AlGaAs имеет пьезоэлектрическую природу, однако, экспериментальные доказательства этой гипотезы до недавнего времени отсутствовали. В настоящей работе [3] приводятся экспериментальное доказательство этой гипотезы, а также численная модель, предсказывающая неочевидный заранее краевой характер этой связи.



Рис.1. (a) Наномеханический резонатор-кантилевер с ДЭГ. Амплитуда (b,d) и фаза (c,e) отклика кондактанса на резонансные колебания кантилеверов, ориентированных во взаимно перпендикулярных направлениях. (f) Изменение концентрации ДЭГ на единичное смещение свободного конца кантилевера, рассчитанное с помощью построенной модели.

Изученная наноэлектромеханическая система представляет собой два одинаковых кантилевера, ориентированных в перпендикулярных направлениях [110] и [110]. Резонансные колебания кантилеверов возбуждаются емкостным методом в направлении, ортогональном к подложке, с помощью боковых затворов [2]. Кантилеверы содержат проводящие каналы вблизи своих оснований, т.е. вблизи максимума механических напряжений, индуцируемых колебаний. Изменение кондактанса каналов за счет колебаний измерено с помощью методики гетеродинного смешивания. Обнаружено, что идентичные колебания кантилеверов приводят к противоположным (сдвинутым по фазе на 180°) изменениям кондактанса каналов. Построена физическая модель, количественно описывающая изменение проводимости и согласующаяся с экспериментом. Модель показывает, что изменение проводимости обусловлено главным образом большим градиентом механических напряжений вблизи границы между подвешенными и неподвешенными областями, а не собственно напряжениями. Таким образом, электромеханическая связь может описываться как краевой эффект.

Работа поддержана РФФИ (гранты №16-32-60130, 15-02-05774) и государственным заданием № 0306-2016-0015.

[1] Y. Okazaki et al., Appl. Phys. Lett. 103, 192105 (2013).

[2] A. A. Shevyrin et al., Appl. Phys. Lett. 106, 183110 (2015).

[3] A. A. Shevyrin et al., Phys. Rev. Lett. 117, 017702 (2016)

Секция 14

Топологические изоляторы

Магнетизм и магнетосопротивление в топологическом изоляторе Bi2Se3, легированном Eu

Аронзон Б.А.^{1, 2}, Овешников Л.Н.^{1,2}, Прудкогляд В.А.², Селиванов Ю.Г.², Чижевский Е.Г.²

¹НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Курчатова, 1 ²ФИАН им. П.Н. Лебедева, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

Топологические изоляторы (ТИ) являются одним из наиболее перспективных новых классов соединений последних лет [1]. Большая часть ТИ представляют собой узкозонные полупроводники с сильным спин-орбитальным взаимодействием (СОВ). Сильное СОВ приводит к тому, что щель в спектре в объеме ТИ является инвертированной, а на границе с любым тривиальным изолятором, включая воздух, образуются топологически защищенные поверхностные состояния, спин которых жестко связан с направлением импульса [2]. Поэтому в отсутствии магнитных примесей, взаимодействие с которыми может приводить к перевороту спина, рассеяние носителей заряда назад оказывается запрещено. Магнитные примеси могут разрушить топологическую защищенность состояний, однако при малой их концентрации, связанные с ними магнитные поля могут приводить к целому ряду новых явлений и эффектов, среди которых наиболее ярким, однако не единственным, является квантовый аномальный эффект Холла [3].

Среди трехмерных ТИ одним из наиболее перспективных материалов считается Bi₂Se₃. В данном докладе приводятся результаты исследований эффектов, возникающих при легировании Bi₂Se₃ атомами Eu. Образцы были получены по методике, описание которой, а также результаты предварительных исследований, указывающие на топологическую природу поверхностных состояний в нелегированных образцах, содержатся в [4]. Эксперименты, демонстрирующие наблюдение квантового аномального эффекта Холла, исключительно редки. Более распространенным указанием на топологическую природу поверхностных состояний в слабой антилокализации (САЛ), в отсутствие эффектов слабой локализации (СЛ). Основное внимание в настоящей работе было уделено именно исследованиям особенностей САЛ и магнетосопротивления в сильных магнитных полях в образцах Bi₂Se₃ с содержанием Eu 0 -7%.

Нами получены следующие результаты:

(1) в образцах легированных Еи САЛ при отсутствии проявлений СЛ сохраняется;

(2) в отличие от нелегированных образцов, где длина сбоя фазы прямо пропорциональна $T^{-1/2}$ во всем исследованном диапазоне температур (0.3 – 10 K), в образцах, содержащих Eu, температурная зависимость длины сбоя фазы демонстрирует насыщение в области низких температур;

(3) при увеличении содержания Еи квадратичное магнетосопротивление образцов сменяется линейным, причем область линейности увеличивается практически пропорционально концентрации Еu; а характер температурной зависимости производной сопротивления от магнитного поля не зависит от содержания Eu;

(4) в образце с содержанием Eu 7% наблюдается ферромагнитное состояние, причем магнитный момент насыщения соответствует расчетному значению количества атомов Eu с магнитным моментом 7/2.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 17-12-01345).

[1] M.Z. Hasan, C.L. Kane, Rev. Mod. Phys. 82, 3045-3067 (2010).

[2] J.E. Moore, Nature 464, 194-198 (2010).

[3] C.-Z. Chang, J. Zhang, X. Feng et al., Science 340, 167-170 (2013).

[4] Л.Н. Овешников и др. Письма в ЖЭТФ, 104, 651-657 (2016).

Емкость краевых состояний двумерного топологического изолятора

Брагинский Л.С.^{1,2}, Энтин М.В.^{1,2}

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

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

Известно, что краевые состояния в топологическом изоляторе (ТИ) перекрывают по энергии всю запрещенную зону. В идеальном двумерном топологическом изоляторе при низкой температуре они образуют единственную область, перезаряжаемую внешним электрическим полем. Целью настоящей работы является исследование емкости краевых состояний двумерного топологического изолятора как в отсутствии, так и при наличии магнитного поля. Мы базируемся на краевых состояниях с линейным энергетическим спектром.

Емкость состоит из нескольких компонент разной физической природы. Первая из них - это геометрическая емкость C_{g} . Под ней понимается емкость металлической проволоки, создаваемой краевыми электронами, относительно полевого электрода, в пренебрежении изменением уровня Ферми при их перезарядке. Вторая составляющая - квантовая емкость C_{Q} [1], возникающая при движении уровня Ферми в процессе перезарядки краевых состояний. Наконец, третий вклад - это корреляционная емкость C_{corr} , обусловленная корреляционными поправками к энергии электронного газа. Эти емкости складываются как при последовательном соединении конденсаторов $1/C = 1/C_{G} + 1/C_{Q} + 1/C_{Corr}$. Если взаимодействие электронов слабо, то $C_{G} \square C_{Q} \square C_{Corr}$.

В работе рассмотрено круглое включение из 2D ТИ радиуса R с краевым состоянием шириной $1/\lambda \square R$, расположенное на глубине h под полевым электродом. Для C_G найдено выражение, имеющее асимптотики:

$$C_{G} = \begin{cases} \frac{\mathrm{T}R}{2\lambda h}, & \text{если } \lambda h \square 1 \\ \frac{2\pi \mathrm{T}R}{\log(4\lambda h) + \gamma}, & \text{если } \lambda h \square 1 \end{cases}$$
(1)

Здесь т -диэлектрическая постоянная ТИ, γ - постоянная Эйлера. Квантовая составляющая емкости C_o в присутствие магнитного поля В равна

$$C_{\varrho} = \frac{2e^2}{\hbar v} R \left[1 + \sum_{n \neq 0, \sigma} \cos\left(\pi Rn \frac{2\mu + \sigma evBR}{v}\right) \times \frac{2\pi^2 RnT}{v \sinh(2\pi^2 RnT/v)} \right].$$
(2)

Здесь v, μ, T - скорость, уровень Ферми и температура электронов, $\sigma = \pm 1$. Первое слагаемое в (2) представляет квантовую емкость в отсутствие магнитного поля *B* и квантования краевых уровней, а которые учитывает второе слагаемое. В пределе $B \rightarrow 0$ магнетоемкость равна

$$C_{\varrho}^{B} = -\frac{4\pi^{2}e^{2}}{\hbar\nu}R^{5}e^{2}B^{2}\cos(2\pi\mu R/\nu)\frac{2\pi TR}{\nu\sinh(2\pi RT/\nu)}$$
(3)

Мы показали, что корреляционный вклад в энергию краевых электронов отсутствует вплоть до членов порядка e^4 , и следовательно, $1/C_{Corr} = o(e^4)$. Причина этого обсуждается в докладе.

[1] Serge Luryi. Applied Physics Letters. 52 (6) 501(1988).

Аналитическая модель экзотических поверхностных состояний в топологических полуметаллах

Волков В.А.^{1, 2}, Девизорова Ж.А.^{2, 1}

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 7, Москва, 125009 ²Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700

Работа посвящена построению минимальной модели, позволяющей аналитически описать спектр поверхностных состояний в топологических полуметаллах – полуметаллах Вейля и Дирака, являющихся в некотором смысле 3D аналогами графена. Зона проводимости и валентная зона в таких кристаллах касаются в особых точках зоны Бриллюэна (вейлевских или дираковских точках), а спектр фермионов вблизи этих точек имеет коническую форму и весьма многодолинный характер. С точки зрения симметрии кристаллической решетки эти родственные материалы отличаются отсутствием (Вейль) или наличием (Дирак) центра инверсии. Эффективные волновые функции в таких материалах в каждой долине подчиняются системе двух уравнений Вейля или четырех безмассовых уравнений Дирака соответственно. Основное внимание в работе уделено механизму формирования поверхностных состояний в вейлевских полуметаллах [1].

Вейлевские полуметаллы топологически защищены, поскольку каждая коническая точка топологически эквивалентна магнитному монополю в *k*-пространстве и характеризуется соответствующим киральным зарядом. Поверхностные состояния в вейлевских полуметаллах называют ферми-арками: их ферми-линии имеют форму дуг, соединяющих проекции объемных вейлевских точек с противоположными киральными зарядами на поверхностную зону Бриллюэна. Хотя ферми-арки были получены из «первопринципных» расчетов и недавно обнаружены на опыте, отсутствовала простая модели, которая позволила бы их описать аналитически, учитывая только нетривиальную топологию кристалла, симметрию и атомарно-резкий обрыв кристаллического потенциала на его поверхности. Здесь построена модель, которая согласуется с экспериментом и позволяет аналитически описывать влияния внешних полей на свойства поверхностных состояний в таких полуметаллах.

В двухдолинном приближении вейлевские фермионы описываются двумя парами уравнений Вейля. Для описания поверхностных состояний необходимо сформулировать граничные условия на поверхности образца. Такие феноменологические граничные условия выведены из общефизических требований, принимая во внимание как внутридолинное, так и междолинное взаимодействие на атомарно-резком интерфейсном потенциале. Доказано, что последнее играет ключевую роль в формировании поверхностных состояний. В отсутствие междолинного взаимодействия ферми-линии поверхностных состояний при нулевой энергии представляют собой лучи, исходящие из проекций объемных вейлевских точек, которые в зависимости от внутридолинного взаимодействия либо не пересекаются, либо имеют точку пересечения. В первом случае учет интерфейсного междолинного взаимодействия выше порогового значения приводит к смыканию лучей и образованию фермиарки. Во втором случае из-за междолинного взаимодействия лучи расталкиваются в точке пересечения также с образованием ферми-арки. Результаты позволяют неплохо описать эксперимент (качественно и количественно) и допускают 4-долинное обобщение.

Исследование поддержано Российским научным фондом (проект № 16-12-10411).

[1] Zh. A. Devizorova and V. A. Volkov, Phys. Rev. B 95, 081302(R) (2017)

Магнитооптика 2D топологических изоляторов InAs/GaSb/InAs

Гавриленко В.И.¹, Криштопенко С.С.^{1,2}, Кадыков А.М.^{1,2}, Иконников А.В.¹, Морозов С.В.¹, Marcinkiewicz M.², Ruffenach S.², Consejo C.², Knap W.², Teppe F.², Семягин Б.Р.³, Путято М.А.³, Емельянов Е.А.³, Преображенский В.В.³,

Cerutti L.⁴, Boissier G.⁴, Tournie E.⁴

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

²L2C, UMR CNRS 5221, Universite Montpellier, 34095 Montpellier, France ³ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 13 ⁴IES, UMR CNRS 5214, Universite Montpellier, 34095 Montpellier, France

В «трехслойных» квантовых ямах (КЯ) InAs/GaSb/InAs переход от нормальной зонной структуры через бесщелевое состояние с линейным законом дисперсии к 2D топологическому изолятору при изменении толщины слоев происходит в Г-точке зоны Бриллюэна подобно тому, как это имеет место в КЯ HgTe/CdHgTe [1,2]. В настоящей работе представлены результаты первых магнитооптических исследований КЯ InAs/GaSb/InAs, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. В бесщелевых образцах в классических

полях при магнитных уменьшении концентрации наблюдалось электронов уширение и сдвиг линии циклотронного резонанса (ЦР), обусловленный различием эффективных масс в «конической» Е1 и «параболической» Е2 подзонах зоны проводимости. В квантующих магнитных полях обнаружено расщепление линии ЦР α, обусловленной переходами с нижних уровней Ландау 0 \rightarrow 1 в обеих подзонах E1 и E2 [1].

На рис.1 представлены спектры ЦР (CR) и межзонного магнитопоглощения (α, τ) в образце с ин-



Рис.1. – Спектры магнитопоглощения образца в фазе топологического изолятора.

вертированной зонной структурой (34 монослоя InAs/ 14 монослоев GaSb/ 34 монослоя InAs). На вставке представлены рассчитанные в модели Кейна 8*8 уровни Ландау и наблюдаемые переходы (стрелки). Жирной линией показано положение уровня Ферми. Перегиб на зависимости энергии линии СК от магнитного поля связан с переходом от классического к квантовому ЦР. Видно, что энергии межзонных переходов α и τ стремятся к конечному значению Δ при $B \rightarrow 0$, что свидетельствует об открытии щели в спектре при переходе к инвертированной зонной структуре.

Таким образом, продемонстрирована реализация «трехслойных» КЯ InAs/GaSb/InAs с бесщелевым и инвертированным зонными спектрами. Работа выполнена при поддержке РНФ (грант 16-12-10317) и РФФИ (15-52-16011, 16-02-00672).

[1] С.С. Криштопенко и др., ФТП, 51, 40 (2017). [2] С.С. Криштопенко, настоящий сборник.

Терагерцовая фотопроводимость в гетероструктурах на основе твердых растворов Hg_{1-x}Cd_xTe

Галеева А.В.¹, Артамкин А.И.¹, Данилов С.Н.², Михайлов Н.Н.³, Дворецкий С.А.³, Рябова Л.И.⁴, Хохлов Д.Р.^{1,5}

¹Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, стр.2

²Университет Регенсбурга, Регенсбург, D-93053, Германия

³Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

⁴Химический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1,

cmp.3

⁵Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53

Внимание к твердым растворам Hg_{1-x}Cd_xTe с низким содержанием CdTe x < 0.2 обусловлено, с одной стороны, проблемой создания чувствительных детекторов терагерцового излучения [1], с другой – фундаментальным интересом к полупроводниковым системам с перестраиваемым энергетическим спектром в окрестности топологических фазовых переходов [2]. Несмотря на то, что полупроводники Hg_{1-x}Cd_xTe изучаются достаточно давно, фотоэлектрические свойства твердых растворов с инверсным энергетическим спектром с $E_g = 0$ (x < ~0.16), а также составов вблизи бесщелевого состояния в терагерцовом спектральном диапазоне мало исследованы. В настоящей работе изучается терагерцовая фотопроводимость в гетероструктурах на основе Hg_{1-x}Cd_xTe как с прямым (x = 0.175), так и с инверсным (x = 0.13; 0.15) энергетическим спектром.

Исследованные образцы были синтезированы методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs в направлении (013) с последовательными буферными слоями ZnTe, CdTe, нижним барьерным слоем – широкозонным Hg_{1-y}Cd_yTe, рабочим слоем Hg_{1-x}Cd_xTe толщиной ~ 4 мкм и верхним барьерным слоем Hg_{1-y}Cd_yTe. Холловские измерения в диапазоне температур 4.2 – 300 К показали, что все образцы характеризуются n-типом проводимости. Концентрация электронов при гелиевой температуре составляет ~ 4·10¹⁴ см⁻³. Исследование фотопроводимости (ФП) проводилось в условиях возбуждения импульсным лазерным излучением с длиной волны 90, 148 и 280 мкм при температуре T = 4.2 К. Длительность лазерного импульса составляла ~ 100 нс.

Кинетика фотоотклика $\Delta\sigma/\sigma_0$, где $\Delta\sigma - \Phi\Pi$, σ_0 – проводимость до начала прохождения лазерного импульса, в исследованных структурах имеет достаточно сложный характер и может быть представлена как суперпозиция двух процессов: быстрого (практически следующего за фронтом лазерного импульса) и медленного (задержанная $\Phi\Pi$). В образцах с x < 0.16 «быстрый» фотоотклик положителен, но несколько запаздывает по отношению к импульсу лазера. В структуре с x = 0.175 быстрая $\Phi\Pi$ отрицательна, характеризуется значительно меньшей величиной относительной амплитуды $\Delta\sigma/\sigma_0$ (по сравнению с положительным значением $\Delta\sigma/\sigma_0$ для x < 0.16). При этом кинетика отрицательного фотоотклика полностью повторяет форму лазерного импульса. Знак задержанной компоненты фотоотклика положителен во всех исследованных образцах. Одной из причин отрицательного сигнала $\Phi\Pi$ может быть разогрев электронного газа лазерным импульсом. Анализ экспериментальных данных проводится с учетом перестройки энергетического спектра и формирования дефектных состояний, в том числе на гетерограницах структуры. Обсуждается возможное влияние топологических состояний на поверхности рабочего слоя на фотопроводимость в структурах с инверсным спектром.

[1] A. Rogalski, Rep. Prog. Phys., 68, 2267 (2005).
[2] A. Bansil, H. Lin, T. Das, Rev. Mod. Phys., 88, 021004 (2016)

Состояние топологического изолятора и биения в осцилляциях Шубникова – де Гааза в широкой яме HgTe

Добрецова А.А.², Квон З.Д.¹, Михайлов Н.Н.¹

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13 ²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В настоящее время квантовые ямы на основе HgTe являются одним из наиболее исследуемых объектов физики двумерных электронных систем. Благодаря сильному спинорбитальному взаимодействию в указанных ямах в последние годы удалось реализовать такие системы как двумерные безмассовые дираковские фермионы, двумерный и трехмерный топологический изолятор, двумерный полуметалл.

Данная работа посвящена исследованию широкой (~20 нм) квантовой ямы HgTe. Наряду с тем, что, как известно, данная яма является двумерным полуметаллом, в недавней работе [1] было показано, что данная яма является аналогом трехмерного топологического изолятора, у которого, однако, в качестве трехмерного кристалла выступает квантовая яма. Смысл работы заключался в том, что электроны зоны проводимости при больших энергиях трансформируются из «объемных», локализованных в центре ямы, в поверхностные, локализованные вблизи двух ее границ. Данная работа посвящена исследованию проявления указанных поверхностных состояний в магнитотранспорте. Для этого было проведено исследование осцилляций Шубникова – де Гааза (ШдГ) в 18-22 нм НgTe квантовых ямах с ориентациями (001) и (013) в зависимости от магнитного поля и затворного напряжения. Ожидалось, что с увеличением внешнего затворного напряжения из-за разницы концентраций электронов на ближней и дальней границе ямы по отношению к затвору в осцилляциях возникнут биения. Полученные результаты в зависимости от магнитного поля хорошо описываются в рамках данной модели (рис. 1), тогда как осцилляции в зависимости от затворного напряжения (рис. 1, б) имеют более сложное поведение. В частности, наряду с тем, что в них наблюдаются ожидаемые биения, с увеличением затворного напряжения видно, что нарушается эквидистантность осцилляций, что может быть связано с особенностью спектра исследуемых ям.



Рис. 1. – Осцилляции Шубникова – де Гааза в зависимости от магнитного поля (а), номера уровня Ландау (N_B = eB/hc – вырождение уровня Ландау) и электронной концентрации (б) в широкой HgTe квантовой яме.

[1] А.А. Добрецова, Л.С. Брагинский, М.В. Энтин, З.Д. Квон, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, Письма в ЖЭТФ, **101**, 330 (2015).
Оптические и фотогальванические свойства краевых состояний в двумерных топологических изоляторах на основе HgTe

Дурнев М.В., Тарасенко С.А.

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

Электронные системы на основе квантовых ям HgTe/CdTe толщин, больших некоторой критической, принадлежат к классу двумерных топологических изоляторов. В запрещенной зоне таких систем возникают спиральные состояния, локализованные вблизи края структуры, в которых электроны с противоположными проекциями спина двигаются в противоположных направлениях.

В работе разработана теория электронной структуры спиральных краевых состояний с учетом реального атомного строения квантовых ям HgTe/CdTe, не обладающих центром пространственной инверсии. Показано, что естественная анизотропия интерфейсов квантовой ямы приводит к сильному смешиванию электронных и дырочных состояний, которое и определяет тонкую структуру спектра. Обсуждаются правила отбора для электродипольных и магнито-дипольных оптических переходов, краевые фототоки, возникающие под действием циркулярно поляризованного и линейно поляризованного излучения, анизотропный эффект Зеемана, а также переход между топологическими фазами Z и Z2 в сильном перпендикулярном магнитном поле [1, 2].

Возбуждение двумерного топологического изолятора электромагнитным полем терагерцового диапазона вызывает оптические переходы между спиновыми ветвями краевых состояний. Благодаря смешиванию состояний на интерфейсах прямые оптические переходы идут не только в магнитодипольном, но и в наиболее сильном электродипольном приближении, которое ранее считалось запрещенным. Более того, вероятность поглощения циркулярно поляризованных фотонов в электродипольном приближении различна для электронов в двух спиновых ветвях, поэтому поглощение света приводит к возникновению краевого фототока, направление которого определяется знаком циркулярной поляризации света. Интерференция электро-дипольного и магнито-дипольного механизмов возникает для линейно поляризованного



Рис.1. – (а) Циркулярный и линейный краевые фототоки, возникающие при прямых переходах между краевыми состояниями как функции энергии падающего фотона. (б) Схематическое изображение механизма возникновения тока.

света и приводит к линейному фотогальваническому эффекту. Направление фототока в данном случае определяется поляризацией света относительно ориентации края структуры. Приложение внешнего постоянного магнитного поля приводит к возникновению энергетической щели в спектре краевых состояний и к особенностям в спектре возбуждения циркулярного и линейного краевых фототоков.

[1] M. V. Durnev and S. A. Tarasenko, Phys. Rev. B, **93**, 075434 (2016). [2] K.-M. Dantscher et al., arXiv:1612.08854 (2016).

Энергетическая структура топологических изоляторов семейства Bi₂Te_xSe_(3-x) вблизи протяженных дефектов поверхности

Федотов Н.И.¹, Майзлах А.А.¹, Семенов Н.Д.¹, Кузнецов П.И.², Лузанов В.А.², Зайцев-Зотов С.В.¹

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, Моховая 11, стр. 7 ²ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 141190, Фрязино, МО, пл. Введенского 1

На поверхности материалов, характеризующихся ненулевым значением топологического инварианта Z₂, образуются топологически защищенные поверхностные состояния [1]. Их особенностью является связь между направлением спина и импульса, которая приводит к изменению процессов рассеяния. Возникает вопрос о том, что произойдет с этими состояниями на границе поверхности, например, на краю ступени, на межзеренной границе, вблизи дефекта упаковки и в других случаях, нарушающих периодичность поверхностного потенциала.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования влияния подобного рода дефектов на энергетическую структуру поверхностных состояний топологических изоляторов семейства $Bi_2Te_xSe_{(3-x)}$ (x = 0, 2, 3). Кристаллы выращивались методом Бриджмена в вакуумированных кварцевых ампулах как из стехиометрической смеси Bi, Se Te, так и из смесей с небольшим превышением доли халькогенов над стехиометрической долей (на несколько процентов). Качество выращенных кристаллов контролировалось методами рентгеноструктурного анализа и комбинационного рассеяния света, а состав – методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX). Атомарно-чистые поверхности получались сколом в сверхвысоком вакууме, исследования проводились ме-

тодами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии в базовом вакууме 1-3x10⁻¹¹ Торр.

Вблизи краев ступеней поверхности был обнаружен сдвиг уровня химического потенциала μ на 0.1-0.2 эВ [2], причем величина роста коррелировала с высотой ступени, а характерная длина спада составляла 10 нм (рис. 1). Аналогичные изменения (но меньшего масштаба) были обнаружены вблизи дефектов упаковки, включений, дисклинаций. Было также обнаружено, что сдвиг μ сопровождается возрастанием нормированного значения туннельной плотности состояний dI/dV, создающим иллюзию возникновения краевых состояний [3].



Рис. 1. – (а) профиль ступени и (b) смещение μ в Bi₂Te₃. T = 5 K.

Обнаруженное поведение сходно с уменьшением работы выхода на поверхностях металлов со ступенями. Специфика поверхностных состояний топологических изоляторов проявляется в экранировании скачков потенциала и подавлении интерференционных явлений – топологические состояния не отражаются от препятствий, а огибают их. Увеличение dI/dV вблизи края ступени не является следствием возникновения краевых состояний, а является артефактом туннельной спектроскопии [4]. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 16-02-00677), а также программ Президиума РАН и ОФН.

[1] M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. 82, 3045 (2010).

[2] А.Yu. Dmitriev, N.I. Fedotov, V.F. Nasretdinova, S.V. Zaitsev-Zotov, Письма в ЖЭТФ, **100**, 442 (2014).

[3] N.I. Fedotov, S.V. Zaitsev-Zotov, Phys Rev B (2017), in press; arxiv:1609.08911

[4] Н.И. Федотов, С.В. Зайцев-Зотов, Письма в ЖЭТФ, 104, 820 (2016).

Топологический фазовый переход в КЯ HgTe/CdHgTe под действием температуры

Кадыков А.М.^{1,2}, Криштопенко С.С.^{1,2}, Ruffenach S.¹, Consejo C.¹, Jouault B.¹, Knap W.¹, Marcinkiewicz M.¹, Михайлов Н.Н.³, Дворецкий С.А.³, Квон З.Д.³, Морозов С.В.², Гавриленко В.И.², Терре F.¹

¹ Laboratoire Charles Coulomb (L2C), Universite Montpellier, 34095 Montpellier, France ²ИФМ РАН, ГСП-105, 603950, Нижний Новгород, Россия ³ИФП СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 630090, Новосибирск, Россия

Мы сообщаем о первых результатах исследования температурной эволюции магнитопоглощения и магнитотранспорта в квантовых ямах (КЯ) HgTe/CdHgTe в окрестности

фазового перехода из состояния топологического изолятора (ТИ) в тривиальный полупроводник (ТПП), вызванного повышением температуры. Исследования магнитопоглощения в дальнем ИК диапазоне были выполнены в магнитных полях до 16 Тл в интервале изменения температуры от 2 К до 150 К [1]. Из анализа температурной эволюции линий в спектрах поглощения, соответствующим переходам с «нулевых» уровней Ландау (в классификации уровней, принятой в работе [2]) были определены значения ширины запрещённой зоны при нулевом квазиимпульсе k =0. Показано, что в образце с КЯ HgTe/Cd0.62Hg0.38Te шириной 6 нм увеличение температуры приводит к монотонному увеличению ширины запрещённой зоны. В образце с КЯ HgTe/Cd0.8Hg0.2Te шириной 8 нм было обнаружено, что ширина щели при критической температуре $T_c = 90$ К обращается в нуль, что соответствует переходу из состояния ТИ в состояние ТПП и возникновению безмассовых



Рис.1. – (Левая панель) Результаты измерения КЭХ в 6.6 нм КЯ HgTe. Жёлтые кривые соответствуют более высоким значениям производной д_{ху}/дV_g. Положение «нулевых» уровней Ландау отмечены пунктирными кривыми. (Правая панель) Сравнение теоретических и экспериментальных значений B_c при различных температурах.

дираковских фермионов вблизи Г точки зоны Бриллюэна [1].

Температурные исследования квантового эффекта Холла (КЭХ) и осцилляций Шубникова-де Гааза проводились на образце с холловским мостиком и затвором с КЯ HgTe/Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te шириной 6.6 нм (незначительно превышающей критическую ширину $d_c \approx 6.3$ нм). Для определения критической температуры T_c , при которой образец становится бесщелевым, использовался метод основанный на визуализации «нулевых» уровней Ландау, пересекающихся в критическом поле $B_{c.}$, если образец имеет инвертированную зонную структуру [2]. Из анализа производной холловской проводимости по напряжению на затворе $\partial \sigma_{xy}/\partial V_g$ как функции магнитного поля B и напряжения V_g были извлечены значения B_c при различных температурах T (см. рис. 1). Показано, что экспериментальная зависимость $B_c(T)$ является убывающей с ростом температуры и обращается в нуль при T= T_c , которая составляет 18 К. Полученные экспериментальные значения $B_c(T)$ находятся в хорошем согласии с результатами теоретических расчётов, выполненных с использованием 8-зонной модели Кейна с параметрами, зависящими от температуры [3].

- [1] M. Marcinkiewicz et al., ArXiv1702.06869.
- [2] B. Büttner et al., Nat. Phys. 7, 5 (2011).

[3] S.S. Krishtopenko et al., Phys. Rev. B 94, 245402 (2016).

Терагерцовый отклик двумерного топологического изолятора

Квон З.Д.¹, Козлов Д.А.¹, Dantscher K.-M²., Scherr M.T.², Gebert S²., Barenfanger J²., Бельков В.В.³, Михайлов Н.Н.¹, Дворецкий С.А.¹, Ярошевич А.С.¹, Weiss D²., Ganichev S.D.²

¹ИФП СО РАН им. А.В.Ржанова, 690090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

²University of Regensburg, Regensburg, Germany

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

В данной работе впервые проведено экспериментальное исследование фотопроводимости (ФП), фотосопротивления (ФС) и фотогальванического эффекта (ФГЭ) в двумерных топологических изоляторах (ДТИ), реализованных в HgTe квантовых ямах (КЯ) с инверсным зонным спектром. Характерные энергии возбуждения в таких ДТИ лежат в пределах от нескольких десятых мэВ до десятков мэВ, причем верхняя граница определяется величиной объемной щели, которая в наиболее широко изучаемых ямах толщиной 8-9 нм равна 30-40 мэВ. Поэтому все эксперименты проводились в терагерцовом диапазоне волн, точнее при освещении образцов излучением субмиллиметрового лазера на длинах волн 118 мкм ($\hbar \omega = 10.8 \text{ мэВ}$) и 184 мкм ($\hbar \omega = 6.9 \text{ мэB}$).

Перечислим основные результаты указанных экспериментов.

Поведение фоторезистивного отклика (ФП и ФС) носит принципиально разный характер в зависимости от механизма краевого транспорта. В диффузионном режиме (R >> h/e², R сопротивление краевого канала) ФП топологического изолятора имеет значительную величину (до нескольких процентов от темновой проводимости) и существует, как в локальной, так и в нелокальной конфигурации. Этот факт доказывает, что обнаруженная ФП обусловлена изменением транспорта именно по краевым токовым состояниям. Нерезонансный характер ФП, а также ее зависимость от затворного напряжения и нормального магнитного поля позволяет предположить, что она обусловлена электронным разогревом системы. Проведенный анализ показывает, что источником такого разогрева является друдевское поглощение терагерцового излучения металлическими "каплями" (возникающими из-за флуктуаций примесного потенциала и щели) в прилегающих к краевым каналам областях объема. ФС ДТИ в баллистическом режим ($R = h/e^2$) также существует в локальной и нелокальной геометрии, но оно на порядок меньше, максимально в точке зарядовой нейтральности (ТЗН) и сильно зависит от магнитного поля, приложенного вдоль плоскости КЯ. Перечисленные особенности ФС позволяют предположить, что оно вызвано уже оптическими переходами между краевыми ветками.

В экспериментах по фотогальваническому эффекту показано, что он возникает под действием только циркулярно поляризованного терагерцового излучения и приводит к появлению кирального спинового фототока вдоль периметра образца. Измерена зависимость этого фототока от затворного напряжения и установлено, что он существует при всех положениях уровня Ферми, то есть и в щели и в зоне проводимости и валентной зоне, а также дважды меняет свой знак: сначала в ТЗН, а затем при пересечении уровнем Ферми зоны проводимости. Сравнительный анализ экспериментального поведения и развитых теорий ФГЭ в ДТИ [1-3] показывает, что наблюдаемый эффект в отличие от фоторезистивного отклика не может быть связан с возбуждением переходов между краевыми ветками, а вызван переходами краевое состояние - зона проводимости (ФГЭ, возникающий, когда уровень Ферми расположен выше ТЗН) и валентная зона - краевые состояния (ФГЭ, возникающий, когда уровень Ферми расположен ниже ТЗН). Причем теории [2,3] хорошо описывают поведение ФГЭ, когда уровень Ферми находится в верхней части запрещенной зоны исследуемого ДТИ, однако ФГЭ в нижней части этой зоны оказывается более сложным для анализа ввиду того, что описание оптических переходов валентная зона - краевые ветки в рамках упрощенного двухзонного гамильтониана не соответствует реальному положению дел, так как не учитывает влияния других зон, вклад которых является существенным, в особенности, при точном анализе электронных процессов, связанных с валентной зоной. В заключение отметим, что экспериментальное обнаружение кирального спинового фототока в двумерных топологических изоляторах является важным и принципиальным для их физики, так как впервые однозначно демонстрирует существование спинового тока в них.

[1] S.N. Artemenko and V.O. Kaladzhyan, Письма в ЖЭТФ, 97, 88 (2013).

[2] M.V. Durnev and S.A. Tarasenko, to be published

[3] Л.И.Магарилл, М.В. Энтин, Письма в ЖЭТФ, 104, 792 (2016).

Новые двумерные топологические изоляторы на основе InAs/GaSb

Криштопенко С.С.

ИФМ РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087, Россия

К настоящему времени состояние двумерного (2D) топологического (ТИ) изолятора экспериментально и теоретически подробно описано только в двух полупроводниковых системах – квантовых ямах (КЯ) HgTe/CdTe [1,2] и двухслойных КЯ InAs/GaSb [3].

Главной особенностью КЯ HgTe/CdTe является возможность инверсии подзон, которая возникает в Г точке зоны Бриллюэна в КЯ шире критической толщины d_c . Такое расположение подзон приводит к возникновению состояния 2D ТИ [1,2], при котором в электронном спектре объёмных состояний имеется щель, а на краю 2D пленки появляются проводящие поляризованные состояния с линейным законом дисперсии. КЯ HgTe/CdTe с критической шириной d_c обладают зонной структурой, похожей аналогичной закону дисперсии безмассовых дираковских фермионов в графене [4]. Недавно было предсказано, что туннельная связь между двумя КЯ HgTe/CdTe с толщинами, близким к d_c , приводит к появлению зонной структуры и некоторых свойств двухслойного графена [5]. Общим свойством как двойных, так и одиночных КЯ HgTe/CdTe, выращенных на буфере CdTe, является невозможность получения состояний 2D ТИ с шириной запрещённой зоны E_g , превышающей 16 мэВ.

Двухслойные КЯ InAs/GaSb, состоящие из двух слоёв InAs и GaSb, ограниченных внешними барьерами AlSb, имеют асимметрию в направлении роста, поэтому инверсия зон в таких структурах происходит при ненулевых значениях квазиимпульса **k**. При этом, в таких структурах бесщелевое состояние с линейным законом дисперсии отсутствует из-за смешивания между электронно- и дырочно-подобными уровнями при ненулевом **k**, что, в свою очередь, приводит к появлению запрещённой зоны и препятствует образованию безмассовых дираковских фермионов. Типичные значения E_g в состоянии 2D ТИ в таких структурах стравляют несколько мэВ. Однако, двухслойные КЯ InAs/GaSb представляют огромный интерес для создания «гибридных топологических» устройств из-за очень хорошего контакта со сверхпроводниками и ферромагнетиками.

В докладе будет представлен новый класс многослойных КЯ InAs/GaSb, которые демонстрируют состояние 2D ТИ, безмассовые дираковские фермионы или являются «однодолинным» аналогом двухслойного графена в зависимости от толщины слоев и геометрии структуры. Ширина запрещённой зоны в состоянии 2D ТИ в этих структурах может достигать 16 мэВ, что сопоставимо со значениями, характерными для КЯ HgTe/CdTe, выращенных на CdTe.

Совсем недавно было показано, что использование монослойных сверхрешёток CdTe-Cd_{0.5}Zn_{0.5}Te в качестве виртуальных подложек для роста KЯ HgTe/CdTe позволяет получить состояние 2D TИ с запрещенной зоной в **55 мэВ**. В докладе будет показано, что замена слоёв GaSb на GaInSb в предложенных структурах, а также использование однородного по составу буфера GaInSb позволяет увеличить ширину запрещенной зоны в состоянии 2D TИ до значений, превышающих **60 мэВ** для реалистичных параметров сплава GaInSb.

- [1] B.A. Bernevig et al., Science **314**, 1757 (2006).
- [2] M. König et al., Science 318, 766 (2007).
- [3] C. Liu et al., Phys. Rev. Lett. 100, 236601 (2008).
- [4] A.H. Castro Neto et al., Rev. Mod. Phys. 81, 109 (2009).
- [5] S.S. Krishtopenko et al., Sci. Rep. 6, 30755 (2016).
- [6] P. Leubner et al., Phys. Rev. Lett. 117, 086403 (2016).

Фазовые состояния в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe

Криштопенко С.С.

ИФМ РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087, Россия

Квантовые ямы (КЯ) HgTe/CdHgTe с критической шириной d_c обладают бесщелевым зонным спектром аналогичным закону дисперсии безмассовых фермионов в графене [1]. Однако в отличие от графена, в котором дираковский конус присутствует в двух долинах, в КЯ HgTe конус расположен в центре зоны Бриллюэна. При ширине $d > d_c$ КЯ HgTe/CdHgTe имеют инвертированную зонную структуру – нижняя электронно-подобная подзона *E*1 лежит ниже верхней дырочно-подобной подзоны *H*1. Такое расположение под-

зон приводит к возникновению состояния 2D топологического изолятора (ТИ) [2], при котором в электронном спектре объёмных состояний имеется щель, а на краю 2D пленки появляются проводящие поляризованные состояния с линейным законом дисперсии.

Двойная КЯ HgTe/CdHgTe представляет собой простейшую систему, которая позволяет реализовать туннельную связь между слоями, каждый из которых является ТИ. Настоящий доклад посвящён исследованию фазовых состояний в двух связанных КЯ НgTe, разделенных барьером CdHgTe. В частности, будет продемонстрировано возникновение специфической металлической фазы, реализуемой в широком диапазоне толщин слоев HgTe d и ширины барьера CdHgTe t, в которой сосущебесщелевые объёмные И спинствуют поляризованные краевые состояния. Данная металлическая фаза имеет зонную структуру и обладает некоторыми свойствами двухслойного графена, такими как «необычный» квантовый эффект Холла [4] и электрически перестраиваемая ширина запрещённой зоны. Отметим, что приложение электрического поля в фазе «двухслойного графена» переводит систему в состояние ТИ. Кроме этого, в докладе будет показано, что взаимная инверсия между



Рис.1. – (A,B) Энергия электронно-подобных E1, E2 и дырочно-подобных подзон H1, H2 при k = 0 как функция ширины барьера t в двойной КЯ с симметричными слоями HgTe различной толщины d: (A) $d_c/2 < d < d_c$ и (B) $d > d_c$.(C) Фазовая диаграмма двойной КЯ. Области (BI), отмеченные белым цветом, представляют собой фазы тривиального изолятора, заштрихованная область (SM) соответствует фазе полуметалла [5]. Оранжевая (TI) и синяя области (BG) отвечают ТИ и фазе «двухслойного графена».

вторыми электронно- и дырочно-подобными подзонами *E*2 и *H*2, также соответствует квантовому фазовому переходу. В докладе также будет представлена картина краевых состояний, возникающая в различных фазах двойной КЯ HgTe/CdHgTe.

- [1] A.H. Castro Neto et al., Rev. Mod. Phys. 81, 109 (2009).
- [2] B.A. Bernevig et al., Science 314, 1757 (2006).
- [3] S.S. Krishtopenko et al., Sci. Rep. 6, 30755 (2016)
- [4] E.V. Castro et al., Phys. Rev. Lett. 99, 216802 (2007).
- [5] З.Д. Квон и др., Письма в ЖЭТФ 87, 588 (2008).

Топологические материалы и тонкие пленки на основе халькогенидов висмута

Кунцевич А.Ю., Селиванов Ю.Г.

ФИАН, 119991, Москва, Ленинский проспект 53

В докладе обзревается современное состояние и перспективы материалов и тонких пленок на основе халькогенидов висмута. Халькогениды висмута являются наиболее исследуемыми топологическими изоляторами(ТИ), защищенными инверсией по отношению к обращению времени. Монокристаллы этих соединений легко вырастить и, подобно графиту, расслоить, что открывает огромные возможности для исследований. Добавление в систему примесей Cu, Sr, Nb или Tl приводит к возникновению сверхпроводимости, которая, согласно последним исследованиям, является топологической. Магнитные примеси в TU открывают щель в спектре дираковских состояний, что делает систему привлекательной для спинтроники. Введение Cr и V привело к обнаружению аномального квантового эффекта Холла. Приборные воплощения этих новых свойств требуют создания совершенных тонких (эпитаксиальных) пленок, структур на их основе, и соответствующих электрофизических исследований.

Без принятия специальных мер, эти материалы обладают, как правило, высоким уровнем собственных дефектов, имеют уровень Ферми в зоне и деградируют со временем. Во всем мире интенсивно ведутся работы по улучшению свойств материала и пленок, легированию, исследованию проводящих свойств. В частности нашей группой в ФИАН был налажен эпитаксиальный рост таких пленок и было показано, что рост из бинарных соединений (Bi2Se3, Bi2Te3), в отличие от повсеместно используемого роста из элементарных материалов, позволяет получить пленки с рекордными размерами монокристаллических доменов и высокими подвижностями носителей [1,2], на уровне ведущих мировых групп[3].

Также в докладе будет рассказано о первых результатах, полученных на выращенных нами пленках из низкотемпературных магнитотранспортных измерений. В частности, установлено, что в наиболее совершенных пленках именно поверхностные, топологически защищенные от рассеяния носители обладают большей подвижностью и демонстрируют двумерные магнитоосцилляции сопротивления[1]. Также нами было впервые обнаружено, что холловское сопротивление во всех эпитаксиальных пленках содержит при низких температурах добавку от электрон-электронного взаимодействия[2], ранее обсуждавшуюся только в проводимости пленок халькогенидов висмута.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-29-03330.

[1] Л. Н. Овешников и др., Письма в ЖЭТФ, 104, 651 – 657 (2016)

[2] A. Yu. Kuntsevich, et. al., Phys Rev. B 94, 235401 (2016)

[3] Nikesh Koirala et al, Nano Letters. 15, 8245–8249 (2015)

Косвенное обменное взаимодействие магнитных примесей, расположенных вблизи края двумерного топологического изолятора

Курилович В.Д.¹, Курилович П.Д.², Бурмистров И.С.^{1,3}

¹Московский Физико-Технический Институт, 141701, Долгопрудный, Институтский пер., 9 ²Сколковский Институт Науки и Технологий, 143025, Москва, ул. Нобеля, 3 ³Институт Теоретической Физики им. Л.Д. Ландау, 142432, Черноголовка, просп. Академика Семенова, 1-А

В последнее время, большой теоретический и экспериментальный интерес прикован к двумерным топологическим изоляторам. Основная особенность таких материалов – это наличие бесщелевых состояний с дираковским спектром, локализованных на краю образца. Проекция спина этих состояний связана с направлением их распространения. Это приводит к тому, что в отсутствии возмущений, нарушающих симметрию по отношению к обращению времени, проводимость вдоль края имеет идеальное одномерное одноканальное значение $\sigma = e^2 / h$. В связи с этим, возникает интерес к изучению классических магнитных примесей, расположенных недалеко от края, которые такую симметрию нарушают и, в частности, повышают краевое сопротивление.

При достаточно низкой концентрации магнитных примесей, основной механизм взаимодействия между ними – это косвенное обменное взаимодействие. В данной теоретической работе изучается этот тип обмена между примесями, расположенными недалеко от края двумерного топологического изолятора. Показано, что он содержит три качественно различных вклада: вклад за счет объемных состояний, вклад за счет краевых состояний, а также вклад за счет интерференции между объемными и краевыми состояниями, который оказывается основным, когда одна из примесей находится на краю, а другая - вдали от него.

Объемная часть взаимодействия спадает экспоненциальным образом по мере разнесения примесей [1, 2] как $\exp(-2r/\xi)$, где ξ – масштаб затухания, определяемый параметрами топологического изолятора. Краевая часть [2, 3] демонстрирует поведение, типичное для одномерного металла: осциллирует по мере разнесения примесей вдоль края с удвоенным фермиевским волновым вектором краевых состояний, а также затухает степенным образом.

Основной результат работы – это изучение интерференционного вклада в косвенное обменное взаимодействие [2]. Было показано, что он затухает экспоненциально с расстоянием между примесями как $\exp(-r/\xi_{\mu})$, при этом характерный масштаб ξ_{μ} явным образом зависит от положения химического потенциала:

$$\xi_{\mu} = \xi \left(1 - \mu^2 / M^2 \right)^{-1/2}, \tag{1}$$

где μ – химический потенциал, а M – щель в спектре объемных состояний. Стоит обратить внимание, что этот масштаб расходится при приближении химического потенциала к краю запрещенной зоны.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 15-52-06005.

- [1] P. D. Kurilovich, V. D. Kurilovich, I. S. Burmistrov, Phys. Rev. B., 94, 155408 (2016).
- [2] V. D. Kurilovich, P. D. Kurilovich, I. S. Burmistrov, arXiv:1612.08417 (2016).
- [3] Yu-W. Lee, Yu-L. Lee, Phys. Rev. B., 91, 214431 (2015).

Косвенное обменное взаимодействие магнитных примесей в двумерном топологическом изоляторе на основе квантовой ямы CdTe/HgTe/CdTe

Курилович П.Д.^{1,2}, Курилович В.Д.^{1,2}, Бурмистров И.С.^{3,1}

¹Московский физико-технический институт, 141701, Долгопрудный, Институтский пер., 9 ²Сколковский институт науки и технологий, 143025, Москва, улица Нобеля, 3 ³Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, 119334, Москва, улица Косыгина, 2

В данной работе аналитически рассмотрена задача о косвенном обменном взаимодействии двух магнитных примесей в двумерной квантовой яме CdTe/HgTe/CdTe выращенной вдоль направления (001) в случае, когда химический потенциал лежит в щели квазичастичного спектра. Такая квантовая яма - один из первых примеров двумерного топологического изолятора, реализованный экспериментально. Электроны в квантовой яме были рассмотрены в рамках расширенной модели BHZ [1], [2], учитывающей инверсионную асимметрию интерфейсов структуры:

$$H = H_{BHZ} + H_{asym} \tag{1}$$

$$H_{BHZ} = \begin{pmatrix} M - Bk^2 & Ak_+ & 0 & 0 \\ Ak_- & -M + Bk^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M - Bk^2 & -Ak_- \\ 0 & 0 & -Ak_+ & -M + Bk^2 \end{pmatrix}, \qquad H_{asym} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \Delta \\ 0 & 0 & -\Delta & 0 \\ 0 & -\Delta & 0 & 0 \\ \Delta & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$
(2)

Параметр Δ характеризует инверсионную асимметрию, M - щель в спектре.

Расчет косвенного обменного взаимодействия был выполнен с использованием стандартной диаграммной техники в мнимом времени в пределе нулевой температуры. В соответствии с общими ожиданиями, энергия взаимодействия магнитных примесей экспоненциально спадает по мере удаления примесей друг от друга, т.к. химический потенциал находится в щели спектра [3]:

$$H_{IEI} \propto \exp(-2|M|r/A) \tag{3}$$

Менее очевидным результатом является тот факт, что инверсионная асимметрия приводит к медленным осцилляциям взаимодействия с расстоянием с масштабом

$$\lambda = A / 2\Delta \tag{4}$$

Одной из других важных особенностей полученного ответа является нетривиальная спиновая структура: в нем помимо слагаемых с высокой симметрией, таких как взаимодействие Изинговского или Гейзенбергского типа, присутствуют и значительно более сложные слагаемые, характеризующиеся отсутствием вращательной инвариантности в плоскости квантовой ямы. Стоит отметить зависимость знака некоторых слагаемых в гамильтониане взаимодействия примесей от топологической фазы квантовой ямы, т.е. от знака щели в спектре.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 15-52-06005.

- [1] S. A. Tarasenko et al., Phys. Rev. B 91, 081302 (2015)
- [2] B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S.-C. Zhang, Science 314, 1757–1761 (2006)
- [3] P. D. Kurilovich, V. D. Kurilovich, and I. S. Burmistrov, Phys. Rev. B 94, 155408 (2016)

Насколько линеен спектр краевых состояний двумерного топологического изолятора?

Магарилл Л.И.^{1,2}, **Махмудиан М.М.^{1,2}**, Энтин М.В.¹

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090, Новосибирск, Проспект Лаврентьева, 13 ²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Линейность спектра краевых состояний топологического изолятора является известным свойством этой системы. Она возникает из двукратного вырождения этих состояний по спину в центре зоны Бриллюэна, которые расщепляются за счет нарушения симметрии относительно отражения времени при включении конечного квазиимпульса. Линейное расщепление может быть получено в рамках **k-p** теории возмущений по малому квазиимпульсу k краевых состояний.

Выход за рамки линейного приближения должен естественным образом приводить к поправкам к этому спектру более высоких порядков по k. Настоящий доклад посвящен исследованию вопроса, насколько точной является линейность энергетического спектра. Вопрос о важности линейности рассмотрен в другом докладе с участием одного из авторов (МВЭ), представленном на конференцию.

Мы рассмотрели 4 модели краевых состояний: 1) модель Волкова-Панкратова [1], 2) модель Берневига с нулевым [2] и 3) со смешанным граничным условием [3], а также

4) модель сильной связи [4]. Во всех этих моделях краевые состояния имеют линейный спектр в окрестности центра зоны. Нашей целью являлось определение меры линейности этого спектра. Этот вопрос остался неизученным в работах [1-4].

Было обнаружено, что модели 1 и 2 имеют чисто линейный спектр краевых состояний. В моделях 3) и 4) линейность оказалась приблизительной. Однако, подстановка параметров, соответствующих слою HgTe приводит к аномально малым поправкам, что позволяет считать спектр практически линейным.

Помимо этого, обнаружена новая ветвь краевых состояний. Эти, практически бездисперсные состояния, оказываются привязанными по энергии к экстремумам двумерных зон. Найдены поглощение света и фотогальванический эффект,



Рис.1. – Спектр краевых состояний двумерного топологического изолятора для структуры HgTe/CdTe в модели 2) как функция импульса вдоль края. Двумерные состояния заполняют закрашенные континуумы. Краевые состояния касаются границ двумерных состояний в точках окончания их спектра. Бездисперсное краевое состояние изображено горизонтальной линией, привязанной к потолку валентной зоны.

обусловленные переходами между линейной и бездисперсионной ветвями спектра.

- [1] Б.А. Волков, О.А. Панкратов, Письма в ЖЭТФ, 42, 145(1985).
- [2] B.A. Bernevig et al, Science, 314, no. 5806, 1757 (2006).
- [3] Xiao-Liang Qi, Shou-Cheng Zhang, Rev. Mod. Phys., 83, 1057 (2011).
- [4] Bin Zhou et al, Phys. Rev. Lett., 101, 246807 (2008).

Влияние ультратонких пленок Pb на поверхностные топологические и квантовые состояния топологического изолятора Bi₂Se₃

Сурнин Ю.А.¹, Климовских И.И.¹, Состина Д.М.¹, Шикин А.М.¹, Терещенко О.Е.²

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Петродворец, 198504, ул. Ульяновская, 1 ²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, ул Пирогова, 2

В течение последних двух десятилетий активное исследование принципиально новых структур – топологических изоляторов (ТИ) – является одним из приоритетных направлений в физике наносистем. Такие материалы выделяются одновременным наличием объемной запрещенной зоны и поверхностных состояний проводимости. Интригующей особенностью ТИ является «защищенность» поверхностных состояний проводимости от рассеяния. Подобная конфигурация электронной структуры данных материалов обуславливает

особые надежды исследователей на их применение в спинтронике. [1] Одними из наиболее исследуемых типов подобных структур являются ТИ на основе висмута, в том числе и Bi₂Se₃. [2]

Целым рядом особенностей обладает контакт ТИ и сверхпроводника. Теоретически обосновано, что в данной структуре возможно существование фермионов майорана и топологической сверхпроводимости. Кроме того, в данный



Рис.1. – , Дисперсия электронных состояний Bi₂Se₃ с чистой поверхностью (а) и после напыления на поверхность слоя Pb толщиной 5 Å (б). Измерения проводились в направлении $\overline{\Gamma M}$. Пунктирной линией указано положение точки Дирака.

момент существует множество моделей устройств, основанных на подобном контакте ТИ и сверхпроводника. [1]

Данная работа представляет собой экспериментальное исследование ТИ Bi₂Se₃, на поверхность которого напылен ультратонкий слой свинца. Рb является сверхпроводником и обладает достаточно высокой критической температурой T_c~7K. В подобной структуре наблюдается целый ряд изменений, не присущих чистому ТИ Bi₂Se₃. Во-первых, обнаружено значительное изменение энергии связи для дираковской точки. Во-вторых, показано образование квантовых состояний, являющихся следствием образования квантовой ямы на границе «ТИ Bi₂Se₃ – ультратонкий слой Pb». Наконец, анализируется спин-орбитальное расщепление поверхностных и квантовых состояний в рамках эффекта Рашбы.

Измерения электронной структуры исследуемой системы коррелируют с теоретическим расчетом, приведенным в статье [3]. Сохранение уникальной структуры Дираковского конуса после напыления монослоя Pb позволяют реализовать контакт сверхпроводника и ТИ в данной системе. Такие эффекты открывают широкие возможности применения подобных структур: от топологической сверхпроводимости и, вероятно, вплоть до непосредственного использования при создании квантового компьютера.

- [1] M.Z. Hasan, C.L. Kane, Rev. Mod. Phys., 82, 3045 (2010).
- [2] Haijun Zhang et al., Nature Physics, 10, 1038 (2009).
- [3] Hong Yang et al., Phys. Rew. B., 86, 155317 (2012).

Электронная и спиновая структура монослоя Bi: 2D топологический изолятор и графен-подобная система

Терещенко О.Е.^{1,2}, Голяшов В.А.^{1,2}, Шикин А.М.³, Климовских И.И.³, Грузнев Д.В.⁴, Саранин А.А.⁴

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

²Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090 ³Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, 198504

⁴Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, г. Владивосток

В последние годы наблюдается возрастающий интерес к исследованиям двумерных и квазидвумерных электронных систем с заданными и управляемыми свойствами. В литературе имеется большое число работ, посвященных исследованию особенностей электронной и спиновой структуры графена в области точки Дирака, и созданию электронных наноустройств. При этом возможность использования графена в спинтронике до сих пор остается под вопросом ввиду малой величины спин-орбитального расщепления электронных состояний. Альтернативным подходом является создание графено-подобных систем на атомах с большим атомным номером и, следовательно, сильным спин-орбитальным взаимодействием. Достаточно детально изучены свойства 1 монослоя бора (борофен), кремния (силицен) и германия (германен), однако спин-орбитальное взаимодействие в этих системах также мало. Наиболее перспективным элементом для наблюдения обсуждаемых эффектов является висмут, который, как было предсказано расчетами из первых принципов, может проявлять и свойства двумерного топологического изолятора.

Целью данной работы является изучение электронной и спиновой структуры интерфейса Bi/InAs(111) с использованием фотоэмиссии с угловым и спиновым разрешением (SR ARPES).

Изучено формирование монослоя висмута на поверхности InAs(111)A-(2х2) при комнатной и повышенных температурах. Осаждение Ві при комнатной температуре приводит к эпитаксиальному росту с образованием хорошо упорядоченной (1х1) гексагональной фазы. В дисперсионной зависимости E(k) отсутствует запрещенная зона на поверхности InAs, что свидетельствует о металлизации поверхности. Дисперсия вблизи уровня Ферми (0-0.5 эВ) типична для висмутовых состояний с расщеплением Рашбы. Обнаружены спинполяризованные состояния непосредственно на уровне Ферми. Ниже уровня Ферми эти состояния пересекают щель InAs, образуя линейную дисперсию с точкой пересечения на 0.25 эВ ниже уровня Ферми. Наличие Ві-индуцированных состояний в щели InAs с линейной дисперсией аналогично графену с двумя важными отличиями: состояния спинполяризованы и расположены в точке Г зоны Бриллюэна. Обнаружено, что положение уровня Ферми на поверхности InAs(111)A является незакрепленным и может контролируемым образом изменяться процессом адсорбции-десорбции Ві.

При повышенной температуре осаждения Ві формируется структура InAs(111)А- $(2\sqrt{3}x3)$ -Ві. Электронная структура поверхности InAs(111)А- $(2\sqrt{3}x3)$ -Ві существенно отличается от наблюдаемой на поверхности InAs (111)А-(1x1)-Ві. Дисперсия содержит щель, которую, в первом приближении, можно рассматривать как щель в состояниях Рашбы. Появление щели, вероятно, вызвано сильным спин-орбитальным взаимодействием в слое висмута и пониженной симметрией интерфейса. Наблюдаемую дисперсию можно также интерпретировать как графен-подобное состояние Дирака с щелью, что может означать наличие защищенных краевых состояний, т.е. случай 2D топологического изолятора.

Работа выполняется при поддержке РНФ, № 17-12-01047.

Квантовый аномальный эффект Холла в наноструктурах на основе ферромагнтных топологических изоляторов

Тугушев В.В.

НИЦ Курчатовский институт, 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

В рамках эффективного функционала свободной энергии, полученного на основе КРсхемы, исследовано совместное влияние интерфейсного потенциала и толщины пленки топологического изолятора (ТИ) на аномальный эффект Холла (АЭХ) в полупроводниковых нанооструктурах, содержащих слои ферромагнитного (ФМ) топологического изолятора и нормального изолятора (НИ).Разработана математически корректная процедура проецирования электронных состояний гамильтониана трехмерной ФМТИ/НИ структуры на подпространство состояний эффективного двумерного гамильтониана ФМТИ [1,2]. Найдена область применимости использованного приближения, построена фазовая диаграмма, содержащая области «квазиклассического» и квантового АЭХ, определены критерии существования квантового АЭХ состояния в зависимости от параметров интерфейсного потенциала на ФМТИ/НИ контакте и толщины ФМТИ слоя [2,3]. Предсказаны некоторые возможные варианты структур ФМТИ/НИ с оптимальными характеристиками квантового АЭХ состояния [4]. Проанализированы имеющиеся экспериментальные данные по однородно легированным и дельта -легированным тонким пленкам (Bi2Te3):Сг на различныхдиэлектрических подложках.

[1].V.N. Men'shov, V.V. Tugushev, E.V. Chulkov, Письма в ЖЭТФ т.102, №11, стр.754-759, (2015) [2].V.N.Menshov, V.V. Tugushev, E.V.Chulkov, Europhys.Letts. 114, 37003, (2016). [3].В.Н.Меньшов, В.В.Тугушев, Е.В.Чулков, Письма в ЖЭТФ т.104, №7, стр.480-487, (2016). [4].Е. T. Kulatov, V.N.Men`shov, V.V.Tugushev, Yu.A.Uspenskii, Europhys.Letts., 115, 67004, (2016).

Точка Дирака топологических изоляторов в сканирующей туннельной спектроскопии

Федотов Н.И., Зайцев-Зотов С.В.

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

Топологические изоляторы (ТИ) представляют большой интерес благодаря своим экзотическим физическим свойствам и как материалы с широкими перспективами применения (в частности в спинтронике и квантовых вычислениях). Определяющая характеристика ТИ — наличие топологически защищенных поверхностных состояний на фоне объемной запрещенной зоны. Эти поверхностные состояния перекрывают энергетическую щель объема и образуют конус в обратном пространстве, вершина которого называется точкой Дирака.

Сканирующая туннельная спектроскопия (СТС) представляет собой метод исследования энергетической структуры поверхностей с пространственным разрешением вплоть до атомного масштаба. При этом обычно считается что дифференциальная проводимость *dI/dV* туннельного промежутка приблизительно пропорциональна локальной плотности состояний образца. СТС широко используется для изучения поверхностных состояний ТИ.

Если точка Дирака лежит в запрещенной зоне объема, ее можно идентифицировать на кривой дифференциальной туннельной проводимости как точку с минимальной величиной dI/dV. Хотя теоретически плотность состояний в этой точке должна быть равной нулю, на практике значение dI/dV в ней существенно отличается от нуля и, кроме того, значительно варьирует от образца к образцу. Является ли это свидетельством наличия существенной плотности состояний в точке Дирака и ее значительного разброса?

В настоящей работе представлены результаты исследования влияния положения химического потенциала на туннельные спектры. Используется модель планарного туннельного контакта с учетом зависимости прозрачности туннельного барьера от приложенного напряжения. Обнаружено, что сдвиг химического потенциала приводит не только к



Рис.1. – зависимость нормированной величины dI/dV в точке Дирака от положения химического потенциала Bi₂Se₃. Сплошная линия - модельный расчет; точки — экспериментальные результаты (20000 BAX) с усреднением по интервалам 20 мэВ.

сдвигу кривой дифференциальной туннельной проводимости, но и к появлению поправки к dI/dV, в ряде случаев оказывающейся значительной и принимающей как положительные, так и отрицательные значения [1].

Для экспериментальной проверки влияния этой поправки на результаты изучения ТИ методами СТС использованы образцы Bi₂Se₃ с разными значениями химического потенциала μ , зависящего от условий синтеза. В сочетании со сдвигом μ вблизи ступеней [2], это позволяет расширить доступный диапазон значений μ . В рамках вышеупомянутой модели воспроизведена экспериментальная зависимость нормированной dI/dV от химического потенциала (Puc.1). Таким образом, различия результатов в литературе можно объяснить артефактами СТС, связанными с вариацией μ .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 16-02-00677), а также программ Президиума РАН и ОФН.

[1] N.I. Fedotov, S.V. Zaitsev-Zotov, JETP Letters, **104**, 800 (2016). [2] N.I. Fedotov, S.V. Zaitsev-Zotov, to be published in Phys. Rev. B, arXiv:1609.08911.

Терагерцовое зондирование поверхностных состояний в топологически нетривиальных полупроводниковых материалах

Галеева А.В.¹, Рябова Л.И.¹, **Хохлов Д.Р.^{1,2}**

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

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

Исследования свойств топологических фаз полупроводниковых материалов – 3D топологических изоляторов, топологических кристаллических изоляторов, дираковских полуметаллов, вейлевских полуметаллов – являются одной из наиболее актуальных задач современной физики полупроводников. Основным экспериментальным методом, позволяющим получить прямую информацию о законе дисперсии носителей, является фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением. Этот метод, однако, не позволяет делать выводы о транспортных свойствах поверхностных «топологических» фаз. Препятствием в исследовании особенностей переноса заряда в поверхностном слое является высокая объемная проводимость этих материалов. В дираковских полуметаллах подобные исследования сопряжены с дополнительными трудностями, обусловленными наличием объемных дираковских состояний.

В настоящей работе для изучения транспортных свойств 3D топологических изоляторов ($Bi_{1-x}In_x$)₂Se₃ [1], топологических кристаллических изоляторов Pb_{1-x}Sn_xSe [2] и дираковских полуметаллов (Cd_{1-x}Zn_x)₃As₂ [3] проведено исследование фотоэлектромагнитного (ФЭМ) эффекта, вызываемого мощными терагерцовыми лазерными импульсами. Наш подход заключался в выявлении особенностей фотоэлектромагнитного эффекта в исследуемых твердых растворах в области составов, соответствующих как нетривиальной фазе с инверсным энергетическим спектром, так и тривиальной фазе с прямой структурой зон.

Все исследуемые полупроводники были вырожденными, концентрация носителей заряда изменялась от 10¹⁷ см⁻³ до 10¹⁹ см⁻³. ФЭМ эффект был обнаружен во всех исследованных материалах при низких температурах. Знак ФЭМ эффекта во всех случаях соответствовал направлению диффузионного потока фотовозбужденных носителей заряда от поверхности в объем, что в условиях низкой энергии кванта возбуждающего излучения, недостаточной для генерации носителей, свидетельствует о существовании поверхностных электронов с повышенными по сравнению с объемом значениями подвижности.

Показано, что свойства ФЭМ эффекта изменяются при переходе между топологически тривиальной и нетривиальной фазами в топологических изоляторах (Bi_{1-x}In_x)₂Se₃ и дираковских полуметаллах (Cd_{1-x}Zn_x)₃As₂. Амплитуда эффекта определяется мощностью падающего терагерцового излучения для топологически тривиальной фазы и потоком падающих квантов для нетривиальной фазы. Такое изменение может быть вызвано резким замедлением процессов термализации фотовозбужденных электронов в нетривиальной фазе. Для объяснения эффекта предлагается механизм, связанный с существованием спиновой текстуры на поверхности в топологически нетривиальных фазах.

[1] A.V. Galeeva et al., Semicond. Sci. Technol., 31, 095010 (2016).
[2] S.G. Egorova et al., Scientific Reports, 5, 11540 (2015).
[3] A.V. Galeeva et al., Beilstein Journ. Nanotechnol., 8, 167 (2017).

Размерный эффект в электронном транспорте тонких пленок Bi₂Se₃ и PtSn₄

Чистяков В.В.¹, Huang J.C.A.², Наумов С.В.¹, Перевозчикова Ю.А.¹, Емельянова С.М.¹, Марченкова Е.Б.¹, Доможирова А.А.³, Eisterer M.⁴, Марченков В.В.^{1, 3, 5}

¹ИФМ УрО РАН, 620137, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18 ²National Cheng Kung University, Tainan, Taiwan ³УрФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19 ⁴TU Wien Atominstitut, Vienna 1020, Austria ⁵Inernational Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, Wroclaw 53-421, Poland

В последние годы были предсказаны теоретически и обнаружены экспериментально новые квантовые материалы с топологически нетривиальной зонной структурой, возникающей вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия. Прежде всего, это топологические изоляторы (ТИ), объем которых представляет собой диэлектрик, а поверхность ведет себя как топологически защищенный металл с линейным законом дисперсии [1], а также открытые недавно топологические вейлевские полуметаллы (ТВПМ) с нетривиальным переносом заряда, как в объеме, так и на поверхности таких материалов [2, 3]. Квазичастицами в ТВПМ являются «безмассовые» вейлевские фермионы, с «нулевой» эффективной массой, которые также защищены топологически. Это означает, что такими квазичастицами можно управлять гораздо быстрее, чем обычными носителями заряда, а вероятность их рассеяния достаточно мала. Поэтому ТВПМ и ТИ могут быть использованы в сверхбыстрой электронике и спинтронике.

Поскольку проводимости в объеме и на поверхности таких материалов могут существенно различаться, то представляет интерес попытаться «разделить» их экспериментально. Для этого можно использовать результаты работы [4], где изучали размерный эффект в проводимости чистых монокристаллов вольфрама в условиях статического скин-эффекта – преимущественного протекания постоянного электрического тока у поверхности проводника. Цель данной работы – поиск и исследование размерного эффекта в электронном транспорте тонких пленок ТИ Bi₂Se₃ и ТВПМ PtSn₄.

Тонкие пленки ТИ Bi₂Se₃ и ТВПМ PtSn₄ были выращены методом молекулярнолучевой эпитаксии на подложках Al₂O₃ и имели толщину от 10 до 100 нм. Измерения электросопротивления и гальваномагнитных свойств проводились общепринятым 4контактным способом на постоянном токе в интервале температур от 4.2 до 300 K и в магнитных полях до 10 T.

В результате проведенных экспериментов обнаружен размерный эффект – зависимость кинетических коэффициентов (электро- и магнитосопротивление, эффект Холла) от толщины пленки. Это позволило сделать вывод о том, что каждый из кинетических коэффициентов состоит из двух вкладов – объемного и поверхностного, а величина поверхностного вклада на несколько порядков превышает величину объемного. Полученные результаты могут быть использованы для «разделения» и оценки величин поверхностной и объемной проводимости в таких проводниках.

Работа выполнена в рамках в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин», № 01201463330) при частичной поддержке РФФИ (проекты № 14-02-92012 и 17-52-52008) и Комплексной программы УрО РАН (проект № 15-17-2-12).

[1] H. Zhang et al., Nature Physics, 5, 438 (2009).

- [2] S.Y. Xu et al., Science, 349, 613 (2015).
- [3] Z.K. Liu et al., Nature Matter, 15, 27 (2016).
- [4] V.V. Marchenkov et al., Journal of Low Temperature Physics, 132, 135 (2003).

Состояния и кинетика краевых электронов в двумерном топологическом изоляторе

Брагинский Л.С.^{1,2}, Магарилл Л.И.^{1,2}, Махмудиан М.М.^{1,2}, Энтин М.В.^{1,2}

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090, Новосибирск, Проспект Лаврентьева, 13 ²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Исследуются состояния электронов в двумерном топологическом изоляторе (ТИ). Показано, что в ряде моделей двумерного ТИ краевые состояния свободных электронов имеют идеально-линейный спектр, а в других моделях спектр оказывается численно аномально близким к линейному. Это порождает вопрос о характере состояний системы взаимодействующих частиц. Мы базируемся на гамильтониане

$$H = \sum_{j} \left(v \sigma_j p_j + U(x_j) \right) + \sum_{j,k} V(x_j - x_k), \quad \sigma_j = \pm 1,$$

где x_j и p_j -координаты и импульсы электронов, σ_j -их спиновые индексы, $U(x_j)$ - взаимодействие электронов с примесями и внешними стационарными полями, $V(x_j - x_k)$ - взаимодействие электронов между собой. Показано, что для линейного спектра с таким гамильтонианом уравнение Шредингера точно решается. Решение соответствует разбиению системы электронов на две группы с различным направлением спина σ_j . Электроны в каждой группе находятся на фиксированном расстоянии друг от друга, а группы движутся с постоянными противоположными скоростями $\pm v$. Взаимодействие с примесями и между собой приводит к дополнительной фазе волновой функции. Таким образом, результат для линейного спектра кардинально отличается от обычной системы с квадратичным спектром.

Изучены последствия точного решения для кинетики электронов. Показано, что в рамках такого подхода, в отличие от квадратичного энергетического спектра, отсутствует импульсная и энергетическая релаксация. Найдены кинетические коэффициенты, обусловленные нелинейными поправками к энергетическому спектру.

Показано, что минимизация потенциальной энергии приводит к возникновению противодвижущихся вигнеровских решеток. Исследован вопрос, каким образом может осуществляться релаксация для электронов на краевых состояниях двумерного ТИ.

Авторский указатель

A

Agustin M., 126 Alyabyeva L.N., 37 Amand T., 127, 270 Azaizia S., 270

B

Babichev A., 73 Baldwin K.W., 179 Balocchi A., 270 Banerjee A., 313 Battle P.R., 413 Bayer A., 188 Bayer M., 243, 260, 264 Belkin M.A., 37 Bennett J.C., 249 Bersuker I. B., 299 Bersuker I.B., 293 Biadala L., 264 Boissier G., 429 Bougeard D., 188

C

Cadiz F., 127 Cao Y., 168, 169 Carrère H., 270 Cavanna A., 73 Cerutti L., 429 Cho J.-H., 229 ChoY.-H., 229 Chu M.-W., 249 Consejo C., 46, 429, 434 Cora I., 98 Courtade E., 127

D

Dantscher K.-M., 339 Das S., 313 Desrat W., 226 Dubertet B., 264 Dzhagan V.M., 192

E

Eaves L., 168, 169 Eisterer M., 447 Evers E., 260

F

Fischer R., 189 Forbes I., 331

G

Ganichev S.D., 435 Ghazaryan D., 168 Glas F., 73 Gogneau N., 73 Gorshunov B.P., 37 Greenaway M.T., 168 Greilich A., 260

Η

Harmand J-C., 73 Hasegawa S., 109 Helm M., 62 Herrmann T., 188 Höfling S., 371, 376 Hombe A., 403 Hospodkova A., 195 Huang J.C.A., 447 Hulicius E., 195

I

Ibarra-Sierra V.G., 270 Ichinokura S., 109

J

Jentzsch B., 188 Johnson N., 81 Jouault B., 226, 434

K

Kakko J.P., 115 Kamburov D., 179 Kauppinen E.I., 356 Knap W., 46, 429, 434 Kovács A., 98 Коненкова Е.В., 93 Krustok J., 331 Kuczmik T., 188 Kuech T., 78 Kumaresan V., 73 Kunold A., 270 Kurokawa Y., 403

L

Lagarde D., 127 Lahderanta E., 176 Lähderanta E., 65 Largeau L., 73 Lin Y.G., 249 Lipsanen H., 115, 232, 261

Μ

Madouri A., 73 Magnano E., 149 Maier H., 189 Makarovsky O., 168, 169 Marcinkiewicz M., 46, 429, 434 Marie X., 127, 270 Márquez-Prieto J., 331 Martin R.W., 331 Mishchenko A., 168, 169 Misra A., 168, 169

N

Nappini S., 149 Nasilowski M., 264 Novoselov K.S., 168, 169

0

Oehler F., 73 Olbrich P., 188 Oltscher M., 188 Orlita M., 183, 184 Osipov A.V., 93 Otteneder M., 339

P

Pai W.W., 249 Pangrác J., 195 Patanè A., 168, 169 Pecz B., 98 Pfeiffer L.N., 179 Piot B., 183, 184 Pogue E., 81 Potemski M., 183, 184 Prodan A., 249

R

Robert C., 127 Rockett A., 81 Ruffenach S., 46, 429, 434 Rutckaia V., 375

S

Salewski M., 243 Sandoval-Santana J.C., 270 Sauerzopf F., 60 Savin A., 261 Scalbert D., 275 Scherr M.T., 435 Schilling J., 375 Schneider C., 371, 376 Schneider M., 188 Schuh D., 188 Singha P., 313 Skolnick M.S., 35 Šturm S., 249 Świątek Z., 301

T

Taniguchi T., 127 Tchernycheva M., 73 Tchernychova E., 249 Teppe F., 46, 226, 308, 429, 434 Tournie E., 429

U

Urbaszek B., 127 Usami N., 403

V

van Midden H.J.P., 249 Vladimirova M., 275

W

Wang G., 127 Watanabe K., 127 Weiss D., 188, 189 Werner P., 261 West K.W., 179 Winnerl S., 62

Y

Yasin S., 293, 299

Z

Zahn D.R.T., 192 Zakharchuk I, 65 Zhang H., 73 Zherlitsyn S., 293, 299 Zhukova E.S., 37 Ziegler J., 189 Zupanič E., 249

A

Абакумов А.М., 245 Абилов Ч.И., 41 Абрамкин Д.С., 68, 120 Абросимов Н.В., 65, 265 Аввакумов И.Л., 266 Авдеев И.Д., 228 Аверкиев Н.С., 176, 197, 275, 293, 299, 309, 318 Агликов А.С., 257 Акимов А.Н., 48 Акимов И.А., 243 Акимов И.А., 267 Акопян Д.А., 328 Аксенов В.В., 283 Аксенов М.С., 383 Аксенов С.В., 233 Александров И.А., 94, 229, 294 Александров О.В., 87 Алексеев П.А., 70, 366 Алексеев П.С., 258, 333 Алексеев С.Г., 354 Алешкин В.Я., 193, 295, 337, 374, 384 Алёшкин В.Я., 183, 184 Алиев В.Ш., 40, 79, 388 Алтухов И.В., 134 Альперович В.Л., 71, 85, 89 Амасев Д.В., 350 Амельчук Д.Г., 88 Аминев Д.Ф., 296 Андреев Б.А., 52 Андреев И.В., 162 Анисимов А.Н., 259, 334 Аннабердиева М.Р., 289 Антонов А.В., 143, 282, 330 Арапкина Л.В., 72 Арапов Ю.Г., 163, 185, 198, 207, 209 Арапова И.Ю., 203 Армбристер В.А., 111, 241 Аронзон Б.А., 201, 202, 426 Арсеев П.И., 191 Артамкин А.И., 430 Асеев А. Л., 238 Асрян Л.В., 150 Ассман М., 66 Афанасьев А.Н., 38 Ахундов И.О., 89

Б

Бабенко Н.И., 44 Бабичев А.В., 121, 126, 395 Бабунц Р.А., 334

Багаев В.С., 199, 200, 311, 326 Бадалян А.Г., 334 Байдакова Н.А., 116, 375, 403 Байдусь Н.В., 384 Байер М., 66 Бакалейников Л.А., 270 Бакаров А.К., 120, 145, 248, 250, 392, 424 Бакин В.В., 61, 74, 113, 117 Бакшаев И.О., 413 Балагула Р.М., 230 Барабанова Н.И., 288 Баранов А.Н., 410 Баранов П.Г., 259, 334 Барбин Н.М., 354 Барсауме С., 75 Барышников К.А., 293, 299 Барышникова К.В., 367 Басалаева Л.С., 372 Басов М.В, 385 Бахарев С.М., 39, 50 Бахвалов К.В., 386 Бацанов С.А., 237 Бедная А.И., 114 Белогорохов И.А., 346, 347 Белогорохова Л.И., 346, 347 Белозерова К.А., 45 Белолипецкий А.В., 231 Белых В.В., 260 Бельков В.В., 188, 435 Беляев К.Г., 153 Беляев Ю.Ю., 160 Беляков В.А., 396 Белянин В.Н., 162 Белянчиков М.А., 356 Бер Б.Я., 97, 300 Березовец В.А., 195, 197 Берковиц В.Л., 70, 366 Берт Н.А., 105, 136, 244, 378 Бессолов В.Н., 93 Бессонов В.Д., 344 Бессонова В.А., 75, 344 Бешотен Б., 342 Бисти В.Е., 164 Блохин С.А., 396 Бобин С.Б., 53 Бобров М.А., 396 Бобыль А.В., 329 Бовкун Л.С., 183, 184 Богданов Е.В., 122 Богословский Н.А., 318 Бодров С.Б., 67, 212 Боев М.В., 165, 210

Божьев И.В., 412 Бойко А.М., 329 Бойко М.Е., 329 Болтарь К.О., 392 Большаков А.А., 380 Большаков А.П., 303 Большакова И.А., 78 Бондаренко Л.В., 109 Бончик А.Ю., 301 Бортников С.Г., 40 Боуноар С., 390 Бохан П.А., 316 Бояршинов В.В., 246 Брагинский Л.С., 427, 448 Бричкин А.С., 290, 371 Брунков П.Н., 76 Брылевский В.И., 409 Бубис А., 356 Бугров В.Е., 395 Буданцев М.В., 248, 250 Будкин Г.В., 123, 166 Булавин М., 78 Буравлев А.Д., 88, 115, 232, 261 Буренина Д.С., 410 Бурлаков И.Д., 392 Бурмистров И.С., 439, 440 Бурцева Е.К., 360 Бушуйкин П.А., 52 Буяло М.С., 395 Бызов И.В., 236

B

Вавилова Л.С., 387 Вайнштейн И.А., 253 Вайс Д., 211 Валеев В.Г., 158 Валишева Н.А., 383 Вальков В.В., 233 Вандышева Н.В., 418 Ваньков А.Б., 167 Варавин В.С., 159, 301, 308 Вартанян Т.А., 243 Васев А.В., 77, 84, 107 Василенко А.П., 107, 137, 314 Василенко М.А., 118, 283, 417 Васильев А., 78, 154, 396 Васильев А.П., 154, 396 Васильев В.И., 100 Васильев Р.Б., 245, 351 Васильевский И.С., 78, 124, 134, 148, 163, 209, 297 Вдовин В.И., 94, 143 Вдовин Е.Е., 168, 169 Вдовичев С.Н., 374

Ведь М.В., 268 Вейнгер А.И., 49, 65 Вербус В.А., 403 Вергелес П.С., 307 Вершков В.А., 296 Веселов Д.А., 150, 386, 387 Вилков О.Ю., 358 Виниченко А.Н., 78, 124, 134, 148, 163, 209 Винниченко М.Я., 154 Витлина Р.З., 234 Вихрова О.В., 268 Вишняков А.А., 45, 262 Власов К.Р., 146, 147 Власов П.В., 392 Войцеховский А.В., 96, 301, 323 Волков В.А., 181, 428 Волков М.П., 317 Волкова Я.Ю., 362 Володин В.А., 143, 235 Воробьёв А.Б., 170 Воробьев Л.Е., 154, 230 Воробьёва Ю.С., 170 Воронкова Н.В., 387 Воронковский В.А., 79, 388 Воропаев К.О., 126 Вохминцев А.С., 253

Γ

Гавва В.А., 302, 312 Гавриленко А.Н., 203 Гавриленко В.И., 46, 62, 104, 183, 184, 308, 401, 429, 434 Гавриленко Л.В., 295 Гаврилкин С., 173 Гаврилкин С.Ю., 173 Гаврилов С.С., 125, 131 Гаврищук Е.М., 47, 324 Гагис Г.С., 100, 128 Гаджиалиев М.М., 405 Гаджиев И.М., 395 Гайслер А.В., 238 Гайслер В.А., 238, 390, 417 Галеева А.В., 430, 446 Галиев Г.Б., 297, 335, 340 Галицын Ю.Г., 94, 97, 98, 103 Гальперин Ю.М., 179 Ганичев С.Д., 188, 339 Ганьшина Е.А., 75 Гарькавый С.О., 203 Гасанова М.Ш., 41 Гаськов А.М., 245 Герасимова А.К., 79, 388 Гергель В.А., 129, 130

Германенко А.В., 171, 222 Гибин А.М., 302 Гилинский А.М., 229, 298, 300 Гиппиус А.А., 363 Гиппиус Н.А., 371, 376 Гладилин А.А., 42, 47, 324, 389 Гладских И.А., 243 Гладских П.В., 243 Гладышев А.Г., 121, 126, 395 Глазов М.М., 66, 127, 285 Говоркова Т.Е., 53, 263 Голеницкий К.Ю., 197 Голинская А.Д., 254 Головатенко А.А., 264 Голуб Л.Е., 274, 286, 336 Голяшов В.А., 68, 80, 417, 443 Горбацевич А.А., 43, 349, 381 Горбунов А.В., 172 Гордеева А.Б., 128 Горлачук П.В., 394 Горлова И.Г., 173 Горшков Д.В., 61 Горшкова Н.М., 129, 130 Горшунов Б.П., 356 Гребенко А.К., 356 Гребенников В.И., 81, 95 Гребенщикова Е.А., 410, 420 Грехов И.В., 409 Грехов М.М., 78 Грешнов А.А., 38 Григорьев А.Н., 51 Гричук Е.С., 158 Гронин С.В., 153, 326 Груздев Н.Б., 236 Грузинцев А.Н., 369 Грузнев Д.В., 109, 443 Губарев С.И., 162 Гудина С.В., 163, 174, 185, 198, 207, 209 Гудков В.В., 293, 299 Гуляев Д.В., 237 Гурин А.С., 334 Гусева Ю.А., 396 Гусейнов Д.В., 265 Гусихин П.А., 175 Гутаковский А.К., 107, 120, 237, 383, 392 Гуткин А.А., 76

Д

Давлетов Э.Т., 199 Давыдов В.Ю., 52, 70, 83, 97, 300, 358 Дагесян С.А., 411, 412 Дан В.П., 354 Данилов Л.В., 195 Данилов С.Н., 430 Данилов Ю.А., 267, 307, 320 Дворецкий С.А., 46, 62, 82, 104, 156, 171, 174, 183, 184, 185, 189, 196, 198, 204, 207, 211, 222, 226, 301, 308, 401, 430, 434, 435 Двуреченский А.В., 111, 112, 214, 239, 241, 247, 269 Девизорова Ж.А., 428 Дегтярев В.Е., 273 Деменев А.А., 131, 132, 371, 376 Дементьев П.А., 83, 87 Демидов Е.В., 52 Дёмина П.Б., 268 Денисов К.С., 176 Денисов C.A., 265 Денисултанов А.Х., 367 Деребезов И.А., 238, 390, 417 Дерюшкин В.В., 53 Деточенко А.П., 265 Джиоев Р.И., 407 Дижур C.E., 134 Дикушина Е.А., 266 Дмитриев А.В., 44 Дмитриев А.П., 275 Дмитриев Д.В., 238, 298, 383, 390 Дмитриев И.А., 188 Днепровский В.С., 254 Доан Т.Н.В., 155 Добрецова А.А., 431 Долженко Д.Е., 328 Доможирова А.А., 447 Доморецкий Д.Р., 132 Дорожкин С.И., 177, 178, 338 Дорофеев А.А., 412 Дорохин М.В., 267, 268, 307, 320, 391 Дричко И.Л., 179 Дроздов К.А., 245, 351 Дроздов М.Н., 149, 330, 416 Дронов М.А., 348 Дружинин Д.Л., 344 Дубинина Т.В., 351 Дубинов А.А., 337, 384, 401 Дуда Т.А., 192 Дулина H.A., 369 Дунаевский М.С., 70 Дурнев М.В., 180, 432 Дьячкова Т.В., 262

E

Егоров А.Ю., 121, 126, 395 Егоров В.К., 368 Егоров Е.В., 368 Егоров С.В., 277 Единач Е.В., 334 Ежевский А.А., 265 Екимов Е.А., 312 Елисеев А.И., 115 Елисеев И.А., 97, 300, 358 Елисеев С.А., 133 Емельченко Г.А., 369 Емельянов Е.А., 84, 429 Емельянова С.М., 45, 262, 447 Еремеев С.В., 80 Еременко В.Г., 307 Еременко М.В., 123 Ермаков И.А., 76 Ермолаева Ю.В., 369 Ерофеева И.В., 391 Ершенко Е.М., 329 Есаулков М.Н., 340 Есин М.Ю., 107 Ефимов В.М., 355 Ефимов Ю.П., 133

Ж

Жарова Ю.А., 114, 409
Жданов Е.Ю., 248, 250, 422
Жевстовских И.В., 263, 293, 299
Живулько В.Д., 112
Жиляев Ю.В., 404
Жмерик В.Н., 152
Жолудев М.С., 401
Жукова Е.С., 356
Журавлев А.Г., 71, 85
Журавлев А.С., 164, 172
Журавлев К.С., 94, 97, 98, 99, 103, 110, 145, 229, 237, 294, 298, 300, 316, 383, 392
Журавлёв М.Н., 349

3

Заболотных А.А., 181 Забродский А.Г., 65 Заварин Е.Е., 380, 419 Загальская А.Я., 155 Зайнулин Ю.Г., 262 Зайцев В.Б., 51 Зайцев Д.А., 86 Зайцев С.В., 267, 369 Зайцева Э.Г., 393 Зайцев-Зотов С.В., 249, 433, 445 Закревский Д.Э., 316 Заморянская М.В., 87, 310 Занавескин М.Л., 158 Засавицкий И.И., 328, 394 Зацепин А.Ф., 236 Звонков Б.Н., 267

Звягин И.П., 341 Здоровейщев А.В., 268, 307, 320, 391 Зегря А.Г., 142 Зегря Г.Г., 38, 136, 142 Зеленин В.В., 404, 423 Зеленый А.П., 129, 130 Зиглер Й., 211 Зиновьев В.А., 111, 112, 239, 269 Зиновьева А.Ф., 239, 269 Золотухин Д.С., 240 Зотов А.В., 109 Зубавичус Я.В., 329 Зыбцев С.Г., 249

И

Ива́нов Ю.Л., 309 Иванов А.А., 187, 219 Иванов А.В., 397 Иванов М.С., 408 Иванов С.В., 149, 151, 152, 153, 274, 326 Иванов Ю.Л., 318 Иванова Е.В., 87, 310 Ивченко Е.Л., 270, 342 Игнатенко А.Н., 182 Игнатьев И.В., 133 Ижнин И.И., 301 Иконников А.В., 183, 184, 429 Иконников В.Б., 324 Икусов Д.Г., 82, 104 Ильина М.В., 357 Ильинская Н.Д., 400 Ильичев Н.Н., 42, 47 Илькив И.В., 88, 232 Ильченко Е.В., 163, 174, 185, 209 Именков А.Н., 410, 420 Инюшкин А.В., 302, 303 Ионов А.С., 126 Ирхин В.Ю., 54 Исламов Д.Р., 388 Исмаилов Ш.М., 55 Ищенко Д.В., 304, 415

К

Каган М.С., 134 Каганский А., 390 Кадыков А.И., 156 Кадыков А.М., 46, 308, 401, 429, 434 Казанов Д.Р., 186 Казанский А.Г., 350 Казанцев Д.М., 85, 89 Казанцев Д.Ю., 97, 100, 300 Кайсин Б.Д., 167 Калевич В.К., 270 Калентьева И.Л., 268 Калинина К.В., 195 Калинушкин В.П., 42, 47, 324, 389 Калмыков А.Е., 93, 152 Калядин А.Е., 414 Камаев Г.Н., 235 Капаев В.В., 370 Капустин А.А., 177, 178, 338 Карандашев С.А., 400 Карачинский Л.Я., 121, 126, 395 Каргин Н.И., 78, 124, 148 Карпов С.Ю., 419 Касимкин П.В., 314 Катаева Т.С., 349 Катанин А.А., 182, 251 Кацюба А.В., 90, 91 Квон З.Д., 34, 188, 189, 211, 339, 431, 434, 435 Кимель А., 343 Кириенко В.В., 241, 418 Кириленко Д.А., 70, 310 Кириллова Н.Е., 272 Кирпичев В.Е., 164 Кислых Н.В., 283, 417 Китаева Г.Х., 335 Клепикова А.С., 187 Климко Г.В., 149 Климов А.Э., 48, 304, 415 Климов Е.А., 297, 335, 340 Климовских И.И., 442, 443 Клоков А.Ю., 296 Клочков А.Н., 242, 297, 335, 340 Кнотько А.В., 305, 306 Ковалев Б.Б., 305, 306 Ковалев В.М., 165, 210, 271 Ковальский В.А., 307, 320 Ковбаса Н.Ю., 394 Ковчавцев А.П., 383, 392 Кожанова Ю.В., 257 Кожухов А.С., 74, 89, 238, 422 Козлов Д.А., 188, 189, 211, 435 Козлов Д.В., 295, 308 Козловский В.В., 398, 414 Козулин А.С., 272, 273 Козюхин С.А., 350 Кокурин И.А., 309 Колесников А.В., 137, 314 Колодезный Е.С., 395 Колоколов К.И., 122 Колосов В.Ю., 92 Комиссарова Т.А., 151 Комков О.С., 151 Конаков А.А., 265, 273 Кондиков А.А., 243

Кондратьева Д.Ю., 51 Кондрин М.В., 312 Конников С.Г., 76, 329 Константинова Е.А., 51 Конфедератова К.А., 94, 229 Коньшин А.А., 357 Коняев В.П., 397 Копотилов А.В., 417 Копьёв П.С., 151 Корниенко В.В., 335 Коростелин Ю.В., 293, 299 Коротаев А.Г., 301 Коротченков А.В., 366 Корсаков И.Е., 51 Корытин А.И., 67, 212 Косарев А.Н., 243, 244 Кособукин В.А., 366 Косолобов С.Н., 61, 74, 113, 117 Кость Я., 78 Котляр К.П., 88, 232, 252 Котова Л.В., 274 Котова М.С., 348, 351 Котур М., 407 Коуров Н.И., 54, 60 Kox K.A., 80 Кохан Д.А., 51 Коханенко А.П., 96 Кочерешко В.П., 274 Кочман И.В., 49 Кошкарев А.А., 247 Кравец В.А., 310 Крайнов И.В., 275 Красильник З.Ф., 52, 375, 384 Красильникова Л.В., 52 Кривобок В.С., 199, 200, 296, 311, 312, 326, 327 Кривякин Г.К., 111, 235 Крижановский Д.Н., 131 Криштопенко С.С., 46, 204, 226, 429, 434, 436, 437 Крупенин В.А., 411, 412 Крупин А.Ю., 90, 91 Кручинин В.Н., 79 Крылов И.В., 245 Кудрин А.В., 265, 268 Кудрявцев К.Е., 374, 384, 401 Кузнецов А., 246 Кузнецов А.В., 246 Кузнецов К.А., 335 Кузнецов П.И., 433 Кузнецов Ю.М., 391 Кузнецова Т.В., 81, 95 Кузнецова Ю.А., 236 Кузнецова Я.В., 135

Кузьменков А.Г., 396 Кузьмина Е.А., 351 Кукушкин И.В., 33, 162, 164, 167, 172, 175, 213, 224, 225 Кукушкин С.А., 93 Кулагина М.М., 396 Кулаковский В.Д., 131, 132, 371, 373, 376 Кулеев И.Г., 39, 50 Кулеев И.И., 39, 50 Кулик Л.В., 164, 172, 269, 287 Куликов С.А., 78 Кульбачинский В.А., 51, 151, 201, 202, 313 Кунавин П.Е., 63, 64 Кунцевич А.Ю., 438 Куприянов И.Н., 282 Курилович В.Д., 439, 440 Курилович П.Д., 439, 440 Куркин М.И., 276 Курнявко Ю.В., 394 Курова И.А., 315 Курочкин А.С., 121, 395 Кучинская П.А., 90, 91, 111, 112 Кытин В.Г., 51, 313

Л

Лавров А.А., 400 Ладенков И.В., 396 Ладугин М.А., 386, 397 Ларионов А.В., 132, 277, 287 Латышев А.В., 89, 192, 238 Лебедев А.А., 358, 398, 414 Лебедев М.В., 83, 149 Лебедев С.П., 88, 358 Лев Л.Л., 158 Левин Р.В., 136 Левицкий В.С., 358 Леденцов Н.Н., 126 Леньшин А.С., 240 Леонтьев А.А., 335 Лепса М., 342 Лесников В.П., 391 Лифшиц Д.А., 413 Лобанов Д.Н., 52 Лобанов С.В., 376 Лобинцов А.В., 394, 397 Ловцюс В.А., 133 Логинов Ю., 303 Лозовой К.А., 96 Лончаков А.Т., 53, 263 Лопухин А.А., 392 Лотин А.А., 106, 190 Лошкарев И.Д., 107, 137, 314 Луговых А.М., 138

Лузанов В.А., 433 Лундин В.В., 380, 419 Лундина Е.Ю., 419 Луцев Л.В., 278 Львова Т.В., 83 Лямкина А.А., 372 Ляпилин И.И., 279 Ляпин С.Г., 312

Μ

Магарилл Л.И., 234, 441, 448 Майборода И.О., 158 Майзлах А.А., 433 Макаров Ю.Н., 358 Макарова Т.Л., 65 Максимов А.А., 157, 280, 373 Максимов В.И., 321, 322 Максимова Е.Н., 321, 322 Малеев Н.А., 154, 396, 399 Малеев С.Н., 396 Малин Т.В., 94, 97, 98, 103, 229, 294, 300, 316 Малышев А.И., 272, 273 Малышева Е.Д., 229 Мальцев П.П., 297, 335, 340 Манкевич А.С., 51 Мансуров В.Г., 94, 97, 98, 99, 103, 229, 294 Манцевич В.Н., 191, 254 Мараховка И.И., 417 Марин Д. В., 159 Маричев А.Е., 100, 128 Мармалюк А.А., 386, 397 Марченко Д.Е., 101, 102 Марченков В.В., 45, 54, 60, 262, 447 Марченкова Е.Б., 60, 447 Маслов А.Ю., 139 Маслов Н.В., 313 Маслова Н.С., 191 Матвеев Б.А., 136, 400 Матецкий А.В., 109 Матухин В.Л., 203 Махмудиан М.М., 441, 448 Махов И.С., 154 Машанов В.И., 116 Машин А.И., 374 Машинский К.В., 217 Медведев Е.Ю., 203 Мездрогина М.М., 257 Мельцер Б.Я., 151 Менушенков А.П., 249 Мжельский И.В., 40 Мизеров А.М., 240 Микушкин В.М., 101, 102

Милахин Д.С., 98, 99, 103, 229 Милёхин А.Г., 192 Милехин И.А., 300 Миляев М.А., 344 Минина Н.Я., 122 Минкин В.С., 129, 130 Миньков Г.М., 171, 193, 194, 215, 222 Миронов А.В., 283, 417 Миронов А.Ю., 140 Мисерев Д.С., 255 Митягин Ю.А., 155 Михайлин Н.Ю., 317 Михайлов Н.Н., 46, 62, 82, 104, 156, 174, 183, 184, 185, 189, 193, 194, 196, 198, 204, 207, 211, 222, 226, 301, 308, 401, 430, 431, 434, 435 Михайлов С., 126 Михайлова М.П., 195, 197 Михалевич В.Г., 350 Михалевский В.А., 106, 190 Михалюк А.Н., 109 Михеев В.М., 141 Моисеев К.Д., 138, 197 Монахов А.М., 410 Моргун Л.А., 202 Морозов С.В., 46, 62, 104, 156, 168, 169, 308, 401, 429, 434 Морозова Е.Е., 374, 403 Московских В.А., 314 Мохов Е.Н., 302 Мощенко С.П., 372 Мудрый А.В., 331 Мудрый В.А., 239 Муравьев В.М., 162 Мурель А.В., 416 Мурзанев А.А., 67, 212 Мусаев А.М., 55, 56 Мустафин И.А., 115 Мухамедшин И.Р., 249 Мынбаев К.Д., 301 Мясоедов А.В., 93

Η

Назипов Д.В., 57 Насибулин А.Г., 356 Насретдинова В.Ф., 249 Настовьяк А.Г., 118 Наумов С.В., 447 Наумова О.В., 393, 402 Наумочкин М.А., 101, 102 Неведомский В.Н., 105, 244, 378, 396 Неверов В.Н., 53, 163, 174, 185, 198, 207, 209, 226 Нежданов А.В., 374 Неизвестный И.Г., 118 Некоркин С.М., 384 Ненашев А.В., 112, 214, 239, 247, 269 Нестеров С.И., 232 Нестоклон М.О., 228, 231, 258 Неустроев Е.П., 359, 360 Нефёдов Ю.А., 224, 225 Нечаев Д.В., 152 Никитина Е.В., 252 Никифоров А.Е., 57 Никифоров А.И., 116, 239 Николаев А.Е., 419 Николаев С.Н., 199, 200, 311, 312, 326, 327 Никонов С.Ю., 101, 102 Никорич А.В., 328 Новиков А.В., 330, 374, 375, 384, 403 Новиков И.И., 121, 126, 395 Новиков П.Л., 112 Новиков С.В., 352 Новиков С.И., 290 Новиков С.Н., 358 Новицкий Н.Н., 278 Новодворский О.А., 106, 190 Новокшонов С.Г., 281 Ноговицына М.В., 359, 360 Носов А.П., 75

0

Образцова Е.А., 361 Образцова Е.Д., 356, 361 Овешников Л.Н., 201, 202, 426 Оглобличев В.В., 203 Окороков М.С., 279 Окулов В.И., 49, 53, 138, 263 Окулова К.А., 263 Оладышкин И.В., 212 Онищенко Е.Е., 311, 326 Оразов Г., 58 Ордин С.В., 404, 423 Орлова Н.Б., 276 Ормонт М.А., 341 Ормонт Н.Н., 315 Осинных И.В., 316 Оспенников А.М., 420

Π

Павликов А.В., 51 Павлов В.В., 59, 257 Павлов Д.А., 384 Павлов Н.В., 142 Павловский В.В., 249 Падалица А.А., 386

Пальянов Ю.Н., 282 Паневин В.Ю., 154 Пантелеев В.Н., 93, 404, 423 Папроцкий С.К., 134 Паранчич Л.Д., 263 Парфеньев Р.В., 197, 317 Паршина Л.С., 106, 190 Патраков Е.И., 45, 75 Пащин Н.С., 304 Перевозчикова Ю.А., 54, 60, 447 Петросян Т.К., 362 Петров В.А., 414 Петров П.В., 309, 318 Петрушков М.О., 84, 107, 137 Петухов Д.С., 187, 219 Петухова О.Е., 219 Пещеренко А.Б., 373 Пивоварова А.А., 410 Пинигина Д.Л., 402 Пирмагомедов З.Ш., 405 Пихтин Н.А., 150, 386, 387 Платонов А.В., 274 Погосов А.Г., 248, 250, 422, 424 Подгорных С.М., 53, 163, 174, 204, 207, 209, 226, 263 Поддубный А.Н., 144 Подлесный С.Н., 282 Подольская Н.И., 406, 408, 409 Покровский В.Я., 173, 249 Полетаев Н.К., 319, 404, 407, 409 Полищук О.В., 205 Поносов Ю.С., 95 Попов В.В., 205, 206, 217 Попов В.П., 143, 282 Попов М.Р., 204, 207, 226 Попова Т.Б., 100 Похабов Д.А., 248, 250, 422 Пошакинский А.В., 144, 186, 342 Прасолов Н.Д., 76 Преображенский В.В., 77, 84, 105, 107, 137, 243, 244, 378, 429 Преснов Д.Е., 411, 412 Преснова Г.В., 412 Принц В.Я., 108, 170 Прокофьев А.А., 231 Просвирин И.П., 383 Протасов Д.Ю., 97, 145 Прохоров А.С., 356 Проценко В.С., 251 Прошина О.В., 139 Прудкогляд В.А., 426 Пручкина А.А., 311 Пряхина В.И., 364

Путято М.А., 77, 84, 105, 107, 137, 243, 244, 378, 429 Пушкарёв С.С., 297, 335, 340 Пушный Б.В., 100, 128, 136 Пятаев М.А., 146, 147

P

Радишевский М., 78 Райтценштайн Ш., 390 Ральченко В.Г., 303 Распопов Н.А., 394 Растегаева М.Г., 387 Ратников В.В., 97, 152, 300 Рафаилов Э.У., 413 Рахлин М.В., 153 Резник Р.Р., 232, 252 Резницкий А.Н., 123 Ременный М.А., 400 Ремесник В.Г., 104, 196 Ржевский В.В., 305 Родин П.Б., 406, 408, 409 Родин С.А., 324 Родин С.Н., 419 Родина А.В., 264 Родионов А.А., 283, 417 Родякина Е.Е., 111, 192, 339 Рожанский И.В., 176, 197, 284 Рожков А.В., 387 Рожков С.А., 61, 74, 113, 117 Ройз М.А., 410 Романов А.Е., 142 Романов А.С., 85 Романов Л.П., 414 Романов Н.Г, 334 Романов С.И., 418 Ротд С., 390 Рубцова М.Ю., 412 Рудая Н.С., 74 Рудин С.А., 91, 111, 112 Рудова Н.А., 386 Румянцев В.В., 62, 156, 308, 401 Румянцев Е.Л., 63, 64 Румянцева М.Н., 245 Рут О.Е., 222 Рут О.Э., 171, 193, 194 Рыбкин А.Г., 358 Рыбковский Д.В., 356, 361 Рябова Л.И., 328, 351, 430, 446 Рябоштан Ю.А., 386

C

Сабликов В.А., 208 Савельев А.П., 163, 209 Савенко И.Г., 210, 271 Савин Д.В., 324 Савицкий Г.В., 301 Савченко Г.М., 52, 86 Савченко М.Л., 85, 189, 211 Савченко С.С., 253 Самарцев И.В., 384 Самсоненко Ю.Б., 261 Сапожников С.М., 397 Саранин А.А., 109, 443 Саркисова В.М., 289 Сарычев М.Н., 293, 299 Сафонов Д.А., 124, 148 Сафончик М.О., 195, 197 Сахаров А.В., 380, 419 Свешникова Л.Л., 192 Свит К.А., 110 Севастьянов И.Г., 203 Седов В.Е., 309 Седова И.В., 149, 153, 310, 326 Сейсян Р.П, 86 Селезнев В.А., 112 Селиванов Ю.Г., 426, 438 Селькин А.В., 377 Семенихин П.В., 65 Семенов В.Г., 257 Семенов Н.Д., 433 Семенова О.И., 68 Семина М.А., 66 Семягин Б.Р., 84, 105, 107, 243, 244, 378, 429 Семянникова А.А., 262 Сергеев С.М., 375 Сергеев Ю.А., 67, 212 Середин П.В., 240 Симаков В.А., 397 Ситникова А.А., 87, 149 Скворцов А.П., 319 Скипетров Е.П., 305, 306 Скипетрова Л.А., 306 Скороходов Е.В., 52, 374, 384, 403 Слипченко С.О., 150, 386 Слынько В.Е., 305, 306 Слынько Е.И., 328 Смагина Ж.В., 111, 112 Смирнов А.М., 254 Смирнов А.Н., 70, 83, 97, 300, 358 Смирнов Д.С., 285, 286 Смирнов И.Ю., 179 Снигирёв О.В., 411, 412 Сныткина С.А., 257 Соколов В.И., 236 Соколова З.Н., 150 Соколовский Г.С., 413

Солдатенков Ф.Ю., 366 Солдатов Е.С., 411 Соловьев Б.Д., 359 Соловьев В.А., 151 Соловьев В.В., 213 Солоницына А.П., 101, 102 Солтамов В.А., 259 Солтанович О.А., 307, 320 Солянкин П.М., 340 Сорокин Л.М., 93, 152 Сорокин С.В., 149, 153, 274, 326 Состина Д.М., 442 Софронов А.Н., 154, 230 Сошников И.П., 232, 252 Спирин К.Е., 330 Староватых Ю.С., 356 Стебакова Ю.В., 254 Степаненко М.В., 248 Степанец-Хуссейн Э., 287 Степанов А.Н., 67, 212 Степанов И., 342 Степина Н.П., 214 Степихова М.В., 375 Стогний А.И., 278 Сторожевых М.С., 72 Стрельчук А.М., 414 Стриханов М.Н., 78 Строков В.Н., 158 Стусь Н.М., 400 Сулимов М.А., 331 Супрун С.П., 415 Суркова Т.П., 321, 322 Сурнин Ю.А., 442 Суровегина Е.А., 416 Суслов А.В., 179 Сухоруков А.В., 265 Сухоруков Ю.П., 75, 343, 344 Сушков А.А., 384 Сушков О.П., 255 Сырбу А., 126

Т

Талденков А.Н., 302, 303 Талипов Н.Х., 323 Тарасенко С.А., 166, 186, 342, 432 Тарасов И.С., 150, 386 Тартаковский И.И., 157, 280, 373 Тебеньков А.В., 362 Телегин А.В., 75, 343, 344 Теленков М.П., 155 Терентьев Д.И., 354 Терехов А.С., 61, 74, 113, 117 Терещенко О.Е., 80, 283, 417, 442, 443 Тийс С.А., 116 Тимофеев В.А., 116, 239 Тимофеев В.Б., 172 Тимофеева Н.А., 47, 324 Титов А.Н., 173, 249 Тиходеев С.Г., 371, 376 Тихомирова Г.В., 362 Ткаченко В.А., 215, 216, 255, 339 Ткаченко О.А., 215, 216, 255, 339 Токман М.Д., 212 Толмачев А.В., 369 Толмачев В.А., 114 Тонких А.А., 361 Торопов А.А., 153 Торопов А.И., 145, 170, 238, 298, 390, 392 Торопов Н.А., 243 Трифонов А.В., 133 Трифонов А.С., 411, 412 Трубина С.В., 300 Труханов Е.М., 137, 314 Трухин В.Н., 115 Трушин О.С., 288, 325 Тугушев В.В., 444 Туджанова И.Н., 289 Туктамышев А.Р., 116 Тупчая А.Ю., 109 Тютюнник А.П., 262

У

Уваров О.В., 42, 47, 324, 389 Ужаков И.Н., 82, 104 Уймин М.А., 236 Уклеев Т.А., 377 Улин В.П., 366 Усачев Д.Ю., 358 Усикова А.А., 395, 400 Усов С.О., 419 Устинов В.В., 39, 50 Устинов В.М., 396 Уточкин В.В., 62 Уцына Е.В., 200 Ушанов В.И., 378

Φ

Фадеев М.А., 62, 156, 308, 401 Фатеев Д.В., 205, 217 Фатеев Н.В., 316 Фёдоров И.В., 100 Федорова К.А., 413 Федоровский А.Э., 76 Федотов Н.И., 433, 445 Федянин А.А., 379 Фефелов А.Г., 384, 396 Филатов Е.В., 157, 280 Филатова Д.Г., 245 Филиппов Н.С., 418 Фирсов Д.А., 154, 230 Фирсов Д.Д., 151 Фицыч Е.И., 301 Фишбах С., 390 Фомин Б.И., 111, 393, 402 Фрайтаг М., 66 Фрелих Д., 66 Фрицлер К.Б., 314 Фролов Д.Д., 224, 225

X

Хазанова С.В., 273 Хайндел Т., 390 Хандархаева С.Е., 107 Ханин Ю.Н., 168, 169 Ханнанов М.Н., 164 Харус Г.И., 187, 198, 219 Хвальковский Н.А., 134 Хворостин А.В., 306 Хекотер Д., 66 Хёфлинг С., 290 Хмельницкий Р.А., 363 Ходос И.И., 307 Хорошилов В.С., 71 Хохлов Д.Р., 245, 328, 430, 446 Храмова О.Д., 106, 190

Ц

Цацульников А.Ф., 380, 419 Цветков А.Ю., 173 Цветков В.А., 296 Цебро В.И., 356, 361 Цырлин Г.Э., 115, 232, 252, 261 Цэндин К.Д., 318

Ч

Чалдышев В.В., 105, 243, 244, 378, 380 Чалков В.Ю., 265 Чаплик А.В., 165, 218, 234 Чапнин В.А., 47, 72 Чарикова Т.Б., 138, 187, 219 Ченцов С.И., 311, 326, 327 Черебыло Е.А., 106, 190 Черемисин М.В., 220, 221 Черкашинин П.Ю., 149 Черков А.Г., 112, 235 Черненко А.В., 290 Черничкин В.И., 328 Чернов М.Ю., 151 Чернышёва О.В., 249 Чжан Жуй, 235 Чиж К.В., 72 Чижевский Е.Г., 426 Чижов А.С., 245 Чистохин И.Б., 383, 417 Чистяков В.В., 447 Чувилин А.Л., 361 Чулков Е.В., 80 Чумаков Н.К., 158

Ш

Шайблер Г.Э., 61, 74, 113, 117 Шалеев М.В., 384, 403 Шалин А.С., 367 Шамирзаев Т.С., 120, 291, 417 Шамшур Д.В., 317 Шапочкин П.Ю., 133 Шарков А.И., 296 Шарков М.Д., 329 Шатунова А.А., 364 Шашкин В.И., 416 Шварц Н.Л., 118 Швец В.А., 82 Шевченко И.В., 305 Шевченко Н.Н., 377 Шевырин А.А., 248, 250, 424 Шелушинина Н.Г., 163, 174, 185, 187, 198, 207, 209, 219 Шенгуров В.Г., 265 Шенгуров Д.В., 374 Шерин П.С., 312 Шерстобитов А.А., 171, 193, 194, 215, 222 Шерстякова В.Н., 304 Шестериков Е.В., 248 Шефер Д.А., 159 Шикин А.М., 442, 443 Шишкин Д.А., 75 Шкляев А.А., 248, 250 Шкуринов А.П., 340 Шлехан А., 390 Шмагин В.Б., 330 Шмаков А.Н., 68 Шмидт Е.В., 203 Шнайдер К., 290

Шорникова Е.В., 264 Шорохов А.В., 146, 160 Шорохов В.А., 147 Шорохов В.В., 411 Штром И.В., 252 Шубин Н.М., 381 Шубина Т.В., 186 Шульман А.Я., 223 Шурыгин Ф., 78 Шутаев В.А., 420

Щ

Щеглов Д. В., 238 Щепетильников А.В., 224, 225

Э

Энтин М.В., 427, 441, 448 Эпов В.С., 48 Эренбург С.Б., 300 Эрсфельд М., 342 Эфендиева Т.Н., 405 Эфрос Ал.Л., 264

Ю

Юданова Е.С., 68 Юнин П.А., 52, 374, 384 Юрасов Д.В., 330, 374, 384, 403 Юрасова Д.И., 377 Юрьев В.А., 72

Я

Яблонский А.Н., 375, 384 Яговкина М.А., 310, 378 Якимов А.И., 241 Яковлев В., 126 Яковлев Д.Р., 260, 264 Яковлев Ю.П., 410, 420 Якубовский А.Ю., 302 Якунин М.В., 163, 174, 185, 198, 204, 207, 209, 226 Якушев М.В., 81, 95, 159, 301, 331 Ярошевич А.С., 339, 417, 435 Яссиевич И.Н., 231

Электронные адреса докладчиков

A

Абрамкин Демид Суад Авдеев Иван Дмитриевич Аверкиев Никита Сергеевич Агликов Александр Сергеевич Аксенов Максим Сергеевич Александров Иван Анатольевич Алексеев Прохор Анатольевич Алекскеев Павел Сергеевич Алешкин Владимир Яковлевич Альпекеев Виталий Львович Алябьева Людмила Николаевна Аминев Денис Фагимович Андреев Иван Владимирович Анисимов Андрей Николаевич Арапкина Лариса Викторовна Арапов Юрий Григорьевич Аронзон Борис Аронович Афанасьев Александр Николаевич

Б

Бакин Василий Вениаминович Балагула Роман Михайлович Барбин Николай Михайлович Барышникова Ксения Владимировна Басов Михаил Викторович Бахарев Сергей Михайлович Белогорохов Иван Александрович Белолкеев Алексей Владимирович Белых Василий Валерьевич Бессонова Валентина Анатольевна Бисти Вероника Евгеньевна Богданов Евгений Владимирович Боев Максим Вадимович Бортников Сергей Григорьевич Брагинский Леонид Семенович Брунков Павел Николаевич Будкин Григорий Владимирович Буравлев Алексей Дмитриевич

B

Вальков Валерий Владимирович Ваньков Александр Борисович Васев Андрей Васильевич Васильевский Иван Сергеевич Вдовин Евгений Евгеньевич dalamber.07@mail.ru ivan-avdeev505@mail.ru averkiev@les.ioffe.ru aglikov.93@gmail.com m.se.aksenov@gmail.com aleksandrov@isp.nsc.ru npoxep@gmail.com alekseev p s@mail.ru aleshkin@jpm.sci-nnov.ru alper v@mail.ru aliabeva.ln@mipt.ru amdenis@yandex.ru andreev@issp.ac.ru aan0100@gmail.com arapkina@kapella.gpi.ru arapov@imp.uran.ru aronzon@mail.ru afanasiev.an@mail.ru

bakin@ngs.ru kamstyler@mail.ru NMBarbin@mail.ru k.baryshnikova@optomech.ifmo.ru basov.vniia@gmail.com bakharevsm@imp.uran.ru jugqwerty@mail.ru a belolipetskiy@mail.ru vasilii.belykh@tu-dortmund.de vbessonova@imp.uran.ru bisti@issp.ac.ru bev@mig.phys.msu.ru maksiboev@yandex.ru bortnik@isp.nsc.ru brag@isp.nsc.ru brunkov@mail.ioffe.ru gbudkin@gmail.com bour@mail.ioffe.ru

vvv@iph.krasn.ru vankov@issp.ac.ru vasev@isp.nsc.ru ivasilevskii@mail.ru vdov62@yandex.ru Веселов Дмитрий Александрович Виниченко Александр Николаевич Витлина Ритта Зиновьевна Вишняков Андрей Алексеевич Волков Владимир Александрович Володин Владимир Алексеевич Воробьёва Юлия Сергеевна Воронковский Виталий Александрович

Γ

Гавриленко Владимир Изяславович Гаврилов Сергей Сергеевич Галеева Александра Викторовна Галиекеев Галиб Бариевич Гасанова Мехрибан Ширин Герасимова Алина Константиновна Германенко Александр Викторович Гилинский Александр Михайлович Гладилин Андрей Александрович Гладышев Андрей Геннадьевич Глазов Михаил Михайлович Говоркова Татьяна Евгеньевна Головатенко Александр Анатольевич Голуб Леонид Евгеньевич Голяшов Владимир Андреевич Горбацевич Александр Алексеевич Горбунов Александр Васильевич Гордеева Анастасия Борисовна Горлова Ирина Геннадиевна Горшкова Наталья Михайловна Гребенников Владимир Иосифович Груздев Никита Борисович Гудина Светлана Викторовна Гуляев Дмитрий Владимирович Гусихин Павел Артурович

Д

Дворецкий Сергей Алексеевич Деменев Андрей Анатольевич Дементьев Петр Александрович Деребезов Константин Сергеевич Деребезов Илья Александрович Деточенко Александра Петровна Дикушина Елена Александровна Дмитриев Алексей Владимирович Добрецова Алёна Александровна Дорожкин Сергей Иванович Дорохин Михаил Владимирович Дричко Ирина Львовна dmitriy90@list.ru vanaxel@gmail.com ritta@isp.nsc.ru vishnyakov@imp.uran.ru volkov.v.a@gmail.com volodin@isp.nsc.ru vorobyova@isp.nsc.ru vvoronkoffsky@gmail.com

gavr@ipmras.ru sergey.s.gavrilov@gmail.com galeeva@physics.msu.ru galiev galib@mail.ru mhsh28@mail.ru gerasimova@isp.nsc.ru alexander.germanenko@urfu.ru gilinsky@isp.nsc.ru andrewglad@yahoo.co.uk andrey.gladyshev@connector-optics.com glazov@coherent.ioffe.ru govorkova@imp.uran.ru sasha.pti@mail.ioffe.ru golub@coherent.ioffe.ru vladimirgolyashov@gmail.com aagor137@mail.ru gorbunov@issp.ac.ru nastyapushnyi@gmail.com gorl@cplire.ru gorshkovan@bk.ru vgrebennikov@list.ru nbgruzdev@mail.ru svpopova@imp.uran.ru gulyaev@isp.nsc.ru gusikhin@issp.ac.ru

dvor@isp.nsc.ru demenev@issp.ac.ru demenp@yandex.ru denisokonstantin@gmail.com derebezov@isp.nsc.ru DetochenkoSasha@mail.ru eadikushina@gmail.com dmitriev@lt.phys.msu.su DobretsovaAA@gmail.com dorozh@issp.ac.ru dorokhin@nifti.unn.ru irina.l.drichko@mail.ioffe.ru

463

Дронов Михаил Александрович Дубинов Александр Алексеевич Дурнев Михаил Васильевич

E

Егоров Владимир Константинович Емельянов Евгений Александрович Емельянова Сабина Михайловна Ефимов Валерий Михайлович

Ж

Жданов Евгений Юрьевич Жевстовских Ирина Владимировна Жукова Елена Сергеевна Журавлев Андрей Григорьевич Журавлев Константин Сергеевич Журавлёв Максим Николаевич

3

Заболкеев Андрей Александрович Зайцев Дмитрий Александрович Зайцев Сергей Владимирович Зайцева Эльза Гайнуллаевна Зайцев-Зотов Сергей Владимирович Засавицкий Иван Иванович Здоровейщев Антон Владимирович Зиновьев Владимир Анатольевич Зиновьева Айгуль Фанизовна Золотухин Дмитрий Сергеевич

И

Иванова Екатерина Владимировна Ивченко Еугениюс Левович Игнатенко Андрей Николаевич Игнатьев Иван Владимирович Ижнин Игорь Иванович Иконников Антон Владимирович Илькив Игорь Владмирович Ильченко Екатерина Владимировна Инюшккеев Александр Васильевич Ищенко Денис Вячеславович

К

Каган Мирон Соломонович Кадыков Александр Михайлович Казанов Дмитрий Робертович Казанский Андрей Георгиевич Казанцев Дмитрий Михайлович Калинушкин Виктор Петрович Капаев Владимир Васильевич Капустин Александр Альбертович mikhail.dronov@gmail.com sanya@ipmras.ru durnev@mail.ioffe.ru

egorov@iptm.ru e2a@isp.nsc.ru emelyanova@imp.uran.ru efimov@isp.nsc.ru

zhdanov@isp.nsc.ru zhevstovskikh@imp.uran.ru zhukova.es@mipt.ru zh@ngs.ru zhur@isp.nsc.ru maxim@org.miet.ru

zabolotnyh_andre@mail.ru zaytsevda@yandex.ru szaitsev@issp.ac.ru ZaytsevaElza@yandex.ru serzz@cplire.ru zasavit@sci.lebedev.ru zdorovei@gmail.com zinoviev19@mail.ru aigul@isp.nsc.ru zolotukhinspb@gmail.com

ivanova@mail.ioffe.ru ivchenko@coherent.ioffe.ru Ignatenko@imp.uran.ru i.ignatiev@spbu.ru i.izhnin@carat.electron.ua antikon@ipmras.ru fiskerr@ymail.com ilchenko@imp.uran.ru av_inyushkin@mail.ru miracle4348@gmail.com

kagan@cplire.ru alexander.kadykov@gmail.com kazanovdr@gmail.com kazanski@phys.msu.ru kazantsev.83@ya.ru vkalin@kapella.gpi.ru kapaev@sci.lebedev.ru kapustin@issp.ac.ru 464 Кацюба Алексей Владимирович Квон Зе Дон Кириенко Виктор Владимирович Клепикова Анна Сергеевна Климов Александр Эдуардович Клочккеев Алексей Николаевич Ковалев Борис Борисович Ковалев Вадим Михайлович Ковалкеев Владимир Александрович Козлов Дмитрий Андреевич Козлов Дмитрий Владимирович Козулин Александр Сергеевич Кокурин Иван Александрович Колодезный Евгений Сергеевич Колосов Владимир Юрьевич Конаккеев Антон Алексеевич Коненкова Елена Васильевна Конфедератова Ксения Александровна Коньшин Алексей Андреевич Косарев Александр Николаевич Котова Любовь Викторовна Котова Мария Сергеевна Кочман Игорь Владимирович Кравец Влад Андреевич Крайнов Игорь Вадимович Кривобок Владимир Святославович Кришткеев Сергей Сергеевич Крылов Иван Владимирович Кузнецов Александр Васильевич Кузнецова Татьяна Владимировна Кузнецова Яна Вениаминовна Кузьменков Александр Георгиевич Кулаковский Владимир Дмитриевич Кулеев Иван Игоревич Кульбачинский Владимир Анатольевич Кунцевич Александр Юрьевич Курилович Владислав Даниилович Курилович Павел Даниилович Куркин Михаил Иванович Кытин Владимир Геннадьевич

Л

Ладугин Максим Анатольевич Ларионов Андрей Владимирович Лебедев Александр Александрович Левин Роман Викторович Лобанов Дмитрий Николаевич Лозовой Кирилл Александрович kacuba@ngs.ru kvon@isp.nsc.ru victor@isp.nsc.ru klepikova@imp.uran.ru klimov@isp.nsc.ru klochkov alexey@mail.ru kovalev@mig.phys.msu.ru vmk111@yandex.ru vl kovalskii@mail.ru dimko@isp.nsc.ru dvkoz@ipmras.ru SashaKozulin@yandex.ru kokurinia@mail.ru e.kolodeznyy@gmail.com kolosov@urfu.ru konakov anton@mail.ru lena@triat.ioffe.rssi.ru kseniya.konfederatova@gmail.com alexej94161@gmail.com sash778@gmail.com kotlubov@gmail.com marykot58@gmail.com kochman@mail.ioffe.ru vladislav2033@yandex.ru igor.kraynov@mail.ru kolob7040@gmail.com ds a-teens@mail.ru ivan.phys@gmail.com alvaskuz46@gmail.com kuznetsovaups@mail.ru yana@mail.ioffe.ru kuzmenkov@mail.ioffe.ru kulakovs@issp.ac.ru kuleyevII@imp.uran.ru kulb@mig.phys.msu.ru kuntsevich.alexander@gmail.com vladislav.kurilovich@gmail.com kurilovichpd@gmail.com kurkin@imp.uran.ru kyt35@mail.ru

maximladugin@mail.ru larionov@issp.ac.ru shura.lebe@mail.ioffe.ru lev13@yandex.ru dima@ipmras.ru lka@sibmail.com Лончаков Александр Трофимович Лотинкеев Андрей Анатольевич Лошкарев Иван Дмитриевич Луговых Андрей Михайлович Луцевкеев Леонид Владимирович Лямкина Анна Алексеевна Ляпилин Игорь Иванович

Μ

Максимов Андрей Анатольевич Малеев Николай Анатольевич Малин Тимур Валерьевич Мансуров Владимир Геннадьевич Манцевич Владимир Николаевич Маричев Артем Евгеньевич Марченков Вячеслав Викторович Маслов Александр Юрьевич Матвеев Борис Анатольевич Махмудиан Махмуд Максуд Микуушкин Валерий Михайлович Милахин Денис Сергеевич Милёхин Александр Германович Миньков Григорий Максович Миронов Алексей Юрьевич Михайлов Николай Николаевич Михайлова Майя Павловна Михеев Виктор Михайлович Моисеев Константин Дмитриевич Морозов Михаил Юрьевич Мусаев Ахмед Магомедович

Η

Назипов Дмитрий Валерьевич Наумова Ольга Викторовна Неведомский Владимир Николаевич Неверов Владимир Николаевич Ненашкеев Алексей Владимирович Неустроев Ефим Петрович Николаев Сергей Николаевич Новиков Алексей Витальевич Новиков Сергей Витальевич Новокшонов Сергей Георгиевич

0

Образцова Елена Дмитриевна Овешников Леонид Николаевич Оглобличев Василий Владимирович Оразов Гылычмамед lonchakov@imp.uran.ru lotin_82@mail.ru idl@isp.nsc.ru alugovih@e1.ru l_lutsev@mail.ru lyamkina@isp.nsc.ru Lyapilin@imp.uran.ru

maksimov@issp.ac.ru maleev@beam.ioffe.ru mal-tv@mail.ru mansurov@isp.nsc.ru vmantsev@gmail.com segregate1@yandex.ru march@imp.uran.ru maslov.ton@mail.ioffe.ru bmat@iropt3.ioffe.ru mahmood@isp.nsc.ru V.Mikoushkin@mail.ioffe.ru denironman@mail.ru milekhin@isp.nsc.ru grigori.minkov@imp.uran.ru lexmir85@gmail.com mikhailov@isp.nsc.ru mayamikh@gmail.com mikheev@imp.uran.ru mkd-2006@mail.ru mikkym@mail.ru akhmed-musaev@yandex.ru

qwear0@gmail.com naumova@isp.nsc.ru nevedom@mail.ioffe.ru neverov@imp.uran.ru nenashev_isp@mail.ru neustr@mail.ru nikolaev-s@yandex.ru anov@ipmras.ru cnovikov@gmail.com nov@imp.uran.ru mv.nogovitcyna@s-vfu.ru

elobr@mail.ru oveshln@gmail.com ogloblichev@imp.uran.ru glych.orazov@gmail.com Ординкеев Станислав Владимирович Ормонт Михаил Александрович Ормонт Наталия Николаевна Осинных Игорь Васильевич

Π

Павлов Виктор Владимирович Павлов Николай Владимирович Парфеньев Роберт Васильевич Паршина Любовь Сергеевна Перевозчикова Юлия Александровна Петров Павел Вячеславович Петрушков Михаил Олегович Пирмагомедов Зияутдин Шахмурадович Погосов Артур Григорьевич Подгорных Сергей Михайлович Подольская Наталья Игоревна Покровский Вадим Ярославович Полетаев Николай Константинович Полищук Ольга Витальевна Попов Владимир Павлович Попов Вячеслав Валентинович Попов Михаил Рудольфович Похабов Дмитрий Александрович Пошакинский Александр Валерьевич Принц Виктор Яковлевич Протасов Дмитрий Юрьевич Проценко Владимир Сергеевич Пятаев Михаил Анатольевич

P

Резник Родион Романович Родин Павел Борисович Родионов Андрей Алексеевич Рожанский Игорь Владимирович Рожков Станислав Александрович Ройз Михаил Александрович Румянцев Владимир Владимирович

C

Сабликов Владимир Алексеевич Савельев Александр Павлович Савенко Иван Григорьевич Савченко Максим Леонидович Савченко Сергей Станиславович Саранин Александр Александрович Сафонов Данил Андреевич Свит Кирилл Аркадьевич stas_ordin@mail.ru ormont.73@mail.ru ormont@phys.msu.ru igor-osinnykh@isp.nsc.ru

pavlov@mail.ioffe.ru pavlovnv@mail.ru r.parfeniev@mail.ioffe.ru ParshinaLiubov@mail.ru yu.perevozchikova@imp.uran.ru pavel.petrov@gmail.com maikdi@isp.nsc.ru ziyav@yandex.ru pogosov@isp.nsc.ru sp@imp.uran.ru natalya@scc.ioffe.ru vadim.pokrovskiy@mail.ru poletaev@mail.ioffe.ru polischuk.sfire@mail.ru popov@isp.nsc.ru glorvv@gmail.com Popov MR@imp.uran.ru pokhabov@isp.nsc.ru poshakinskiy@mail.ioffe.ru prinz@isp.nsc.ru protasov@isp.nsc.ru protsenko.vladimir15@mail.ru pyataevma@gmail.com

moment92@mail.ru rodin@mail.ioffe.ru rodionov-andrei@ya.ru rozhansky@gmail.com rozhkovS@isp.nsc.ru rojz11@mail.ru rumyantsev@ipmras.ru evgenij.rumyantsev@gmail.com

sablikov@gmail.com saveliev@imp.uran.ru savenko.j@mail.ru savenkomaximl@gmail.com s.s.savchenko@urfu.ru asaranin@gmail.com safonov.dan@mail.ru svit@nanotech.nsk.ru
Седова Ирина Владимировна Семенихин Петр Валерьевич Семина Марина Александровна Сергеев Юрий Александрович Смагина Жанна Викторовна Смирнов Александр Михайлович Смирнов Дмитрий Сергеевич Снигирев Олег Васильевич Соколова Зинаида Николаевна Соколовский Григорий Семенович Соловьев Виктор Алексеевич Соловьев Виктор Васильевич Солтанович Олег Александрович Сорокин Лев Михайлович Сорокин Сергей Валерьевич Софронов Антон Николаевич Степанец-Хуссейн Эльдар Хоршидович Степина Наталья Петровна Степихова Маргарита Владимировна Стрельчук Анатолий Маркович Супрун Сергей Петрович Суркова Татьяна Петровна Сурникеев Юрий Андреевич Суровегина Екатерина Александровна

Т

Талипов Нияз Хатимович Тарасенко Сергей Анатольевич Телегин Андрей Владимирович Теленкеев Максим Павлович Терехов Александр Сергеевич Терещенко Олег Евгеньевич Тимофеева Наталья Александровна Тиходеев Сергей Григорьевич Тихомирова Галина Владимировна Ткаченко Виталий Анатольевич Ткаченко Ольга Александровна Толмачев Владимир Андреевич Трухин Валерий Николаевич Трушин Олег Станиславович Тугушев Виктор Витальевич Туджанова Ирина Ниязовна Туктамышев Артур Раисович

У

Φ

Уклеев Тимофей Алексеевич Ушанов Виталий Игоревич irina@beam.ioffe.ru Psemenikhin@mail.ioffe.ru msemina@gmail.com e43535869868@yandex.ru smagina@isp.nsc.ru hieroglifics@mail.ru smirnov@mail.ioffe.ru oleg.snigirev@phys.msu.ru zina.sokolova@mail.ioffe.ru gs@mail.ioffe.ru vasol@beam.ioffe.ru vicsol@issp.ac.ru solt@iptm.ru Lev.Sorokin@mail.ioffe.ru sorokin@beam.ioffe.ru sofronov@rphf.spbstu.ru eldar.stepanets@yandex.ru stepina@isp.nsc.ru mst@ipm.sci-nnov.ru anatoly.strelchuk@mail.ioffe.ru serg.suprun44@gmail.com Tatiana.Surkova@imp.uran.ru yuri surnin 365@mail.ru suroveginaka@ipmras.ru

niyazt@yandex.ru tarasenko@coherent.ioffe.ru telegin@imp.uran.ru maxim telenkov@mail.ru terek@isp.nsc.ru teresh@isp.nsc.ru Timofeeva@ihps.nnov.ru tikh@gpi.ru galina.tikhomirova@urfu.ru vtkach@isp.nsc.ru otkach@list.ru tva@mail.ioffe.ru valembr@mail.ru otrushin@gmail.com tuvictor@mail.ru tirinan@yandex.ru artur.tuktamyshev@gmail.com

t1me0u7@yandex.ru Decorus2009@mail.ru

468

Фадеев Михаил Александрович Фатеев Денис Васильевич Федотов Николай Игоревич Федянин Андрей Анатольевич Филатов Евгений Васильевич Филиппов Николай Степанович

--Хмельницкий Роман Абрамович Хохлов Дмитрий Ремович

X

Ш

Цацульников Андрей Федорович

Ч Чалдышев Владимир Викторович Чаплик Александр Владимирович Чарикова Татьяна Борисовна Ченцов Семен Игоревич Черемисин Максим Владимирович Черненко Александр Васильевич Черничкин Владимир Игоревич Чистяков Василий Владимирович Чумаков Николай Константинович

Ш

Шайблер Генрих Эрнстович Шамиркеев Тимур Сезгирович Шарков Михаил Дмитриевич Шатунова Анна Александровна Шварц Наталия Львовна Шевырин Андрей Анатольевич Шерстобитов Андрей Александрович Шефер Дмитрий Андреевич Шорохов Алексей Владимирович Шубин Николай Михайлович Шульман Александр Яковлевич Шутаев Вадим Аркадьевич

Щ

Щепетильников Антон Вячеславович

Э Энтин Матвей Вульфович

Ю

Юданова Екатерина Сергеевна Юрасов Дмитрий Владимирович

Я

Якунин Михаил Викторович Якушев Михаил Васильевич wonicema@rambler.ru fateevdv@yandex.ru nfedotov89@mail.ru fedyanin@nanolab.phys.msu.ru filatov@issp.ac.ru filippov@isp.nsc.ru

roma@lebedev.ru khokhlov@mig.phys.msu.ru

andrew@beam.ioffe.ru

chald.gvg@mail.ioffe.ru chaplik@isp.nsc.ru charikova@imp.uran.ru semtch@gmail.com maksim.vip1@pop.ioffe.rssi.ru chernen@yandex.ru chernichkin@physics.msu.ru wchist@imp.uran.ru nkchumakov@yandex.ru

scheibl@isp.nsc.ru sha_tim@mail.ru mischar@mail.ioffe.ru anna.shatunova.1993@gmail.com nataly.shwartz@gmail.com shevyrin.a.a@gmail.com a.a.sh@nm.ru nsk.sheferdmitriy@gmail.com alex.shorokhov@mail.ru n.s.vanderveer@gmail.com ash@cplire.ru wadoz@mail.ru

shchepetilnikov@issp.ac.ru

entin@isp.nsc.ru

ivashkoekaterina@gmail.com Inquisitor@ipmras.ru

yakunin@imp.uran.ru michael.yakushev@strath.ac.uk

Информация спонсоров



Научное и лабораторное оборудование Консультация, поставка, сервис

Центр Технического Сопровождения

ждения Консультация, поставка, серви

ООО «ЦТС «НАУКА», 129626, г. Москва, Проспект Мира, 106. Тел: +7 (495) 669-39-72 Web-sites: <u>www.cts-nauka.ru</u>, <u>www.nauka-shop.ru</u> E-mail: <u>mail@scientific-technology.ru</u>

Центр Технического Сопровождения «НАУКА» занимается поставкой и обслуживанием научного оборудования для лабораторий. Компания образована в 2012 году. За 5 лет работы поставлено и установлено более 100 приборов по всей России. Помимо основных категорий поставляемого оборудования, наша компания готова выполнить поставку нестандартных установок, изготавливаемых под заказ.

- **1. Хроматографы** производства Agilent Technologies (США) и расходные материалы к ним:
 - газовые (ГХ) и высокоэффективные жидкостные хроматографы (ВЭЖХ);
 - масс-спектрометры с жидкостными хроматографами (ВЭЖХ-МС) или капиллярным электрофорезом;
 - масс-спектрометры с газовыми хроматографами (ГХ-МС).
- 2. Оборудование для молекулярной спектроскопии:



• ИК-Фурье

спектрометры (в том числе портативные и компактные) производства Agilent Technologies (США);

 УФ-Вид-БлИК спектрофотометры (как для рутинных измерений, так и исследовательского

класса) производства Agilent Technologies (США);

- Спектрофлуориметры производства Agilent Technologies (США) и Edinburgh Instruments (Великобритания).
- 3. Системы для атомной спектроскопии всех типов:
 - атомно-абсорбционные спектрометры производства Agilent Technologies (США);
 - атомно-эмиссионный спектрометр с микроволновой плазмой производства Agilent Technologies (США);
 - оптико-эмиссионный спектрометр с ИСП производства Agilent Technologies (США);
 - ИСП и ИСП-МС производства Agilent Technologies (США);
 - системы лазерной абляции от ESI (Великобритания).
- **4.** Стандартные растворы и расходные материалы для ААС, МП-АЭС, ИСП, ИСП-МС, элементного анализа, ГХ, ВЭЖХ и других методов.
- 5. Системы пробоподготовки для ИСП, ИСП-МС и ААС производства SCP Science (Канада) и Analab (Франция).
- 6. Реагенты производства Sigma Aldrich (Германия).





7. Изотопные и газовые анализаторы производства Los Gatos Research (США):



- Анализаторы изотопного состава <u>CO₂, N₂O, CH₄, H₂O</u>, винных продуктов;
- Стационарные анализаторы газов <u>NO₂, C₂H₂, N₂O/CO, NH₃, H₂O, HCI/HF, <u>NO/CO₂, H₂S/NH₃</u>, а также природного газа и промышленных выбросов;
 </u>
- Портативные анализаторы газов <u>C₂H₂, H₂S/NH₃,</u> CH₄/H₂O, NH₃/H₂O, HCI/HF, CO/H₂O, CO₂/H₂O, HCI/H₂O, HF/H₂O, а также природного газа и промышленных выбросов.
- 8. Спектрометры ионной мобильности производства G.A.S (Германия).
- 9. Центрифуги для нанесения тонких пленок на подложку производства Ossila Limited (Великобритания) и Laurell Technologies (США).
- **10. Аксессуары для оптических лабораторий** производства **Thorlabs, Inc** (США).
- 11. Лазерные системы производства Kimmon Koha (Япония), Lexel Laser (США), Laser Quantum (Великобритания), CryLasers (Германия), Melles Griot (США), LTB Lasertechnik (Германия) и др.:
 - непрерывные мультилинейные аргоновые лазеры;
 - импульсные лазеры;
 - газовые лазеры (HeNe, HeCd, N₂ и т.д.);
 - твердотельные лазеры.
- 12. Общелабораторное оборудование производства IKA-Werke (Германия), Sonics & Materials, Inc (США) и Ossila Limited (Великобритания):
 - магнитные и верхнеприводные мешалки;
 - лабораторные центрифуги для пробирок;
 - ультразвуковые гомогенизаторы;
 - встряхиватели;
 - диспергаторы;
 - мельницы;
 - сухие блочные нагреватели;
 - масляные бани;
 - ротационные испарители;
 - калориметры;
 - нагревательные плитки;
 - лабораторные реакторы;
 - системы для разложения;
 - УФ озоновые очистители.





- **13. Терагерцевые спектрометры и комплектующие** производства **Teraview** (Великобритания) и **Beckman Technology** (Великобритания):
 - терагерцевые визуализаторы;
 - портативные терагерцевые спектрометры;
 - терагерцевые рефлектометры;
 - терагерцевые сканеры;
 - системы для анализа образцов на НПВО;
 - спектрометры незатухающих колебаний.

14. Криогенное оборудование:

- заливные, проточные, погружные и криостаты замкнутого типа производства Cryo Industries of America (США) и Advanced Research Systems (США);
- криостолики и нагревательные столики для микроскопии производства Linkam Instruments (Великобритания);
- погружные криостаты с модулем реконденсации He³ от **Cryo Industries of America** (США);
- потоковые охладители производства Cryo Industries of America (США);
- криостаты замкнутого цикла со сверхнизкими вибрациями от Montana Instruments (США);



- системы ожижения и реконденсации LHe и генераторы жидкого N₂ от Cryo Industries of America (США);
- криогенные проб-станции от Advanced Research Systems (США);
- криостаты растворения He³-He⁴ от Leiden Cryogenic (Нидерланды);
- сверхпроводящие магниты и системы на их основе от Cryo Industries of America (США) и Cryogenic Lim-

ited (Великобритания);



- системы для выполнения измерений в магнитном поле, а также сквидмагнетометры от Cryogenic Limited (Великобритания);
- компактные азотные ловушки российского производства;
- лабораторные криогенные газификаторы китайского производства;
- сосуды Дьюара гелиевые и азотные;
- криогенные усилители СВЧ сигнала от

Low Noise Factory (Швеция)

• расходные материалы и дополнительное оборудование для криогенных установок (сенсоры, провода, контроллеры, смазки и др.).





15. Синхронные усилители (Lock-In Amplifiers) производства Zurich Instruments (Швейцария).



- **16.** Системы для резистивного термического напыления производства **Тесиит АG** (Швейцария-Греция).
- 17. Вакуумные системы и арматура для них, а также газовые линии со всеми аксессуарами



- пластинчато-роторные насосы российского, немецкого и китайского производства;
- мембранные насосы китайского и немецкого производства;
- спиральные насосы производства АО «ВакуумМаш» (Россия), Leybold GmbH (Германия) и Anest Iwata (Япония);
- турбомолекулярные насосы и откачные посты производства Leybold GmbH (Германия);
- вакуумметры китайского и немецкого производства;
- вакуумная арматура стандартов KF/NW, ISO и CF (сильфонные линии, кресты, хомуты, уплотнительные кольца, переходники);
- нестандартные вакуумные камеры, коллекторы (разветвители), переходники и т. п.;
- расходомеры, электронные измерители и регуляторы давления для газовых линий производства Bronkhorst High-Tech B.V. (Нидерланды);
- газовые линии и аксессуары для них (предохранительные, запорные и напускные клапаны, тройники, фитинги и т. п.).



Компания ЦТС «НАУКА» занимается оснащением лабораторий под ключ, решая следующие задачи:

- своевременные ответы на запросы по оборудованию;
- разработка комплексных решений под задачи пользователя, в том числе поставка оборудования, разработанного по индивидуальным проектам;
- поставка и обслуживание оборудования;
- объединение приборов от разных производителей в единый исследовательский комплекс;
- оперативная поставка всех необходимых расходных материалов пробирок, растворов, хроматографических колонок, фильтров, рабочих жидкостей, общелабораторных принадлежностей;
- разработка и постановка методик измерения и анализа (для аналитического оборудования);
- консультации и обучение работе на приборах;
- техническое (гарантийное и пост-гарантийное) обслуживание и ремонт поставленных приборов.

Сервисные инженеры компании ЦТС «НАУКА» прошли обучение у производителей оборудования и имеют соответствующие сертификаты. Все инженеры регулярно проходят курсы повышения квалификации.

В 2016 году компания ЦТС «НАУКА» открыла интернет-магазин расходных материалов для спектроскопии и несложных приборов <u>www.nauka-shop.ru</u>. В магазине посетитель может получить коммерческое предложение или счет на выбранные товары в автоматическом режиме



Общие сведения о компании

Компания «Криотрейд» образована в 2008 году. В настоящее время представляет из себя группу

компаний, в которых работает более 18 человек, размер производственной площадки составляет более 400 м². Сотрудники компании обладают опытом ведущих предприятий в области криогенного приборостроения, таких как НИЦ «Курчатовский институт», Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Национальный исследовательский университет «МЭИ», Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН (ФИАН), МГТУ им. Н.Э. Баумана. Контактная информация: 123182 г. Москва, пл. Академика Курчатова, д.1., тел./факс:

+7 (495) 374-6952, www.cryotrade.ru



Специализация компании

Основным направлением деятельности компании является производство криостатов для

научных исследований. Кроме криостатов компания производит сверхпроводящие магниты, криовакуумные камеры различных модификаций. В 2017 году начато мелкосерийное производство вакуумных ловушек, переливных устройств и вакуумных трубопроводов для перелива жидкого азота и жидкого гелия. Помимо производства криостатов компания также занимается поставками криогенного оборудования, криогенных приборов и аналитического оборудования ведущих производителей в области низких температур. Компания открыта к сотрудничеству и участию в интересных проектах

Наши клиенты - ведущие научные и коммерческие организации:



- Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
- Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
- Московский физико-технический институт
- Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
- Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН
- Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
- Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
- Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН

Криогенные рефрижераторы

CRYOMECH

• Одноступенчатые криогенные рефрижераторы серии AL, работающие на холодильном цикле Гиффорда-МакМагона на температуру **30** ÷ **80K**

• Двухступенчатые криогенные рефрижераторы серии РТ, работающие на принципе пульсационной трубы на температуру менее **3K**.





Двухступенчатые криогенные рефрижераторы, ра-

ботающие на холодильном цикле Гиффорда-МакМагона на температуры **10К, 6,5К и 4К.**



Криогенный рефрижератор **К535**,

работающий на цикле Стирлинга на температуру менее **50**К.





Криостаты для научных исследований



Компания «Криотрейд инжиниринг» осуществляет разработку, проектирование и изготовление криостатов **под задачи конечного пользователя**. Сотрудники компании проведут пуско-

наладочные работы и обучение персонала, а также своевременное гарантийное и постгарантийное сервисное обслуживание. Возможна доработка криостатов в т. ч. других производителей под новые задачи исследователя. Также компания занимается проектировкой и изготовлением сверхпроводящих магнитных систем с различными вариантами охлаждения и криовакуумных камер различных модификаций.



Компактные станции для получения жидкого азота и гелия:



CRYOMECH

• Лабораторные компактные станции по производству жидкого азота из атмосферного воздуха серии LNP производительностью от 10 до 240 литров в сутки

• Компактные ожижительные станции по производству жид-

кого гелия серии LHeP производительностью от 6 до 60 литров в сутки

• Системы реконденсации гелия производительностью от 10 до 45 литров в сутки в режиме ожижения и от 18 до 80 литров в сутки в режиме реконденсации паров

Офисные азотные ожижители MMR Technologies, Inc. (США) по производству жидкого азота производительностью 6 ÷ 8 литров





• Индикаторы и контроллеры температуры

• 4х проводная схема подключения датчи-ков

• Датчики температуры различного типа: кремниевые диоды, емкостные, германиевые, термосопротивления с положительным и отрицательным температурным коэффициентом, термопары

• Индивидуальные калибровочные кривые (до

либровочные кривые (до 200 точек) • Диапазон измеряемых

• диапазон измеряемых температур: от 10 мК до 1543 К

• Настраиваемые реле и аналоговые выходы

• Интерфейсы USB, GPIB, RS-232, Ethernet

Измерение температуры и магнитного поля

• Гауссметры для измерения магнитной ин-

дукции – от полноразмерных трехканальных приборов до портативных с питанием от батареек



• Флюксметры для измерения магнитного потока

• Более 10 вариантов датчиков Холла и огромный выбор зондов Холла различных конфигураций для измерения продольной и поперечной составляющей вектора магнитной индукции

• Датчики и зонды Холла для измерений при гелиевых температурах

Измерение смещений и вибраций



- Интерференционная методика измерений с использованием высокостабильного излучения **DFB** лазера
- Измерение перемещений с разрешением 1 пм в диапазоне до 3 м и со скоростью перемещения объекта до 2 м/с
- Оптические головки с возможностью использования в ваку-

уме и при криогенных температурах

- Одновременное независимое измерение по трем осям
- Встроенное программное обеспечение для визуализации и анализа результатов для систем FPS
- Поддержка цифровой (HSSL, AquadB) и аналоговой (sin/cos)
- передачи данных, поддержка индустриальных интерфейсов
- CANopen, Profibus, EtherCAT, Bliss-С для систем IDS
- Блок компенсации условий окружающей среды



Аналитическое оборудование LakeShore Cryotronics, Inc.

Вибрационные магнитометры



- Магнитное поле до **3,26** Т
- Шум **25×10⁻⁹ ети** при 10 сек/точку
- Динамический диапазон: 25×10⁻⁹ ÷ 10³ ети
- Постоянная времени от 0,1 до 10 сек
- Термостатирование в диапазоне 4К 950К
- Нагрев до 1273К
- Измерение магнетосопротивления
- Автовращение образца и векторные катушки

Криогенные зондовые станции



- Вертикальное или горизонтальное магнитное поле с индукцией до 2,5 Т
- Максимальное количество зондов 6 шт
- Температурный диапазон от 1,6К до 675К
- Диаметр образца до 101 мм
- Вакуум 10⁻⁵ Торр (опционально 10⁻⁷ Торр)
- Различные варианты зондов и наконечников, обеспечивающие измерения в частотном диапазоне от **DC** до **220** ГГц



Системы измерения Холловского тока

- Подвижность носителей: 10⁻³ (AC) ÷ 10⁶ см²/В с
- Концентрация носителей: 8×10² ÷ 8×10²³ см⁻³
- Сопротивление: 10⁻⁵ ÷ 10⁵ Ω см
- Магнитные поля до **2,25** Т
- Размеры образца: до 50 мм (диаметр) х 3 мм
- Криостат замкнутого цикла: **15** ÷ **400**К
- Печь: 293 ÷ 1273К
- Азотный Дьюар: 77К
- Возможность оптической подсветки образца
- Большой выбор держателей образца



Сканирующие зондовые микроскопы для исследований при криогенных температурах



• Различные методики исследования образцов: **AFM, MFM, STM, SHPM, CFM**

• Базовая температура: от **1,5К** для сухих криостатов, от **20мК** для заливных криостатов

- Предельно низкий уровень вибраций
- Сверхпроводящий магнит для измерений в магнитных полях с индукцией до 9 Т
- Температурная стабильность: +/-5 мК
- Диапазон сканирования образца до 125×125 мкм
- Разрешение до 1 нм





Рамановские спектрометры MonoVista и TriVista

- Спектральный диапазон от УФ до ближнего ИК
- Спектрометры с коррекцией изображения с фокусным расстоянием 500 или 750 мм
- Прямые, инвертированные и двойные микроскопы
- Спектральные детекторы с охлаждением элементами Пельтье или жидким азотом
- Макрокюветное отделение для исследования крупных образцов
- Скоростное рамановское 2D и 3D картирование с возможностью автофокуса
- Сменные турели с возможностью установки до 3х дифракционных решеток в одну турель
- Функции автонастройки и автокалибровки
- Температурные приставки для исследования образцов в диапазоне температур от 4К до 600К
- Высокочастотный диапазон вплоть до **9000 см⁻¹** (при возбуждении на длине волны 532 нм)

Ключевые особенности MonoVista:

• Низкочастотный диапазон вплоть до +/-10 см⁻¹ при использовании узкополосных интерференционных фильтров

• Высокое спектральное разрешение: менее 0,2 см⁻¹

• До **4х встроенных лазеров** с автоматическим управлением из программного обеспечения и дополнительный вход для внешнего лазера

Ключевые особенности TriVista:

• Три различных конфигурации TriVista с разным фокусным расстоянием: **3**×**500 мм**, **2**×**500** + **750 мм** и **3**×**750 мм**.

• Возможность работы с неограниченным количеством лазеров, в том числе с перестраиваемыми лазерами

• Наличие байпасной оптической схемы для работы только с последним каскадом

• Низкочастотный диапазон вплоть до +/-5 см⁻¹ без дополнительных фильтров

• Высокое спектральное разрешение: менее 0,1 см⁻¹





ООО «Криотрейд инжиниринг», тел./факс: +7 (495) 374-6952, www.cryotrade.ru

478

XIII Российская конференция по физике полупроводников

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

2-6 октября 2017г., Екатеринбург

Ответственный за выпуск:	Якунин М.В.
Верстка и техническое редактирование:	Дерюшкин В.В.
Дизайн:	Бобин С.Б.

На обложке: вид на Екатеринбург Сити с плотины городского пруда фотография Чариковой Т.Б.

> Подписано в печать 12.09.17. Формат В5 176х250. Усл. Печ. л. 34,7. Тираж 160 экз. Заказ № 359

Оригинал-макет изготовлен в ИФМ УрО РАН 620108, г. Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Типография «Печатное поле» 620075, г. Екатеринбург, ул. Тургенева, 7, тел.: 350-16-50 ИП Рябикова Л.В. Свидетельство № 006756336 сер. 66