

**Российская конференция и школа молодых ученых
по актуальным проблемам
полупроводниковой фотоэлектроники
(с участием иностранных ученых)**

ФОТОНИКА 2019

27-31 мая 2019 г., Новосибирск

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

**НОВОСИБИРСК
2019**

УДК 621.383(043)
ББК 32.854я431+22.343я431

ФОТОНИКА 2019 : тезисы докладов. – Новосибирск: ООО "Офсет-ТМ", 2019. – 195 стр.

ISBN 978-5-85957-153-6

В сборник вошли тезисы докладов, представленных на Российской конференции и школе молодых ученых по актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники «ФОТОНИКА-2019», проходившей 27-31 мая 2019 года в г. Новосибирске.

Тематика конференции охватывает широкий круг вопросов физики квантовых эффектов, оптических и фотоэлектрических явлений, формированияnanoструктур на основе широкого спектра полупроводниковых материалов и нанокристаллов, преобразования и взаимодействия оптического излучения. Материалы отражают новейшие направления развития отечественных фотоэлектронных технологий, связанные с регистрацией сверхслабых оптических сигналов в ультрафиолетовом, инфракрасном, терагерцовом и видимом диапазонах спектра. Сборник может быть полезен специалистам в области фотоэлектроники, а также будет интересен преподавателям ВУЗов, аспирантам и студентам.

Мероприятие проведено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 19-02-20056

УДК 621.383(043)
ББК 32.854я431+22.343я431

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

ОРГАНИЗАТОРЫ



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



Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский национальный исследовательский государственный университет»
Веб-сайт: www.nsu.ru



Курорт-отель «Сосновка»
Веб-сайт: www.sosnovka.biz

КОНФЕРЕНЦИЯ ПРОВОДИТСЯ ПРИ СОДЕЙСТВИИ



Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Веб-сайт: minобрнауки.gov.ru



Российский фонд фундаментальных исследований
Веб-сайт: www.rfbr.ru

СПОНСОРЫ



АО ОКБ «АСТРОН»
Веб-сайт: www.astrohn.ru



ООО «СибИС»
Веб-сайт: www.sib-is.ru



Группа компаний «Научное оборудование»
Веб-сайт: spegroup.ru

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

Председатель конференции

Латышев А.В. ИФП СО РАН, Новосибирск

Заместители председателя

Двуреченский А.В. ИФП СО РАН, Новосибирск
Милёхин А.Г. ИФП СО РАН, Новосибирск

Ученый секретарь

Аржанникова С.А. ИФП СО РАН, Новосибирск

Члены программного комитета

Алферов Ж.И.	СПб АУ НОЦНТ РАН, Санкт-Петербург
Асеев А.Л.	ИФП СО РАН, Новосибирск
Бабин С.А.	ИАиЭ СО РАН, Новосибирск
Балоев В.А.	АО «НПО «ГИПО», Казань
Борисов А.А.	АО «Российская электроника», Москва
Волков Н.В.	ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск
Гапоненко С.В.	Институт физики НАН Беларуси, Минск
Гугучкин В.И.	АО «Экран-оптические системы», Новосибирск
Гуляев Ю.В.	ИРЭ РАН, Москва
Егоров А.Ю.	ООО «Коннектор Оптика», Санкт-Петербург
Жуков А.Е.	СПб АУ НОЦНТ РАН, Санкт-Петербург
Иванов С.В.	ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
Ивченко Е.Л.	ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
Исюк В.И.	ОАО НЗПП с ОКБ, Новосибирск
Калюгин В.С.	ПАО «Красногорский завод им. С.А. Зверева», Красногорск
Каргин Н.И.	НИЯУ МИФИ, Москва
Красильник З.Ф.	ИФМ РАН, Н. Новгород
Красников Г.Я.	ПАО «НИИМЭ и Микрон», Зеленоград
Копьев П.С.	ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
Корчак В.Ю.	Секция прикладных проблем при Президиуме РАН, Москва
Кукушкин И.В.	ИФТТ РАН, Черноголовка
Кулипанов Г.Н.	ИЯФ СО РАН, Новосибирск
Куцько П.П.	МНИИРИП, Мытищи, Московская обл.
Лукичев В.Ф.	ФТИАН, Москва
Неизвестный И.Г.	ИФП СО РАН, Новосибирск
Никитов С.А.	ИРЭ РАН, Москва
Овсянок В.Н.	ИФП СО РАН, Новосибирск
Парамонова В.Ю.	АО «НПФ «Микран», Томск
Резнев А.А.	Москва
Сауров А.Н.	ИНМЭ РАН, Москва
Сибельдин Н.Н.	ФИАН, Москва
Сигов А.С.	МИРЭА, Москва
Сидоров Ю.Г.	ИФП СО РАН, Новосибирск
Сизов Ф.Ф.	ИФП НАН Украины, Киев
Солдатенков В.А.	ОАО «НПО Геофизика-НВ», Москва
Терехов А.С.	ИФП СО РАН, Новосибирск
Устинов В.М.	НТЦ микроэлектроники РАН, Санкт-Петербург
Федорук М.П.	НГУ, Новосибирск
Хохлов Д.Р.	МГУ, Москва
Хохлов С.В.	Минпромторг, Москва
Чаплик А.В.	ИФП СО РАН, Новосибирск

Чепурнов Е.Л. АО «НПО «Орион», Москва
Шалагин А.М. ИАиЭ СО РАН, Новосибирск
Шулунов А.Н. АО «РТИ», Москва

Адрес и контакты Программного комитета

ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
пр. Академика Лаврентьева 13, 630090, Новосибирск, Россия
Аржанникова София Андреевна - ученый секретарь Программного комитета
Тел.: +7(383) 333-24-88;
Факс: +7(383) 333-27-71;
E-mail: photronics2019@isp.nsc.ru

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Сопредседатели

Каламейцев А.В. ИФП СО РАН, Новосибирск
Милёхин А.Г. ИФП СО РАН, Новосибирск
Якушев М.В. ИФП СО РАН, Новосибирск

Заместители председателя

Девяткин П.Т. ИФП СО РАН, Новосибирск
Федоринин В.Н. Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», Новосибирск

Ученый секретарь

Аржанникова С.А. ИФП СО РАН, Новосибирск

Члены оргкомитета

Бетеров И.И. ИФП СО РАН, Новосибирск
Бурлаков И.Д. АО «НПО «Орион», Москва
Войцеховский А.В. ТГУ, Томск
Гайслер В.А. ИФП СО РАН, Новосибирск
Грибков В.П. ИФП СО РАН, Новосибирск
Дворецкий С.А. ИФП СО РАН, Новосибирск
Журавлев К.С. ИФП СО РАН, Новосибирск
Карпов В.В. ОАО «Швабе – Фотосистемы», Москва
Локтионов В.И. ОАО «Катод», Новосибирск
Максимов Е.М. Москва
Паршин А.С. СибГУ им. М.Ф. Решетнева, Красноярск
Паулиш А.Г. Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», Новосибирск
Потатуркин О.И. ИАиЭ СО РАН, Новосибирск
Рассохин В.А. АО «НПЗ», Новосибирск
Рябцев И.И. ИФП СО РАН, Новосибирск
Сидоров Г.Ю. ИФП СО РАН, Новосибирск
Чурилов С.М. Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», Новосибирск

Адрес и контакты Организационного комитета

ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
пр. Академика Лаврентьева 13, 630090, Новосибирск, Россия
Аржанникова София Андреевна – ученый секретарь Организационного комитета
Тычинская Светлана Анатольевна
Тел.: +7(383) 333-24-88;
Факс: +7(383) 333-27-71;
E-mail: photronics2019@isp.nsc.ru

СОДЕРЖАНИЕ

Фотоника среднего УФ-диапазона на основе AlGaN наногетероструктур	16
<i>С.В. Иванов, В.Н. Жмерик</i>	
Новые материалы для фотоэлектроники на основе двумерныхnanoструктур	17
<i>В.П. Пономаренко, В.С. Попов, Е.Л. Чепурнов</i>	
Приповерхностные субмикроструктуры для эффективного детектирования и генерации гармоник излучения среднего ИК-диапазона.....	18
<i>В.П. Назымов, Б.Г. Гольденберг, В.Е. Асадчиков, С.А. Бедин, А.Б. Васильев, А.В. Андреев, В.М. Гордиенко, А.А. Коновко, Ф.В. Потемкин</i>	
Матричные ИК фотоприемники на основе гетероструктур узкозонных полупроводников	19
<i>М.В. Якушев, В.С. Варавин, В.В. Васильев, С.А. Дворецкий, В.Г. Ремесник, И.В. Сабинина, Г.Ю. Сидоров, Ю.Г. Сидоров, А.В. Латышев</i>	
Моделирование роста нанопроволок $A^{III}B^V$ методом импульсной эпитаксии	20
<i>А.Г. Настовъяк, Н.Л. Шварц</i>	
Спектры возбуждения фотолюминесценции многослойных структур с квантовыми ямами на основе гетеропары AlGaAs/GaAs для фотоприемных устройств.....	21
<i>Д.А. Пашкеев, А.Д. Шабрин, В.С. Кривобок, И.Д. Бурлаков</i>	
Влияние скорости роста на состав слоев в подрешетке пятой группы при МЛЭ твердых растворов InAsSb	22
<i>Е.А. Емельянов, М.О. Петрушков, А.В. Васев, Б.Р. Семягин, М.А. Путято, И.Д. Лошкарев, В.В. Преображенский</i>	
Создание фотослоя на основе селена с помощью импульсного отжига	23
<i>А.Н. Папантонопуло, Ф.В. Тихоненко</i>	
Коллоидные атомно-тонкие квантовые ямы на основе соединений A^2B^6	24
<i>Р.Б. Васильев</i>	
Основные тенденции развития оптоэлектронной техники до 2030 года	25
<i>А.С. Башкатов, Д.Н. Мещерова</i>	
Эллипсометрический метод бесконтактного <i>in situ</i> контроля температуры в процессах МЛЭ КРТ	26
<i>Д.В. Марин, И.А. Азаров, В.А. Швец, С.В. Рыхлицкий, М.В. Якушев, Е.В. Спесивцев</i>	
Управление генерацией и релаксацией упругих напряжений в AlN/c-Al ₂ O ₃ темплейтах, выращиваемых методом плазменно-активированной МПЭ	27
<i>О.А. Кошелев, Д.В. Нечаев, В.В. Ратников, С.В. Иванов, В.Н. Жмерик</i>	
Упорядоченный массив вертикальных нанопроволок VO ₂ на наноструктурированной поверхности Si	28
<i>С.В. Мутилин, В.Я. Принц, Л.В. Яковкина, В.А. Селезнев, А.К. Гутаковский</i>	
Структурные и оптические свойства тонких пленок PbS:Fe	29
<i>Е.В. Мостовщикова, В.И. Воронин, Л.Н. Маскаева, А.Д. Кутявина, Н.А. Чуфарова</i>	
Покрытия из массивов субмикронных частиц Ge и их антиотражающие свойства	30
<i>А.А. Шкляев, А.В. Царёв, Е.А. Колсовский, К.В. Аникин, А.Г. Милёхин</i>	
Оптические свойства поверхности кремния после плазменных обработок	31
<i>Л.Н. Сафонов, В.А. Антонов, Э.Д. Жанаев, В.П. Попов, Е.В. Спесивцев</i>	
Оптическое детектирование спиновой поляризации свободных электронов в полупроводниковых гетероструктурах с пространственным разрешением	32
<i>О.Е. Терещенко, В.А. Голяшов, В.С. Русецкий, Н.С. Назаров, А.В. Миронов, В.В. Аксенов</i>	
Магнитоэлектрическая микрокриогенная система с комбинированным регенератором, работающая по обратному циклу Стирлинга для криостатирования фотоприёмных устройств	33
<i>А.В. Самвелов, С.Г. Ясев, А.С. Москаленко, К.С. Павлов</i>	
Локализованные состояния и фоточувствительность пленок PbSnTe:In	

в ИК и ТГц областях спектра	34
А.Э. Климов, А.Н. Акимов, В.А. Голяшов, Д.В. Ищенко, Н.С. Пацен, С.П. Супрун, А.С. Тарасов, О.Е. Терещенко, В.Н. Шерстякова, В.С. Эпов	
Распределение примесей в мультикриSTALLическом кремнии, выращенном из UMG-кремния методом Бриджмена	35
С.М. Пещерова, Р.В. Пресняков, А.И. Непомнящих, Н.В. Клушина	
Самопроизвольные перестройки атомной структуры полупроводниковых интерфейсов с Cs – покрытиями	36
В.В. Бакин, С.Н. Косолобов, С.А. Рожков, Г.Э. Шайблер, А.С. Терехов	
Эмиссия и инжекция электронов низких энергий в вакуумных диодах с электродами на основе полупроводниковых гетероструктур с эффективным отрицательным электронным сродством	37
В.А. Голяшов, Н.А. Назаров, В.С. Русецкий, А.В. Миронов, В.В. Аксенов, О.Е. Терещенко	
Микро- и наноструктурирование оптических материалов с помощью фемтосекундного ИК излучения	38
С.А. Бабин, А.В. Достовалов, А.А. Вольф	
Локальный спектральный анализ полупроводниковых нанокристаллов.....	39
А.Г. Милёхин, М. Rahaman, Т.А. Дуда, И.А. Милёхин, К.В. Аникин, Е.Е. Родякина, Р.Б. Васильев, V.M. Dzhagan, D.R.T. Zahn, А.В. Латышев	
Стрейн-магнитооптика – новый физический механизм модуляции ИК-излучения в ферромагнитных шпинелях.....	40
А.В. Телегин, Ю.П. Сухоруков, В.Д. Бессонов, А.П. Носов, С.В. Наумов	
Механизмы образования специальных границ наклона и кручения	41
С.М. Пещерова, А.И. Непомнящих, А.Г. Чуешова	
Оптические плазмонные резонансы в массивах нанокластеров Au	42
К.В. Аникин, А.Г. Милёхин, Е.Е. Родякина, С.Л. Вебер, А.В. Латышев, D.R.T. Zahn	
Электрооптическая амплитудная модуляция излучения на базе резонаторов Фабри-Перо	43
В.Б. Залесский, А.И. Конойко, В.М. Кравченко, А.С. Мицкевич	
Генерация второй гармоники в пленках донорно-акцепторный хромофор-полимер при повышении температуры в процессе полинга	44
В.В. Шелковников, Н.В. Васильева, Е.В. Васильев, И.Ю. Каргаполова, С.В. Коротаев, Н.А. Орлова	
Нелинейная ТГц фотоника жидкостей	45
А.П. Шкуринов, А.В. Балакин, И.В. Котельников, В.А. Макаров, П.М. Солянкин	
Конкуренция излучательной и оже-рекомбинации в узкозонных волноводных структурах с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe излучающих в среднем и дальнем ИК диапазонах	46
С.В. Морозов, В.В. Румянцев, В.В. Уточкин, Н.С. Куликов, М.С. Жолудев, М.А. Фадеев, В.Я. Алёшин, Н.Н. Михайлов, В.И. Гавриленко	
Гипердопированный кремний для фотоэлектроники	47
Р.И. Баталов, Р.М. Баязитов	
Обратная конверсия типа проводимости ГЭС КРТ МЛЭ после плазмохимического травления при пониженной температуре.....	48
Д.В. Горюков, В.С. Варавин, Г.Ю. Сидоров, В.Г. Ремесник, И.В. Сабинина	
Коэффициенты умножения фотоносителей в лавинных гетерофотодиодах с разделенными областями поглощения и умножения	49
В.А.Холоднов, И.Д. Бурлаков, А.К.Ильясов	
Экспериментальное определение уровней размерного квантования в структурах на основе квантовых ям твердых растворов Cd _x Hg _{1-x} Te.....	50
В.Г. Ремесник, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, И.Н. Ужаков	
Спектральные и фотоэлектрические характеристики гидрохимически осажденных пленок твердых растворов замещения Cd _x Pb _{1-x} S	51
В.Ф. Марков, Л.Н. Маскаева, А.Д. Кутявина, И.В. Ваганова, И.Н. Мирошникова, Б.Н. Мирошников	

Фотоприемные модули на основе ГЭС КРТ МЛЭ для спектральных диапазонов 1-3, 3-5, 8-10 мкм форматом до 2000×2000 элементов	52
<i>Ю.Г. Сидоров, И.В. Сабинина, Г.Ю. Сидоров, Д.В. Марин, В.В. Васильев, М.В. Якушев, Ю.С. Макаров, А.В. Зверев, И.В. Марчишин, А.В. Предеин, В.С. Варавин, С.А. Дворецкий, А.В. Вишняков, В.Г. Ремесник, Д.В. Горшков, А.В. Латышев</i>	
Разработка высокоеффективных, сверхлегких солнечных панелей на основе ультратонких солнечных элементов на гетероструктурах $A^{III}B^V/Ge$	53
<i>Н.А. Паханов</i>	
Микроболометрические приемники импульсного терагерцового и субмиллиметрового излучения	54
<i>М.А. Демьяненко</i>	
Структура методик измерения параметров ФПУ второго поколения.....	55
<i>А.В. Полесский</i>	
Фоторезисторы из $Cd_xHg_{1-x}Te$ с радиальным смещением и эффектом эксклюзии носителей заряда	56
<i>Е.В. Сусов, А.В. Гусаров, А.В. Филатов, В.В. Карпов, П.Д. Гиндин</i>	
Радиационные донорные дефекты в имплантированных As пленках МЛЭ CdHgTe: пространственное распределение и природа	57
<i>А.Г. Коротаев, И.И. Ижнин, Е.И. Фицыч, А.В. Войцеховский, К.Д. Мынбаев, В.С. Варавин, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, В.Г. Ремесник, М.В. Якушев, О.Ю. Бончик, Г.В. Савицкий, У. Morgiel, Z. Świątek</i>	
Фотоэлектрические характеристики фотодиодных ИК ФПУ с учетом пространственного распределения локальной квантовой эффективности.....	58
<i>И.И. Ли, В.Г. Половинкин</i>	
Требования, предъявляемые к современным матричным фотоприёмникам наземных оптико-электронных систем	59
<i>В.Д. Шаргородский, А.Б. Александров, А.А. Бабаев</i>	
Поверхностные плазмонные волны в гибридных фотодетекторах Ge/Si с металлическими субволновыми решетками	60
<i>А.И. Якимов</i>	
Инфракрасная радиометрия на основе многорядных инфракрасных фотоприемных устройств.....	61
<i>К.О. Болтарь, И.Д. Бурлаков, С.В. Головин, А.В. Никонов, Н.И. Яковleva</i>	
Формирование фотодиодов на основе р-п переходов в слоях ГЭС КРТ МЛЭ для спектрального диапазона 8-11 мкм	62
<i>М.В. Якушев, В.С. Варавин, И.В. Сабинина, Г.Ю. Сидоров, Д.В. Марин, А.В. Предеин, С.А. Дворецкий, В.В. Васильев, Ю.Г. Сидоров, А.В. Латышев</i>	
Методы повышения чувствительности многорядных фотоприемных устройств для регистрации малоразмерных объектов	63
<i>К.В. Козлов, В.А. Стрельцов, Б.Н. Дражников, Я.С. Бычковский</i>	
Влияние поверхности на фотопроводимость плёнок $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$ с составом $0,28 \leq x \leq 0,32$	64
<i>А.Н. Акимов, И.О. Ахундов, Д.В. Ищенко, А.Э. Климов, Н.С. Пащин, С.П. Супрун, А. С. Тарасов, О.Е. Терещенко, Е.В. Федосенко, В.Н. Шерстякова</i>	
Текущее состояние и актуальные направления развития космической фотоэнергетики.....	65
<i>С.Г. Кочура, С.И. Опенько, М.В. Нестершин, П.А. Крючков, Е.О. Воронцова</i>	
Быстродействующие температурно-стабильные микролазеры	66
<i>А.Е. Жуков, Н.В. Крыжановская, Э.И. Моисеев, А.М. Можаров, Ф.И. Зубов, Н.А. Калюжный, С.А. Минтаиров, М.М. Кулагина, С.А. Блохин, М.В. Максимов</i>	
Металлорганические перовскиты для фотоники.....	67
<i>О.И. Семенова</i>	
Рентгеновские исследования образцов микрокристаллического кремния для панелей солнечных элементов.....	68

М.Д. Шарков, М.Е. Бойко, А.В. Бобыль, А.М. Бойко, С.Г. Конников	
Перспективы пористого кремния как материала для оптоэлектронных приложений.....	69
<i>И. М. Жильцов, Н.В. Латухина, Д.А. Лизункова, Г.А. Рогожина, М. В. Степихова</i>	
Светоизлучающие структуры для кремниевой оптоэлектроники на основе локально растянутых Ge микроструктур	70
А.В. Новиков, Д.В. Юрьев, А.Н. Яблонский, Н.А. Байдакова, Е.Е. Морозова, В.А. Вербус, Н.С. Гусев, Д.В. Шенгурев, А.В. Нежданов, А.И. Машин	
Неклассические излучатели света на основе селективно-позиционированных гибридных микрорезонаторов и (111)In(Ga)As квантовых точек	71
<i>И.А. Деребезов, В. А. Гайслер, А. В. Гайслер, Д. В. Дмитриев, А. И. Торопов, М. Von Helversen, C. de la Haye, S. Bouounuar, S. Reitzenstein</i>	
Быстродействующие вертикально-излучающие лазеры диапазона 1550 нм.....	72
А.Ю. Егоров	
Излучатели терагерцового диапазона на основе полупроводниковыхnanoструктур	73
В.И. Гавриленко	
Ge/Si структуры с упорядоченными квантовыми точками, встроенными в микрорезонаторы	74
Ж.В. Смагина, В.А. Зиновьев, В.А. Армбрестер, Е.Е. Родякина, Б.И. Фомин, М.В. Степихова, А.Н. Яблонский, А.В. Новиков, А.В. Двуреченский	
Фотолюминесценция SiSnGe гетероструктур	75
В.А. Володин, В.А. Тимофеев, М.П. Синюков, А.И. Никифоров	
Явления усиления сигнала фотолюминесценции наноструктур Ge(Si) в фотонных кристаллах.....	76
<i>М.В. Степихова, А.Н. Яблонский, С.А. Дьяков, Е.В. Скороходов, С.М. Сергеев, М.В. Шалеев, Д.В. Шенгурев, А.В. Новиков, З.Ф. Красильник</i>	
Генерация терагерцового излучения в нелинейнооптических кристаллах ВВО, LBO и KTP под действием интенсивного лазерного излучения.....	77
Н.А. Николаев, А.А. Мамрашев, Ю.М. Андреев, Г.В. Ланский	
Полупроводниковые вертикально-излучающие лазеры для компактных атомных сенсоров	78
В.М. Устинов, Н.А. Малеев, С.А. Блохин	
РТ-симметрия терагерцовой фотопроводимости в структурах на основе Hg _{1-x} Cd _x Te с инверсным спектром	79
<i>А.В. Галеева, А.С. Казаков, А.И. Артамкин, Л.И. Рябова, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, М.И. Банников, С.Н. Данилов, С.Д. Ганичев, Д.Р. Хохлов</i>	
Широкополосные быстродействующие полупроводниковые зеркала для пассивной синхронизации мод лазеров ближнего ИК диапазона	80
Н.Н. Рубцова, Г.М. Борисов, В.Г. Гольдорт, А.А. Ковалёв, Д.В. Ледовских, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Б.Р. Семягин	
Светоизлучающие InAs/GaP гетероструктуры, выращенные на Si подложках	81
Д.С. Абрамкин, М. О. Петрушков, М.А. Путято, Б.Р. Семягин, Е.А. Емельянов, Д.Б. Богомолов, Т.С. Шамирзаев	
Неравновесные спиновые состояния и генерация терагерцового излучения в магнитных гетероструктурах	82
Е.А. Вилков, М.В. Логунов, С.А. Никитов, С.С. Сафонов, С.Г. Чигарев	
Приборы радиофотоники на основе фосфида индия	83
К.С. Журавлев, Д.В. Дмитриев, А.И. Торопов, М.С. Аксенов, Н.А. Валишева, А.М Гилинский, И.Б. Чистохин, А.Л. Чиж, С.А. Малышев, К.Б. Микитчук	
Функциональные оптические элементы и устройства терагерцовой фотоники на основе метаповерхностей	84
С.А. Кузнецов, А.В. Гельфанд, В.Н. Федоринин, А.В. Аржанников, Н.А. Николаев	
Перспективные конструкции электро-оптических модуляторов на кремнии	85
О.В. Наумова, Б.И. Фомин, Д.В. Щеглов	

Свойства электрооптического модулятора на основе квантово-размерного эффекта Штарка в двуслойном гребенчатом волноводе InAlGaAs на подложке InP	86
A.B. Царев, Р.М. Тазиев	
Прикладные вопросы проектирования и изготовления фотонных компонентов для приборов и систем.....	87
B.K. Струк	
Коллоидные квантовые ямы теллурида кадмия: синтез и влияние обмена лигандов на оптические свойства	88
Л.Д. Козина, А.В. Гарипов, Р.Б. Васильев	
Создание и применение нетрадиционных оптических материалов с повышенной радиационной устойчивостью	89
М.В. Агринский, В.М. Волынкин, В.В. Старцев	
Комплексная мульти- и гиперспектральная обработка изображений видимого и ИК диапазонов в задачах обнаружения и классификации объектов на неоднородном фоне	90
О.И. Потатуркин, С.М. Борзов	
Цифровые методы повышения качества изображения в тепловизионных приборах	91
<i>А.В. Голицын, И.И. Кремис, А.О. Лебедев, Б.Н. Новгородов, А.Г. Паулиш, В.Н. Федоринин, П.И. Шапор, К.П. Шатунов</i>	
Микросканер на базе синхронного двигателя с внешним ротором для тепловизоров третьего поколения.....	92
Р.А. Гладков, И.И. Кремис	
Интегральные микросхемы считывания для ИК фотоприемников на основе твердых растворов теллуридов кадмия-ртути	93
<i>В.М. Базовкин, С.А. Дворецкий, А.В. Зверев, А.П. Ковчавцев, Ю.С. Макаров, Г.Ю. Сидоров, А.В. Глухов, И.А. Смирнов, Д.В. Фромичев</i>	
Тепловизионная автоматизированная система для экспериментальных исследований сорбционных и каталитических свойств поверхности твердых тел.....	94
Б.Г. Вайнер, А.Е. Настовъяк, А.В. Шепелин, Э.А. Эминов	
Структуры с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe для ИК фотоприемников: рост и характеристизация	95
<i>Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, Д.Г. Икусов, В.В. Карпов, В. Г. Ремесник, В.А. Швец, Е.В. Сусов, И.Н. Ужаков, А.В. Филатов</i>	
Наноструктурированные магнитные полупроводники для ИК-оптоэлектроники.....	96
А.В. Телегин, Б.А. Гижевский, Е.В. Мостовщикова, Ю.П. Сухоруков	
Стабилизация характеристик термооптического преобразователя на базе матрицы микрорезонаторов Фабри-Перо	97
В.Б. Залесский, А.И. Конойко, В.М. Кравченко, К.А. Рециков	
Псевдобинокулярные очки ночного видения с зеркально-линзовым и линзовым объективами	98
В.Г. Волков, П.Д. Гиндин, В.В. Карпов	
К вопросу создания эффективных тепловых узлов установок выращивания монокристаллов германия	99
К.Е. Аношин, А.В. Наумов, В.В. Старцев	
Характеристики отражения света от микромассивов кремниевых нанопилларов, сформированных на подложках КНИ.....	100
Л.С. Басалаева, Ю.В. Настаушев, Ф.Н. Дульцев, Н.В. Крыжановская, М.В. Фетисова, С.А. Щербак	
Контроль распределения концентрации носителей заряда в гетероструктурах AlGaAs/GaAs	101
В.Е. Гончаров, А.В. Никонов, А.К. Ильясов	
Влияние условий отжига подложки (001)InP в потоке As на качество эпитаксиальных слоёв InAlAs	102
Д.В. Дмитриев, А.И. Торопов, А.М. Гилинский, Д.А. Колесовский, Т.А. Гаврилова, А.С. Кожухов, К.С. Журавлёв	

In-situ контроль температуры поверхности ГЭС КРТ в процессе роста методом низкотемпературной поляризационной пирометрии	103
<i>С.А. Дулин, С.В. Рыхлицкий, Е.К. Иванов, Н.И. Назаров, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, М.В. Якушев</i>	
Анализ рентгеновских спектров дифракционного отражения для контроля параметров фотоприемных структур с множественными квантовыми ямами.....	104
<i>Д.В. Ильинов, А.Д. Шабрин, Д.А. Пашкеев</i>	
Моделирование кремниевого электрооптического модулятора с адиабатическим рупором для решеточного элемента связи с оптическим волокном	105
<i>А.В. Царев, Р.М. Тазиев</i>	
Синтез InAlAs/InP гетероструктур для приборов радиофотоники	106
<i>Д.А. Колосовский, Д.В. Дмитриев, А.И. Торопов, А.М. Гилинский, Т.А. Гаврилова, А.С. Кожухов, К.С. Журавлев</i>	
Оптимизация режимов эпитаксиального синтеза структур с квантовыми точками для фотоприемников и солнечных элементов	107
<i>А.П. Коханенко, К.А. Лозовой, Р.М.Х. Духан, В.В. Дирко, А.В. Войцеховский</i>	
Оптические свойства тонких слоев $Hf_xTi_{1-x}O_2$ ($1 \leq x \leq 1$), полученных методом молекулярного наслаждания	108
<i>В.Н. Кручинин, М.С. Лебедев, Е.В. Спесивцев, С.В. Рыхлицкий</i>	
Рост ультратонкой популяции коллоидных нанолистов CdSe с УФ люминесценцией	109
<i>Д.А. Куртина, А.В. Гаршев, Р.Б. Васильев</i>	
Эллипсометрический метод <i>in situ</i> расчёта профиля состава квантовых структур, выращиваемых на основе соединения $Hg_{1-x}Cd_xTe$	110
<i>В.А. Швец, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, Д.Г. Икусов, И.Н. Ужаков</i>	
Влияние морфологии супраструктуры поликристаллических пленок халькогенидов свинца на спектральную плотность мощности шума	111
<i>И.Н. Мирошникова, Б.Н. Мирошников, М.Ю. Пресняков, В.П. Астахов</i>	
Разупорядочение кристаллической решетки и точечные дефекты в слоях $HgCdTe$, выращенных методом МЛЭ на подложках Si и GaAs	112
<i>К.Д. Мынбаев, Н.Л. Баженов, Д.А. Андрющенко, В.С. Варавин, Н.Н. Михайлов, Д.В. Марин, С.А. Дворецкий, В.Г. Ремесник, М.В. Якушев</i>	
МЛЭ буферных слоев GaP на Si для формирования квантово-размерных гетероструктур.....	113
<i>М.О. Петрушков, М.А. Путято, Б.Р. Семягин, Е.А. Емельянов, Д.С. Абрамкин, А.В. Васев, Д.Б. Богомолов, В.В. Преображенский</i>	
Контейнеры для выращивания кристаллов германия	114
<i>Е.Ю. Подшибякина, Т.В. Кулаковская, А.Ф. Шиманский</i>	
Гетероструктура карбид кремния на кремнии для солнечных элементов	115
<i>В.В. Танеев, А.В. Щербак</i>	
Использование Sn в качестве катализатора роста бездислокационныхnanoструктур $SiSn$	116
<i>В.А. Тимофеев, В.И. Машанов, А.И. Никифоров, Т.А. Гаврилова, Д.В. Гуляев, И.А. Четырин, С.А. Тийс, А.К. Гутаковский</i>	
Пьезо-фототронный эффект в вюрцитной фазе нановискеров из GaAs	117
<i>П.В. Гейдт, П.А. Алексеев, В.А. Шаров, И.П. Сошиков, В.В. Лысак, Г.Э. Цырлин, Е. Lähderanta</i>	
Стенд для исследования параметров фотоприемника ФУР 160	
при воздействии лазерного излучения	118
<i>В.В. Карпов, М.Е. Козырев, Н.С. Кузнецов, А.В. Марущенко, В.И. Петренко, Е.В. Сусов, А.В. Филатов</i>	
Экспрессная характеристика кристаллического совершенства структур $Cd_xHg_{1-x}Te$	
методом генерации на отражение второй гармоники зондирующего излучения	119
<i>М.Ф. Ступак, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, М.В. Якушев</i>	
Разработка нейроморфного акселератора	120
<i>Д.Е. Ипатов, А.В. Зверев</i>	

Применение Ge(Si) самоформирующихся наноостровков для создания эффективных солнечных элементов на основе тонкого кристаллического кремния.....	121
<i>А.В. Новиков, М.В. Шалеев, Д.В. Юрасов, Н.А. Байдакова, Е.Е. Морозова, У. Ота, В.Н. Nguyen, К. Gotoh, У. Kurokawa, Н. Usami</i>	
Кремниевый бетавольтаический преобразователь.....	122
<i>И.Б. Чистохин, Б.И. Фомин, В.В. Преображенский, В.Г. Сидоров, П.В. Зеленков, А.Т. Лелеков</i>	
Рост гетероструктур AlGaN:Si брэгговских зеркал для спектрального диапазона, соответствующего зеленой люминесценции	123
<i>И.В. Осинных, Т.В. Малин, Д.С. Милахин, И.А. Александров, К.С. Журавлев</i>	
Пассивация поверхности InAlAs анодными слоями, сформированными в таунсендовской газоразрядной плазме.....	124
<i>М.С. Аксенов, А.А. Нужина, Н.А. Валишева, Д.В. Дмитриев, А.К. Гутаковский, А.П. Ковчавцев</i>	
Влияние плотности ростовых ямочных дефектов поверхности InAlAs на температурные зависимости параметров Au/Ti/n-InAlAs(001) диодов Шоттки	125
<i>М.С. Аксенов, И.Б. Чистохин, Н.А. Валишева, Д.В. Дмитриев, К.С. Журавлев</i>	
Гетероэпитаксиальные структуры InAlGaAs на подложке InP для электрооптического модулятора на основе квантово-размерного эффекта Штарка	126
<i>Д.В. Гуляев, Д.В. Дмитриев, А.И. Торопов, Н.А. Валишева, А.В. Царев, Е.А. Колосовский, Л.А. Федюхин, А.В. Горчаков, К.С. Журавлев</i>	
Методика ИК-интерферометрических измерений оптических параметров и толщин разнолегированных слоёв InGaAs - InAlAs в гетероструктурах на подложках из фосфида индия....	127
<i>Е.А. Колосовский, Л.А. Федюхин, К.С. Журавлёв, Д.В. Гуляев, А.В. Горчаков, Д.В. Дмитриев</i>	
Измерение электрооптического эффекта в сверхрешетках InAlAs/ InGaAlAs	
ИК-интерферометрической методикой	128
<i>Е.А. Колосовский, Л.А. Федюхин, К.С. Журавлёв, Д.В. Гуляев, А.В. Горчаков, Д.В. Дмитриев</i>	
Температурная зависимость времени жизни в нанокристаллах CdS, сформированных с помощью метода Ленгмюра-Блоджетт	129
<i>К.А. Свим, А.А. Зарубанов, К.С. Журавлев</i>	
Модель дефектообразования в Cd _x Hg _{1-x} Te под действием мягкого рентгеновского излучения	130
<i>В.Г. Средин, А.В. Войцеховский</i>	
Релаксационная кинетика фотоэмиссии из GaAs со слоями цезия	131
<i>В.С. Хорошилов, А.Г. Журавлев, Д.М. Казанцев, В.Л. Альперович</i>	
Новые электронные состояния на интерфейсе p-GaN(Cs,O)-вакуум при больших (Cs,O)-покрытиях	132
<i>Г.Э. Шайблер, В.В. Бакин, С.Н. Косолобов, С.А. Рожков, А.С. Терехов</i>	
Фотоэлектрические и оптические свойства многослойных структур с использованием por-Si, изготовленным по различным технологическим маршрутам	133
<i>И.А. Шишкин, Д.А. Лизункова</i>	
Туннельный точечный контакт в терагерцовом поле	134
<i>З.Д. Квон, О.А. Ткаченко, В.А. Ткаченко, Д.Г. Бакшеев, А.С. Ярошевич, Е.Е. Родякина, А.В. Латышев, М. Otteneder, S.D. Ganichev</i>	
Ступени коэффициента прохождения через одномерный барьер в высокочастотном поле.....	135
<i>О.А. Ткаченко, В.А. Ткаченко, Д.Г. Бакшеев</i>	
Фотопроводимость в ультракристаллических гетероструктурах CdTe-SiO ₂ -Si	136
<i>Н.Э. Алимов, К.А. Ботиров, С.М. Отажонов</i>	
Влияние излучения видимого диапазона на проводимость тонких пленок одностенных углеродных нанотрубок.....	137
<i>В.М. Ефимов, Е.Р. Закиров, Д.Г. Есаев</i>	
Матричная тепловизионная система, интегрированная в многоканальный автоматизированный биомедицинский комплекс	138
<i>Б.Г. Вайнер, А.Е. Настовьяк</i>	

Эффективные методы контроля формы поверхности компонент флип-чип фотоприёмников.....	139
<i>А.Р. Новоселов, П.А. Алдохин, А.Е. Маточкин, П.П. Добровольский, К.П. Шатунов</i>	
О мозаичных инфракрасных фотоприемниках сверхвысокой размерности на основе многослойных структур с квантовыми ямами.....	140
<i>А.И. Козлов, А.Р. Новоселов, М.А. Демьяненко, В.Н. Овсяк</i>	
Особенности межкадровой обработки последовательности изображений, формируемых сканирующим устройством на основе многорядного ФПУ	141
<i>Г.И. Громилин, В.П. Косых, С.А. Попов, Б.Н. Дражников, К.В. Козлов, В.А. Стрельцов</i>	
Проектирование и изготовление гиперспектральной камеры для беспилотных летательных аппаратов	142
<i>М.В. Агринский, К.Б. Горбачев, В.В. Олейников, В.В. Старцев</i>	
Алгоритм стабилизации видеоизображения при наличии в поле зрения быстро двигающихся объектов	143
<i>А.О. Лебедев</i>	
Влияние эффекта Пельтье на границе ВСМ– Si(Mn), содержащей пористость, на процесс инжекции носителей заряда.....	144
<i>В.В. Клечковская, А.С. Орехов, Т.С. Камилов, А.С. Рысбаев, К.К. Курбаналиев</i>	
Увеличение длины распространения поверхностных плазмон-поляритонов методами мезоразмерной фотоники	145
<i>В.Н. Кручинин, С.В. Рыхлицкий, М.В. Кручинина, Г.В. Шувалов, И.В. Минин, О.В. Минин</i>	
Спектральные характеристики фоточувствительных структур на основе пористого кремния и карбида кремния.....	146
<i>Н.В. Латухина, Д.А. Лизунова, И.А. Шишкин, В.В. Танеев, В.Д. Паранин</i>	
Фотоприемник ультрафиолетового излучения на основе Au-Ga ₂ O ₃ (Fe)-n-GaAs _{0.6} P _{0.4} наноструктур	147
<i>Д. Мелебаев, И.Н. Туджанова, Т.Д. Пацыкова</i>	
Влияние приповерхностного изгиба зон на фотоэмиссионные характеристики p-GaN(Cs,O) фотокатодов	148
<i>С.А. Рожков, В.В. Бакин, С.Н. Косолобов, Г.Э. Шайблер, А.С. Терехов</i>	
Влияние ступенчатого профиля состава на формирование инверсии в пленках материала кадмий-ртуть-теллур.....	149
<i>В.А. Стучинский, А.В. Вишняков, Г.Ю. Сидоров</i>	
Об определении длины диффузии неосновных носителей заряда в материале абсорбера фотодиодных матричных фотоприемников методом сканирования пятна засветки при малых уровнях диодных фототоков	150
<i>В.А. Стучинский, А.В. Вишняков</i>	
О различии значений пороговых характеристик многоэлементных фотодиодных ФПУ, определенных в экспериментах с однородной модулированной засветкой фотоприемника и в экспериментах с малым (“пиксельным”) пятном засветки.....	151
<i>В.А. Стучинский, А.В. Вишняков, Г.Ю. Сидоров</i>	
Технологические подходы к созданию мозаичных фотоприемников сверхвысокой размерности с предельной эффективностью преобразования изображений	152
<i>А.И. Козлов, А.Р. Новоселов</i>	
Повышение технических характеристик импульсных терагерцовых спектрометров с помощью микроструктурных квазиоптических фильтров нижних частот	153
<i>А.А. Рыбак, Н.А. Николаев, С.А. Кузнецов</i>	
Извлечение ванадия из техногенных руд сернокислотного производства диоксида титана	154
<i>А.С. Москаленко, С.Г. Ясев, А.В. Самвелов, К.С. Павлов</i>	
Формирование атомарно-гладкой эмитирующей поверхности полупрозрачного p-GaAs(Cs,O) - фотокатода.....	155
<i>В.В. Бакин, С.А. Рожков, Г.Э. Шайблер, С.Н. Косолобов, Н.С. Рудая, А.С. Кожухов, А.С. Терехов</i>	

Электрофизические характеристики <i>nBn</i> -структур на основе HgCdTe, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии	156
<i>А.В. Войцеховский, С.Н. Несмелов, С.М. Дзядух, Д.И. Горн, В.С. Варавин, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, М.В. Якушев, Г.Ю. Сидоров</i>	
Диагностика МДП-структур на основе МЛЭ HgCdTe при высокой плотности медленных поверхностных состояний	157
<i>А.В. Войцеховский, С.Н. Несмелов, С.М. Дзядух, В.С. Варавин, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, М.В. Якушев, Г.Ю. Сидоров</i>	
Исследование границы раздела ГЭС КРТ МЛЭ и Al ₂ O ₃ , нанесенного методом АСО при различных параметрах роста	158
<i>Д.В. Горшков, Г.Ю. Сидоров, Д.В. Марин, И.В. Сабинина</i>	
Фотоприемные устройства на основе наноразмерных гетероструктур InAs/GaSb.....	159
<i>Л.В. Данилов, Р.В. Левин, И.В. Федоров, Н.В. Павлов, В.Н. Неведомский, Б.В. Пушный, М.П. Михайлова, И.А. Андреев, Г.Г. Зегря</i>	
Оптимизация параметров фотоприемников дальнего ИК диапазона на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с внутренней фотоэмиссией	160
<i>Д.Г. Есаев</i>	
Фотоприемники лазерного излучения с $\lambda=1.06$ мкм	161
<i>А.Е. Маричев, В.С. Эполетов, Р.В. Левин, М.З. Шварц, Б.В. Пушный</i>	
Линейчатые фотоприемники формата 288×4 на основе ГЭС КРТ МЛЭ на подложках из кремния для диапазона 8-12.5 мкм	162
<i>Г.Ю. Сидоров, И.В. Сабинина, Д.В. Марин, М.В. Якушев, Ю.Г. Сидоров, А.О. Сусяков, С.А. Дворецкий, В.В. Васильев, А.В. Зверев, Ю.С. Макаров, А.В. Предеин, А.В. Вишняков, Д.В. Горшков, В.Г. Ремесник</i>	
Формирование светоизлучающих и фотодетектирующих в ИК-области тонкослойных структур Ge:Sb/Ge методами ионной имплантации, вакуумного осаждения и импульсного отжига	163
<i>Р.И. Баталов, Р.М. Баязитов, И.А. Файзрахманов, В.А. Шустов, А.В. Новиков, П.А. Бушуйкин, Н.А. Байдакова, М.Н. Дроздов</i>	
Электрофизические и оптические свойства органических светодиодных структур с эмиссионным слоем ЯК-203	164
<i>А.В. Войцеховский, С.Н. Несмелов, С.М. Дзядух, А.П. Коханенко</i>	
Адmittанс гибридных органо-неорганических структур на основе пентацена в широком диапазоне температур	165
<i>А.В. Войцеховский, С.Н. Несмелов, С.М. Дзядух</i>	
ИК-фотолюминесценция плёнок Ge _x Si _y O _z : вклад дефектов и нанокластеров германия.....	166
<i>М.П. Гамбарян, С.Г. Черкова, В.А. Володин</i>	
Оптические и электрические свойства диодных структур на базе пористого кремния с эрбием	167
<i>Н.В. Латухина, И.М. Жильцов, М.Б. Степихова</i>	
Спонтанное и стимулированное излучение в светодиодных гетероструктурах с активной областью из InAs	168
<i>К.Д. Мынбаев, А.А. Семакова, С.Н. Липницкая, Н.Л. Баженов, А.В. Черняев, С.С. Кижасев, Н.Д. Стоянов</i>	
Разработка мощных ИК диодов с РБО на 850 и 920 нм методом МЛЭ	169
<i>Н.А. Солдатов, Д.В. Дмитриев, К.С. Журавлев</i>	
Фотолюминесценция эрбия в In ₂ O ₃	170
<i>К.В. Феклистов, А.В. Гуляев, А.Г. Лемзяков</i>	
Дизайнерские принципы устранения потерь изображений в мозаичных фотоприемниках сверхвысокой размерности.....	171
<i>А.И. Козлов, А.Р. Новоселов, В.Н. Овсянок</i>	
Моделирование пространственного разрешения ИК КРТ ФПУ методом Монте Карло	172
<i>А.В. Вишняков, В.В. Васильев, И.В. Сабинина, Г.Ю. Сидоров, В.А. Стучинский</i>	

Коэффициенты тензочувствительности датчиков механических напряжений на разных физических принципах.....	173
<i>А.Г. Паулиш, П.С. Загубисало</i>	
Перспективы формирования качественного изображения в тепловизорах на базе отечественных фотоприемников КРТ	174
<i>И.И. Кремис, Р.А. Гладков</i>	
Методика настройки микросканера на базе плоскопараллельной пластинки.....	175
<i>И.И. Кремис, Р.А. Гладков</i>	
Методика определения клиновидности плоскопараллельной пластинки (в дополнение к методике настройки микросканера на базе плоскопараллельной пластинки)	176
<i>Р.А. Гладков, И.И. Кремис</i>	
Термические отжиги имплантированных мышьяком МЛЭ пленок CdHgTe	177
<i>И.И. Ижнин, А.В. Войцеховский, А.Г. Коротаев, К.Д. Мынбаев, О.Ю. Бончик, Г.В. Савицкий, В.С. Варавин, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, В.Г. Ремесник, М.В. Якушев, Y.Morgiel, Z.Świątek</i>	
Моделирование напряжений в In-столбах связи фотоприёмников при охлаждении их до температур жидкого азота	178
<i>П.С. Загубисало, А.Р. Новоселов</i>	
Исследование влияния температуры на характеристики пьезооптических датчиков механических напряжений	179
<i>П.С. Загубисало, А.Г. Паулиш</i>	
Алфавитный указатель	180
Список участников.....	185

Фотоника среднего УФ-диапазона на основе AlGaN наногетероструктур

С.В. Иванов, В.Н. Жмерик

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

тел: +7 (812) 292-79-99, факс: +7 (812) 297-10-17, эл. почта: ivan@beam.ioffe.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-16

Доклад посвящен активно развивающейся фотонике среднего ультрафиолетового (УФ) диапазона длин волн ($\lambda=210\text{-}300\text{nm}$), использующей в качестве базовых материалов нитридные соединения $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($x=0\text{-}1$) с шириной запрещенной зоны от 3.4 до 6.1 эВ. УФ-фотодетекторы этого диапазона необходимы для развития солнечно-слепой фотосенсорики ($\lambda<290\text{nm}$), а источники спонтанного и лазерного УФ-излучения, найдут широкое применение в приборах оптической дезинфекции воды/воздуха/поверхностей ($\lambda=230\text{-}260\text{nm}$), в фототехнологиях, медицине, оптической спектроскопии, системах непрямой скрытой помехозащищенной связи и др. Плазменно-активированная МПЭ (ПА МПЭ) дает уникальные возможности эпитаксиального ступенчато-слоевого роста гетероструктур $(\text{Al},\text{Ga})\text{N}$ в металл-обогащенных условиях при относительно низких температурах (до $\sim 700^\circ\text{C}$), что ограничивает развитие сегрегационных и диффузионных процессов в гетероструктурах. В сочетании со сверхбыстрым управлением ростовыми потоками ($<0.5\text{s}$) это позволяет формировать резкие интерфейсы между слоями, в том числе и монослойной толщины. Кроме того, ПА МПЭ позволяет выращивать в безводородной атмосфере слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с прецизионно контролируемым изменением состава, которые при их легировании $\text{Si}(\text{Mg})$ демонстрируют n -(p)-тип проводимости, усиленный поляризационными эффектами.

В докладе будут рассмотрены все основные стадии изготовления приборных гетероструктур на стандартных подложках c -сапфира с использованием нуклеационных и буферных слоев AlN , оптимизация роста которых позволила достичь практически нулевых средних упругих напряжений в $2\text{-}\mu\text{m}$ буферных слоях и снизить в них плотности винтовых и краевых прорастающих дислокаций до $\sim 4\cdot 10^8$ и $\sim 3\cdot 10^9 \text{cm}^{-2}$, соответственно. Затем будут обсуждены оптимальные режимы импульсных методов роста, включающих эпитаксию с повышенной миграцией атомов, металлические и температурно-модулированные эпитаксии, которые позволили получить атомарно-гладкие барьерные слои AlN и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с однородным составом и контролируемой поверхностью концентрацией атомов III группы [1]. Основное внимание будет посвящено методам формирования и свойствам одиночных и множественных квантовых ям (КЯ) на основе монослойных и субмонослойных вставок GaN в барьерные слои $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ или AlN . Будут представлены результаты исследований таких КЯ с номинальной толщиной $d_{\text{QW}}=0.5\text{-}7$ монослоев(МС) с помощью атомарно-силовой и сканирующей просвечивающей электронной микроскопии, а также рентгенодифракционного анализа. Будет рассмотрено и объяснено необычное поведение упругих напряжений во время роста множественных КЯ GaN/AlN с $d_{\text{QW}}<2\text{MC}$, при котором среднее напряжение в гетероструктуре остается нулевым несмотря на неизменную латеральную постоянную решетки AlN . Будут представлены результаты исследований оптических свойств слоев и гетероструктур с КЯ с помощью измерений спектров фотоники, электро- и катодолюминесценции. Будет продемонстрирована не только их оптическая активность в диапазоне среднего УФ излучения 235-300 nm при оптической, инжекционной и электронной накачках, но и резкое увеличение эффективности излучательной рекомбинации в суб-250 nm УФ-диапазоне при уменьшении толщины КЯ в GaN/AlN гетероструктурах до $d_{\text{QW}}=1.5 \text{ MC}$ [2]. Структуры с такими множественными КЯ (до 360) продемонстрировали при электронной накачке спонтанное излучение с $\lambda=235\text{-}240\text{nm}$ и импульсной выходной мощностью до $\sim 1\text{Wt}$. Кроме того, будут представлены результаты возбуждения в различных слоях и наногетероструктурах стимулированного излучения в диапазоне $\lambda=258\text{-}300\text{nm}$ с минимальной пороговой плотностью оптической мощности $\sim 150\text{ kVt/cm}^2$ ($\lambda=290\text{nm}$). И, наконец, будут представлены различные типы солнечно-слепых УФ-фотодетекторов на основе p - i - n фотодиодов, диодов Шоттки и фотокатодов с отрицательным электронным сродством, продемонстрировавших фоточувствительность до 34mA/cm^2 в диапазоне $\lambda=226\text{-}280\text{nm}$.

Работа осуществляется при частичной поддержке РФФИ-БРИКС (#17-52-80089) и РНФ (#19-72-30040).

Литература

- [1] Jmerik V.N., Nechaev D.V., Ivanov S.V. Molecular Beam Epitaxy (MBE): From Research to Mass Production, 2nd Edition, ed. by M. Henini, Elsevier, 2018.
- [2] Jmerik V.N. et al. Appl. Phys. Express 11, 091003 (2018).

Новые материалы для фотоэлектроники на основе двумерных наноструктур

В.П. Пономаренко, **В.С. Попов**, Е.Л.Чепурнов

ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», Москва, 111538, Косинская, 9

тел.: +7 (499) 375-05-50, факс: +7 (499) 373-68-62, эл. почта: orion@orion-ir.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-17

В последние несколько десятилетий основная часть практически важных разработок в области приёмников инфракрасного излучения фокусировалась на улучшении архитектуры фотоприёмных устройств и поиске новых подходов к обработке сигналов, в части же химии чувствительных материалов наибольшее внимание уделялось оптимизации уже известных составов и соединений. Работы по улучшению фотоприемников во многом ограничиваются физическими свойствами, накладываемыми уже используемыми широко известными чувствительными материалами. Поиск и развитие новых фоточувствительных материалов открывает ранее неиспользованное пространство для развития фотосенсорики. Однако, с точки зрения промышленного внедрения переход на новую компонентную базу и смена чувствительных материалов является наиболее затратным этапом улучшения технологии производства, так как требует значительных средств на смену оборудования и времени на отладку технологии, следовательно, целесообразность таких изменений должна быть вызвана значимыми преимуществами новых материалов.

В настоящее время наибольшее внимание исследователей привлечено изучению возможностей наноструктурирования материалов и использованию 0D, 1D и 2D наноматериалов в качестве новых фотосенсорных материалов [1]. Значительные результаты в последние несколько лет достигнуты в исследовании 2D наноструктурированных материалов, таких как графен, однослойные дихалькогениды переходных металлов и фосфорен (материал на основе черного фосфора включающий несколько атомных слоев) [2]. Наиболее изученными из двумерных материалов являются графен и однослойные дихалькогениды переходных металлов, однако значительные успехи уже достигнуты и для материалов на основе других двумерных наноструктур, в частности, черного фосфора, благодаря высокой подвижности носителей заряда и широким возможностям управления шириной запрещенной зоны, а также анизотропии свойств [3,4]. Однако кроме графена, дихалькогенидов переходных металлов и черного фосфора на сегодняшний день известно уже несколько сотен двумерных материалов, в том числе их комбинации в виде Ван дер Ваальсовых гетероструктур, также перспективных для создания фотодетекторов [5-8]. Согласно расчётам и уже опубликованным в литературе практическим результатам двумерные фоточувствительные материалы открывают возможности создания неохлаждаемых фотоприёмных устройств на средний и дальний ИК диапазон, а также устройств с перестраиваемой спектральной чувствительностью [9-10].

Рассмотренное в докладе многообразие материалов и широкие возможности их комбинирования в гетероструктурах ставят вопрос выстраивания методологии отбора материалов, в том числе с использованием квантово-химических методов расчёта с целью обоснования подхода для создания фоточувствительных элементов для нового поколения фотоприёмных устройств.

Литература

- [1] F. Xia et al. // Nature Photonics. 2014. Vol. 8, № 12. P. 899–907.
- [2] Chao Xie, Chunhin Mak, Xiaoming Tao, and Feng Yanю Advanced Funct. Mater. 2017. Vol. 27, P. 1603886
- [3] F. Xia, H. Wang, Y. Jia // Nature Communication. 2014. Vol. 5, P. 4458.
- [4] N. Youngblood et al. // Nature Photonics. 2015. Vol. 9, P. 247–252.
- [5] A. K. Geim, I. V. Grigorieva // Nature. 2013. Vol. 499, P. 419-425.
- [6] D. Jariwala, T. J. Marks, M.C. Hersam // Nature Materials, 2016. Vol. 16, P.170–181.
- [7] D.K. Bediako et al. // Nature. 2018. Vol. 558, P. 425-429.
- [8] K. S. Novoselov, A. Mishchenko, A. Carvalho, A. H. Castro Neto // Science. 2016. Vol. 353, Issue 6298, P. aac9439.
- [9] M. Long et al. // Science advances. 2017, Vol. 3, P. e1700589.
- [10] S. Yuan et al. / Nano Letteres, 2018. Vol. 18, P.3172-3179.

Приповерхностные субмикроструктуры для эффективного детектирования и генерации гармоник излучения среднего ИК-диапазона

**В.П. Назымов¹⁾, Б.Г. Гольденберг¹⁾, В.Е. Асадчиков²⁾, С.А. Бедин²⁾, А.Б. Васильев²⁾, А.В. Андреев³⁾,
В.М. Гордиенко³⁾, А.А. Коновко³⁾, Ф.В. Потемкин³⁾**

¹ Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, д. 11

² Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской
академии наук, 119333, г. Москва, Ленинский проспект, д. 59

³ Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Физический факультет
119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

тел: +7 (913) 376-6033, факс: +7 (812) 247-1017, эл. почта: yovochkaprim@mail.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-18

Разработан метод формирования регулярных металлических, диэлектрических и композитных микроструктур на основе пленок полиэтилентерефталата, облученных на источнике синхротронного излучения через маску, с последующим травлением. Для исследования геометрических параметров синтезированных структур использована растровая электронная микроскопия.

Регулярные ориентированные металлические, диэлектрические и композитные микро- и наноструктуры представляют значительный интерес в качестве элементов устройств управления оптическим излучением в том числе для создания перспективных фотоприемников ИК-диапазона и хранения информации [1]. Такие структуры можно получить в результате синтеза с использованием в качестве несущих элементов предварительно подготовленных полимерных пленок, в которых созданы каналы, задающие морфологические характеристики синтезируемой структуры. Указанные каналы создаются в результате облучения пленки на циклотроне тяжелыми ионами или на синхротроне жестким рентгеновским излучением через маску с калиброванными отверстиями с последующим травлением [2]. Идентичность и регулярность размеров создаваемых в плёнках микроструктур является важным критерием возможности их практического применения. Развитый метод синтеза позволяет создавать периодические поверхностные микро и наноструктуры на площадях размеров порядка десятков квадратных сантиметров.

Полученные в работе результаты могут быть применены при создании оптических элементов с селективными свойствами, например, двумерных фотонных кристаллов, плазмонных антенных решеток, элементов для фотоприемников ИК-диапазона. Микроструктуры из металлов или нелинейных диэлектриков типа фазированной антенной решетки позволяют значительно увеличить сигнал второй гармоники по сравнению с генерацией в однородном объеме, что существенно расширяет возможности регистрации излучения за счет преобразования его частоты [3-5].

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в части выращивания диэлектрических и металлических микрокристаллов и Гранта РФФИ 18-29-20090 в части получения регулярных мембран и рассмотрению возможности их применимости для решения задач фотоники.

Литература

- [1] В.Г. Семенов, С.А. Бедин, В.Е. Асадчиков, А.Б. Васильев // Письма в ЖТФ. 2018 Т. 44. № 14. С. 66-72.
- [2] Goldenberg B.G., Lemzyakov A.G., Nazmov V.P., Pindyurin V.F. // Physics Procedia, 2016, v.84, p.205.
- [3] Гапоненко С. В. И др. // Оптика наноструктур. СПб «Недра», 2005 г. – 326с.
- [4] А.Э. Муслимов, А.В. Буташин, Б.В. Набатов, А.А. Коновко, И.В. Белов, Р.М. Гизетдинов, А.В. Андреев, В.М. Каневский. // Кристаллография. 2017. Т. 62, № 2. С. 281–290.
- [5] E. A. Migal, F. V. Potemkin, and V. M. Gordienko. // Optics letters 42.24 (2017): 5218-5221.

Матричные ИК фотоприемники на основе гетероструктур узкозонных полупроводников

М.В. Якушев, В.С. Варавин, В.В. Васильев, С.А. Дворецкий, В.Г. Ремесник,
И.В. Сабинина, Г.Ю. Сидоров, Ю.Г. Сидоров, А.В. Латышев
Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

DOI 10.34077/RCSP2019-19

В настоящее время твердые растворы $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (cadmium-rtуть-теллур, КРТ) занимают лидирующее положение среди материалов, на основе которых разрабатываются инфракрасные фотоэлектрические детекторы излучения. Благодаря тому, что $HgTe$ обладает инвертированной зонной структурой или, иначе, «отрицательной» шириной запрещенной зоны, в твердом растворе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ можно получить произвольную ширину запрещенной зоны от 0 до 1.6 эВ и настроить детектор на выбранное окно прозрачности атмосферы.

Использование подложек из $CdZnTe$ позволяет выращивать epitаксиальные структуры $CdHgTe$ с низкой плотностью прорастающих дислокаций. Однако, несмотря на затраченные гигантские усилия и средства, подложки большой площади из $CdZnTe$ остаются дорогим и эксклюзивным изделием с невоспроизводимыми характеристиками. В связи с этим повсеместно разрабатываются технологии создания гетероструктур $CdHgTe$ на альтернативных подложках, таких как Si , $GaAs$, Ge . Использование подложек из кремния позволяет получать матричные фоточувствительные элементы, согласованные по коэффициенту термического расширения с кремниевой интегральной микросхемой считывания сигнала (мультиплексором).

Большое различие параметров кристаллических решеток, химическая и структурная несогласованность КРТ на Si делает задачу разработки и изготовления ИК ФП на основе гетероструктур КРТ/ Si , с параметрами, не уступающими параметрам ИК ФП на основе структур КРТ на согласованных подложках $CdZnTe$, чрезвычайно сложной.

В ИФП СО РАН разработано и изготовлено уникальное российское оборудование для выращивания КРТ методом МЛЭ. Проведены комплексные исследования всех этапов выращивания гетероэпитаксиальных структур $CdTe$ и $CdHgTe$ на подложках из арсенида галлия и кремния ориентацией (013) диаметром до 100 мм. Подложки, ориентированные по плоскости (013) выбраны нами, так как они позволяют выращивать слои КРТ с высокими параметрами в более широком диапазоне условий роста по сравнению с наиболее часто используемыми подложками (211). Исследованы механизмы формирования гетеропереходов $A^{II}B^{VI}/GaAs$ и $A^{II}B^{VI}/Si$ и кинетика роста слоев $CdZnTe$ и $CdHgTe$ на высокондексных поверхностях. В результате разработана технология, позволяющая создавать на альтернативных подложках нелегированные и легированные In пленки $CdHgTe$ с низкой плотностью морфологических и структурных дефектов.

Установлено, что в пленках МЛЭ КРТ/ Si вне зависимости от состава наблюдаются магнетополевые зависимости проводимости и коэффициента Холла в диапазоне магнитных полей 0,05–1 Тл при 77К. Эти зависимости хорошо описываются с привлечением двух типов электронов: с высокой и с низкой подвижностью, различающимися на порядок величины.

Установлено, что в гетероструктурах КРТ/ $Si(013)$ доминирующими генерационно-рекомбинационными уровнями являются уровни, связанные с вакансиями в подрешетке металла. Заполнение вакансий приводит к снижению вклада рекомбинации Шокли-Рида и к возрастанию времени жизни неосновных носителей заряда в несколько раз до величин ограниченных фундаментальными межзонными механизмами рекомбинации.

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

Моделирование роста нанопроволок A^{III}B^V методом импульсной эпитаксии

А.Г. Настовъяк¹⁾, Н.Л. Шварц²⁾

¹⁾Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

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

тел: +7 (383) 333-1475, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: alla@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-20

Полупроводниковые нанопроволоки (НП) из материалов A^{III}B^V могут использоваться в качестве базовых элементов различных оптоэлектронных устройств: лазеров, светодиодов, солнечных элементов. Ключевой технологией создания НП на основе A^{III}B^V является самокаталитический рост по механизму пар-жидкость-кристалл. В качестве капли-затравки для такого роста используется один из составляющих растущего кристалла (металл III группы), а скорость роста лимитируется потоком частиц V группы. Длина нанопроволоки в условиях такого роста ограничивается длиной диффузии элемента III группы по боковой поверхности НП. Для продления самокаталитического роста и получения нанопроволок с большим отношением длина/диаметр была предложена методика импульсной эпитаксии [1], состоящая в попеременном включении и выключении потоков элементов III и V групп. Такой подход позволяет увеличить длину диффузии элементов III группы по боковым стенкам НП.

В настоящей работе представлены результаты Монте-Карло моделирования импульсного самокаталитического роста НП A^{III}B^V на основе предложенной ранее модели каталитического и самокаталитического роста GaAs НП [2]. Было проведено сравнение аксиальной и радиальной скоростей роста НП, полученных в разных режимах импульсного роста. Было рассмотрено два варианта импульсного роста: 1) поток мышьяка прерывается при постоянном потоке элемента группы III; 2) поток мышьяка постоянен, поток элемента группы III модулируется. Скорость аксиального роста была на порядок выше радиального для обоих режимов импульсного роста. Скорость радиального роста НП в режиме модуляции потока мышьяка ниже, поэтому этот режим представляется оптимальным из двух рассмотренных импульсных режимов.

Проведено исследование влияния длительности импульсов потока мышьяка и пауз между ними на морфологию нанопроволок на примере роста НП GaAs. Показано, что слишком длительное прерывание потока мышьяка не только не улучшает характер роста, но и приводит к его прекращению. При наличии обоих потоков (Ga и As₂), на границе раздела жидкость-кристалл идут два разнонаправленных процесса – кристаллизация арсенида галлия и его обратное растворение в каплю, причем интенсивности потоков подобраны так, чтобы кристаллизация преобладала над растворением. При выключении потока мышьяка, после протекания переходных процессов, кристаллизация отсутствует, поэтому уже выросшая нанопроволока постепенно растворяется в капле и сквозь жидкую фазу испаряется. Это приводит к «обратному» росту НП – ее длина не увеличивается, а уменьшается. Этот эффект был ранее предсказан теоретически в работе [3]. Таким образом, если пауза в потоке мышьяка слишком велика, то НП не только не удлиняется, но и может исчезнуть совсем. Было продемонстрировано, что слишком большая длительность импульса мышьяка тоже отрицательно оказывается на характере роста – это приводит к преждевременной кристаллизации капли-затравки и остановке роста. Таким образом с помощью моделирования был проведен поиск оптимальных временных интервалов включения/выключения источников материалов для роста длинных и однородных по диаметру нанопроволок GaAs.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 18-02-00764).

Литература

- [1] L.Balaghi et al. // Nano Lett. 2016. V.16. P.4032 -4039.
- [2] М.В.Князева и др. ФТП. 2015. Т.49, в.1. С.63-70.
- [3] В.Г.Дубровский и др. ФТП. 2009. Т.43, в.9. С.1263-1274.

Спектры возбуждения фотолюминесценции многослойных структур с квантовыми ямами на основе гетеропары AlGaAs/GaAs для фотоприемных устройств

Д.А. Пашкеев¹⁾, А.Д. Шабрин¹⁾, В.С. Кривобок²⁾, И.Д. Бурлаков¹⁾

¹⁾АО «НПО «Орион», Москва, 111538, ул. Косинская, 9

²⁾ФГБУН Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, 119991, Ленинский проспект, 53

тел: +7 (499) 374-8130, эл. почта: d.pashkeev@gmail.com

DOI 10.34077/RCSP2019-21

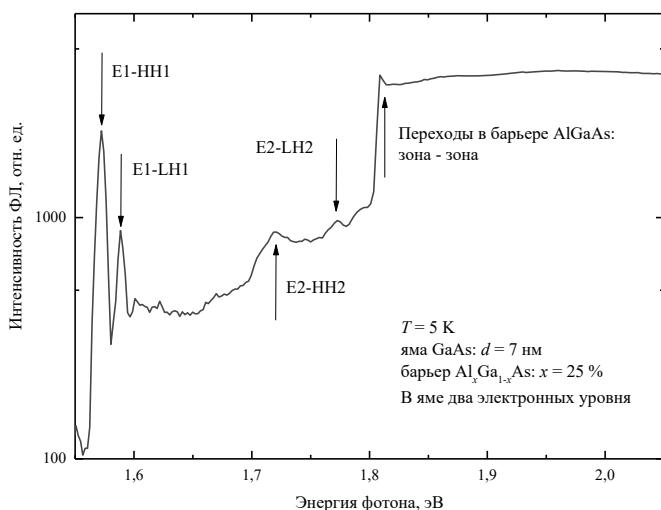
Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе AlGaAs/GaAs (GaAs – яма, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ – барьера) используются для создания матричных фотоприемных устройств (ФПУ) для спектрального диапазона 8 – 12 мкм (Quantum Well Infrared Photodector, QWIP) [1]. Принцип работы QWIP ФПУ основан на межподзонных переходах электронов, локализованных на первом квантово-размерном уровне КЯ зоны проводимости (переходы с E1 на E2). Эти уровни определяют рабочий спектральный диапазон ФПУ и зависят от технологических параметров структуры. Для оптимизации работы фотодетекторов необходим точный контроль положения этих уровней, что требует развития неразрушающих методик спектроскопического анализа выращиваемых гетероструктур [2].

В основе методики использовался метод низкотемпературного измерения спектров возбуждения фотолюминесценции (СВФ). Предварительный теоретический расчет структуры энергетических уровней в КЯ осуществлялся методом численного решения уравнения Шредингера в одночастичном приближении. Многослойные гетероструктуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Спектры возбуждения фотолюминесценции, а также спектры фотолюминесценции измерялись в диапазоне температур от 5 до 80 К. Для контроля спектроскопических результатов измерялись спектры фотопроводимости одноэлементных приемников с размерами 2x2 мм².

Основная идея метода СВФ состоит в последовательном измерении спектров фотолюминесценции

от источника возбуждения с различными длинами волн и регистрацией интенсивности основного пика излучения. В качестве перестраиваемого источника излучения использовалось излучение GaN светодиода, пропускаемое через монохроматор. Полуширина спектра излучения возбуждения составляла в среднем 1 нм, а шаг изменения максимума излучения – также 1 нм.

Измерения спектров проводились для образцов с различным количеством КЯ (от 1 до 10), толщиной ям d (от 3 до 10 нм) и содержанием AlAs в барьере x от 20 до 30 %. На рисунке приведен измеренный спектр СВФ для структуры из 10 квантовых ям с $d \approx 7$ нм и $x \approx 25 \%$. Стрелочками указаны



наблюдаемые оптические переходы. Они формируются экситонными состояниями, соответствующими зона-зонным переходам в барьере, а также переходам между электронными уровнями (EX) и дырочными уровнями (HHX – тяжелые дырки, LHX – легкие дырки). Установлено, что для КЯ с указанными диапазонами параметров энергия основного перехода (E1-HH1) варьируется в пределах от 1,53 до 1,65 эВ для $T = 5$ К, с увеличением температуры до 80 К энергии переходов изменяются в пределах 5 мэВ.

По результатам численных расчетов получено, что положение уровней LH1 и HH2 совпадает в пределах 8 мэВ, это позволяет считать, что максимум спектральной характеристики ФПУ, определяемой как E2-E1, можно рассчитать из разницы энергий переходов E1-LH1 и E2-HH2 с соответствующей поправкой. Из сравнения полученных результатов СВФ и фотопроводимости установлена корректность данного предположения, а точность определения рабочего перехода фотодетектора составляет не более 150 нм.

Литература

- [1] S.D. Gunapala and etc. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2014. V.20, № 6. P. 3802312.
[2] М.Р. Юскаев и др. // Прикладная физика. 2018. № 2. С.47-52.

Влияние скорости роста на состав слоев в подрешетке пятой группы при МЛЭ твердых растворов InAsSb

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

Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

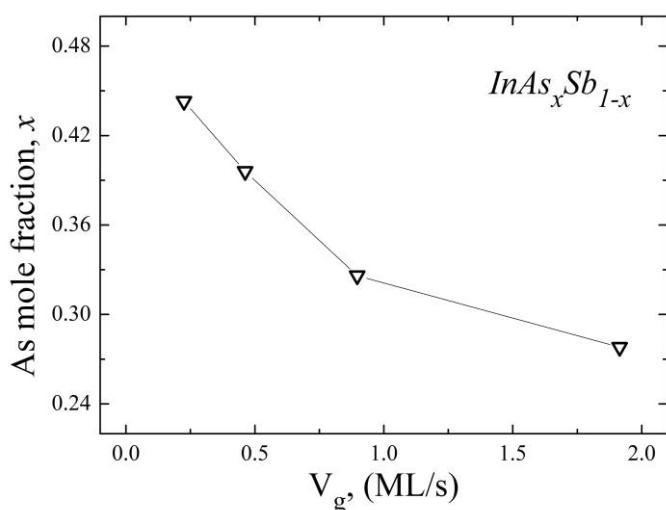
тел: (383)333-19-67, факс: (383)333-75-02, эл. почта: e2a@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-22

Твёрдые растворы $InAs_xSb_{1-x}$ являются перспективными полупроводниковыми материалами для создания быстродействующих электронных и оптоэлектронных приборов, работающих в инфракрасной области спектра. Выращивание таких твердых растворов с заданным составом является сложной научно-технологической задачей. Это обусловлено тем, что состав $InAs_xSb_{1-x}$ в подрешётке пятой группы является сложной функцией условий роста, таких как температура роста (T_s), величины и соотношения потоков атомов индия (J_{III}), молекул мышьяка (J_{As}) и сурьмы (J_{Sb}) [1].

Целью данной работы было экспериментальное исследование влияния скорости роста (как самостоятельного параметра) на состав твёрдых растворов $InAs_xSb_{1-x}$ при молекулярно-лучевой эпитаксии. Для этого необходимо в процессе роста образцов фиксировались как соотношение потоков V группы – J_{Sb}/J_{As} , так и соотношение полных потоков III и V групп – $(J_{Sb}+J_{As})/J_{III}$.

На подложках GaAs(100) была выращена серия из четырех образцов $InAs_xSb_{1-x}$ с использованием потоков молекул As₂ и Sb₄ при $T_s = 380^\circ\text{C}$. Скорость роста (V_g) варьировалась в диапазоне от 0.25 до 2 монослоев в секунду. Выращенные образцы были исследованы методом высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии.



прийти к заключению о роли скорости роста, формирования состава твердых растворов.

В представленной работе обсуждаются механизмы влияния V_g на состав твёрдых растворов $InAs_xSb_{1-x}$, выращенных методом МЛЭ.

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

Полученная зависимость состава x твёрдого раствора $InAs_xSb_{1-x}$ от V_g приведена на рисунке. Согласно приведенным данным, скорость роста выступает *самостоятельным* параметром процесса эпитаксии, определяющим состав твёрдых растворов с замещением по пятой группе.

В работах [1, 2] сообщается о факте влияния скорости роста на состав твердых растворов $A^{III}AsSb$. Но важно отметить, что фиксируя значение J_{Sb}/J_{As} , авторы не поддерживали постоянным соотношение $(J_{Sb}+J_{As})/J_{III}$ при варьировании V_g . При таком подходе не учитывается влияние соотношения $(J_{Sb}+J_{As})/J_{III}$ на состав адсорбционных слоев на поверхности роста.

Поэтому, по результатам этих работ нельзя

как самостоятельный параметра процессов

Литература

- [1] W. L. Sarney, S.P. Svensson // J. Vac. Sci. Technol B. 2015. V. 33(6). P. 060604-3.
- [2] T. Zederbauer, at all. // APL Mater. 2017. V. 5(3). P. 035501-6.

Создание фотослоя на основе селена с помощью импульсного отжига

А.Н. Папантонопуло^{1,2)}, Ф.В. Тихоненко²⁾

¹ Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск,
630073, Карла Маркса проспект, 20

² АО «НПП «Восток», Новосибирск, 630049, Дуси Ковальчук, 276
эл. почта: artem.papantonopulo@yandex.ru, tihonenko@nzpp.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-23

В данной работе была исследована возможность создания фоточувствительных структур ИК-диапазона на основе кремния, легированного селеном выше предела растворимости (hyper doped silicon). Полученные результаты могут быть использованы в солнечной энергетике, а также для создания фотоприёмных устройств ИК-диапазона.

В настоящее время тепловизионные системы ИК-диапазона получили широкое распространение в медицине, автомобильной промышленности, строительстве и т.д. Основой для создания фотонных детекторов служат соединения $A^{III}B^V$ и $A^{II}B^{VI}$, в то время как для тепловых детекторов используют материалы с высоким температурным коэффициентом сопротивления. И то, и другое создаёт определённые технологические трудности при интеграции фоточувствительных элементов с электронной схемой управления и усиления, выполненной по традиционной кремниевой технологии. В то же время, использование кремния для детектирования ИК-излучения затруднительно, в силу его большой ширины запрещенной зоны.

Расширить диапазон поглощения кремнием ИК-излучения возможно, например, за счёт примесного поглощения, для чего необходимо легирование кремния примесями, образующими глубокие уровни [1]. Одним из наиболее подходящих для данных задач элементом является селен за счет большого сечения фотоионизации и низкого сечения захвата. Однако селен имеет достаточно низкий предел растворимости в кремнии и высокий коэффициент диффузии. Первое снижает максимально достижимый квантовый выход, а второе ограничивает плотность фоточувствительных элементов.

Решить обе этих проблемы можно, используя для формирования фоточувствительного слоя быстрый термический отжиг. При этом удаётся сформировать субмикронные легированные слои с концентрацией селена, превышающей предел растворимости [2].

Была отработана технология импульсного отжига для создания фоточувствительного слоя на основе селена. Структура и состав полученных слоёв контролировались с помощью рамановских спектров и спектров поглощения. Концентрация свободных носителей определялась с помощью вольт-фарадных характеристик и эффекта Холла. Фотоэлектрические свойства слоя были исследованы при 77К на фотосопротивлениях и фотодиодах. Результаты подтверждают возможность создания фоточувствительных структур ИК-диапазона на основе кремния, легированного селеном выше предела растворимости.

Литература

- [1] Si H. Pan, Daniel R. et al. Enhanced visible and near-infrared optical absorption in silicon supersaturated with chalcogens. *Appl. Phys. Lett.* 98, 121913 (2011).
- [2] Berencén, Y. et al. Room-temperature short-wavelength infrared Si photodetector. *Sci. Rep.* 7, 43688 (2017).

Коллоидные атомно-тонкие квантовые ямы на основе соединений A^2B^6

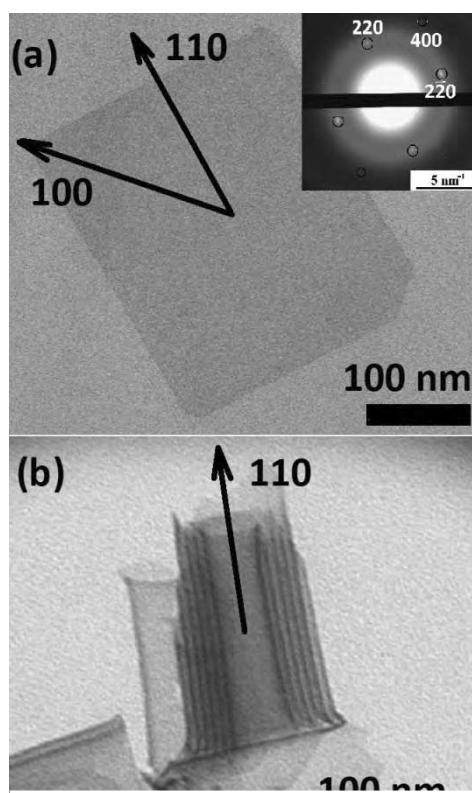
Р.Б. Васильев

Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, Москва, 119991, Ленинские горы 1
тел: +7 (495) 939-5471, эл. почта: romvas@inorg.chem.msu.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-24

Двумерные (2D) полупроводники обладают уникальными электронными свойствами, возникающими из-за атомно-тонкой толщины и двумерной электронной структуры. В последнее время большой интерес привлекают коллоидные квазидвумерные наночастицы A^2B^6 , выращенные химическими растворными методами. Эти системы характеризуются рекордно узкими полосами люминесценции и поглощения, коротким временем жизни носителей заряда и большим сечением поглощения, что делает их идеальными материалами для создания светоизлучающих элементов, фотодетекторов и лазеров.

В настоящем докладе обсуждается коллоидные атомно-тонкие нанолисты полупроводников на основе халькогенидов кадмия, включая подходы к растворному росту, особенности кристаллической структуры и оптических свойств. Данные наночастицы иначе называются коллоидными квантовыми ямами (quantum wells).



Изображения ПЭМ плоского (а) и свернутого (б) нанолиста CdTe.

Для роста данных атомно-тонких нанолистов был разработан метод синтеза в коллоидных растворах в температурном диапазоне 110–250°C [1]. Подбор условий позволил вырастить предельно тонкие нанолисты с толщиной толщину 1-2 нм (4 – 7 монослоев) и латеральными размерами до 1 мкм. Подробное исследование с использованием методов HRTEM, HAADF-STEM, SAED, XRD показало совершенную кристаллическую структуру. На рис.1а показаны плоские листы CdTe с размерами порядка 200 нм со структурой цинковой обманки с направлением [001], нормальным к плоскости листа. Было показано, что нанолисты CdTe спонтанно сворачиваются при замене олеиновой кислоты тиолами (рис 1б), формируя многостенные свертки [2]. Сворачивание происходит вдоль направления [110], при этом сохраняется монокристальный характер листов. Это индуцирует красный сдвиг экситонных полос с одновременным их уширением с сохранением двумерные оптические свойства. Механизм сворачивания связан с кооперативным эффектом лигандов на поверхности.

В оптических спектрах наблюдаются узкие экситонные полосы с шириной 5-8 нм [3], спектральное положение которых определяется толщиной нанолистов. Возможность контроля толщины с точностью до 1 монослоя позволяет прецизионно задавать спектральное положение полос поглощения и люминесценции. Двумерный характер

электронных свойств приводит к появлению полос в УФ спектральной области в дополнение к экситонным полосам в видимой области. Основной вклад в высокоэнергетические оптические переходы дают Х и М точки 2D зоны Бриллюэна, происходящие из L и X точек 3D зоны Бриллюэна.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 16-29-11694 и 19-03-00481.

Литература

- [1] N. N. Shlenskaya et.al. // Chem. Mater. 2017, 29 (2), pp 579–586.
- [2] R.B. Vasiliev et.al. // Phys. Rev. B, 2017, 95, 165414.
- [3] R.B. Vasiliev et.al. // Chem. Mater. 2018, 30 (5), pp 1710–1717.

Основные тенденции развития оптоэлектронной техники до 2030 года

А.С. Башкатов, Д.Н. Мещерова

*Мытищинский научно-исследовательский институт радиоизмерительных приборов,
Мытищи, Московская область*

DOI 10.34077/RCSP2019-25

В результате выполнения ОКР по программе развития ЭКБ в период 2011 - 2018 годов достигнуты определенные успехи в создании современных изделий квантовой электроники и компонентов ВОСП:

- разработан ряд матричных и линейных фоточувствительных приборов с переносом заряда на основе кремния для видимой и ближней ИК области спектра (0,4-1,0 мкм); матричные кремниевые КМОП-фотоприемники формата 1024x1024 с повышенной радиационной стойкостью; фотоприемные модули для спектральных диапазонов 3-5 и 8-10 мкм на основе гетероэпитаксиальных структур кадмий-ртуть-теллура и антимонида индия; фотоприемные модули для ИК области 0,9-1,7 мкм; фотоприемные устройства для ультрафиолетового (УФ) поддиапазона (260-280 мкм и 290-340 мкм; ряд быстродействующих лавинных ФПУ;

- разработана решетка лазерных диодов со средней мощностью импульса лазерного излучения 1500 Вт;

- разработан унифицированный ряд гетеролазеров повышенной радиационной стойкости с длинами волн излучения 780 нм, 794,7 нм и 852,1 нм. Завершается разработка отечественного радиационно-стойкого волокна и оптического кабеля на его основе.

В качестве важных направлений развития и задач для фоточувствительных приборов, изделий квантовой электроники и компонентов ВОСП в прогнозируемый период следует выделить следующие:

- имеется потребность и дефицит в части создания ряда отечественных лавинныхх p-i-n-фотодиодов и приемных модулей на их основе с высоким быстродействием (границная частота 10 – 50 ГГц) с различными размерами фоточувствительных элементов для области 1300 – 1600 нм, как для информационных систем так и для радиофотонных схем;

- к 2020 году будет разработан p-i-n-фотодиод с граничной частотой 2,5 ГГц. Требуется разработка отечественной промышленной технологии и серийный выпуск квантово-каскадных излучателей с высоким значением пиковой мощности излучения в диапазоне длин волн 3–5 мкм и 8–12 мкм;

- необходима разработка оптоэлектронных модулей для передачи и приема аналоговых сигналов с полосой частот модуляции до 30 ГГц для использования в специальных системах передачи и обработки информации, волоконно-оптических системах передачи информации по каналам РЛС, ФАР и АФАР;

- для систем навигации, обнаружения необходима разработка оптоэлектронных модулей для передачи и приема цифровых сигналов со скоростью передачи информации до 10 ГГбит/с. Требуется разработка промышленной технологии изготовления отечественных ОВ на длины волн 1,3 и 1,55 мкм и создание на их основе оптических кабелей для аппаратуры различного назначения;

- в интересах комплексов наблюдения за воздушным пространством и систем передачи информации требуется разработка многоканальных волоконно-оптических преобразователей, в том числе комбинированных и погружных;

- необходима разработка волоконно-оптических аттенюаторов фиксированных и с переменным управлением. Фотонных интегральных схем, как сочетание кремниевой технологии и технологии интегральной оптики.

Данные направления будут использоваться для волоконно-оптических систем передачи и распределения аналоговых СВЧ-сигналов и цифровых сигналов управления ФАР, АФАР РЛС различного назначения, а также многопозиционных РЛС для межмодульного обмена опорными частотами и синхросигналами требуется разработка таких компонентов ВОСП нового поколения как ВОЛЗА и ФВО аналоговых СВЧ-сигналов.

Эллипсометрический метод бесконтактного *in situ* контроля температуры в процессах МЛЭ КРТ

Д.В. Марин¹⁾, И.А. Азаров^{1,2)}, В.А. Швец^{1,2)}, С.В. Рыхлицкий¹⁾, М.В. Якушев¹⁾, Е.В. Спесивцев¹⁾

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

²НГУ, 630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2

тел: +7 (383) 330-5501, факс: +7(383)333-27-71, эл. почта: marin@isp.nsc.ru

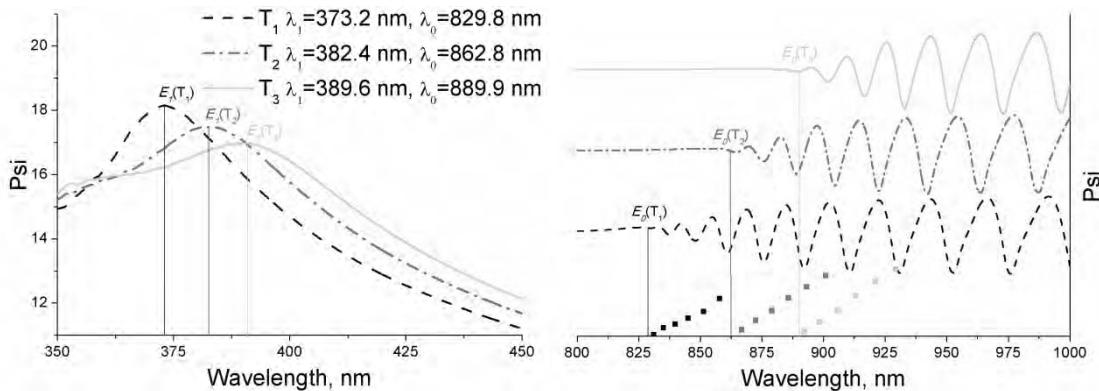
DOI 10.34077/RCSP2019-26

Ключевым параметром, определяющим качество получаемых структур в методе молекулярно-лучевой epitаксии (МЛЭ), является температура подложки. Существуют различные методы контроля температуры в условиях низкотемпературного синтеза МЛЭ, но каждый из них имеет свои ограничения [1, 2], и они не решают полностью поставленную задачу. Сделанные нами ранее оценки возможности лазерной эллипсометрии для контроля температуры показали, что точность метода составляет 20-30°C и не удовлетворяет требованиям технологии [2].

В данной работе предложен метод *in situ* контроля предростовой температуры CdTe на основе спектральной эллипсометрии, чувствительность которого на порядок превышает приведённую выше оценку. Для этого нами разработан, изготовлен и смонтирован на модуль роста КРТ спектральный эллипсометр ($\lambda=350\text{-}1100$ нм), конструкция которого оптимизирована под геометрию используемой вакуумной камеры.

Для измерения температуры используются характеристики спектров $\Psi(\lambda)$ и $\Delta(\lambda)$ вблизи критических точек зонной структуры CdTe, соответствующих краю поглощения E_0 ($\lambda_{0(300\text{ K})}\approx830$ нм) и межзонному переходу E_1 ($\lambda_{1(300\text{ K})}\approx370$ нм). Вблизи E_0 появляются интерференционные осцилляции Ψ и Δ , а вблизи E_1 наблюдается максимум в спектре $\Psi(\lambda)$. Спектральное положение критических точек зависит от температуры. Проведённая нами предварительно *ex-situ* калибровка на образцах CdTe показала, что чувствительность составляет 0.22 нм/°C для E_0 и 0.067 нм/°C для E_1 . Предложен метод определения E_0 по затуханию амплитуд интерференционных осцилляций, который позволяет находить значение λ_0 с точностью 0.5 нм, что соответствует точности определения температуры 3°C.

На рисунках показаны фрагменты спектров $\Psi(\lambda)$ вблизи указанных критических точек, измеренные *in situ*: при комнатной температуре (T_1), при температуре отжига подложки (T_3) и перед началом epitаксиального роста КРТ (T_2). На вставках приведены спектральные положения максимумов Ψ и начала интерференционных осцилляций. Амплитуды интерференционных осцилляций показаны жирными точками. Наблюдаются корреляции температурных изменений спектров в УФ и ИК областях.



Литература

- [1] А.Н. Магунов, Лазерная термометрия твердых тел, Физматлит, М., 2002
- [2] И.А. Азаров и др. Фотоника 2017. Тез. Докладов, Новосибирск, с. 119.

Управление генерацией и релаксацией упругих напряжений в AlN/c-Al₂O₃ темплейтах, выращиваемых методом плазменно-активированной МПЭ

О.А. Кошелев¹⁾, Д.В. Нечаев¹⁾, В.В. Ратников¹⁾, С.В. Иванов¹⁾, В.Н. Жмерик¹⁾

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

тел: +7 (812) 297-2245, факс: +7 (812) 297-1017, эл. почта: etukosheleva@gmail.com

DOI 10.34077/RCSP2019-27

Для изготовления большинства оптоэлектронных и сверхвысокочастотных приборов на основе AlN соединений используются темплейты AlN на подложках c-Al₂O₃ с высокой термической, радиационной и химической стойкостью, а также относительно низкой стоимостью. Однако высокое рассогласование решетки (13%) этих подложек с AlN слоями неизбежно приводит к генерации прорастающих дислокаций (ПД) с начальной плотностью $>10^{10} \text{ см}^{-2}$. Кроме того, выращенные AlN темплейты могут иметь высокие растягивающие напряжения ($>1 \text{ ГПа}$), что при характерных толщинах темплейта $>1 \text{ мкм}$ приводит к их растрескиванию. В данной работе рассматриваются процессы генерации и релаксации упругих напряжений на различных стадиях роста AlN темплейтов с помощью плазменно-активированной молекулярно-пучковой эпитаксии (ПА МПЭ), а также возможность их контроля с помощью варьирования режимов роста зародышевых слоев (ЗС) AlN.

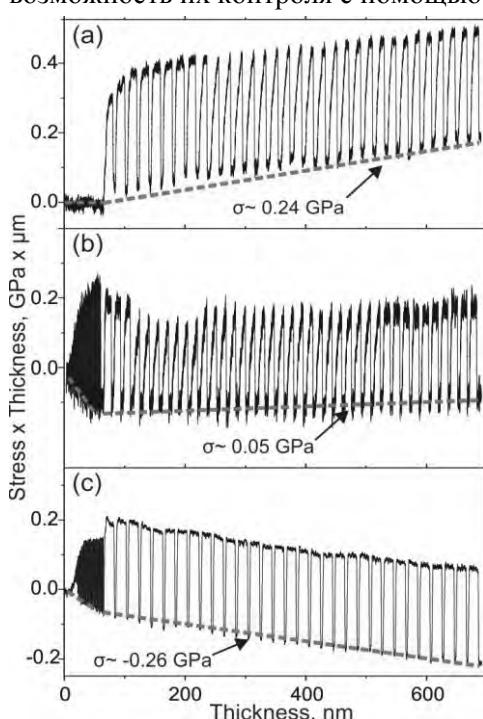


Рисунок 1 – Зависимости напряжение×толщина от толщины полученные с помощью МОИН для образцов A (а), B (б) и C (с). Пунктирной линией отмечено поведение среднего напряжения в слое.

Темплейты AlN, выращенные ПА МПЭ на подложках c-Al₂O₃ при температуре 780–850°C, представляли собой ЗС AlN толщиной 60 нм, поверх которых выращивались буферные слои (БС) AlN максимальной толщиной ~2 мкм. Для роста ЗС AlN использовались либо непрерывный 3D-режим роста с соотношением III/N ~ 0.6 (образец A), либо эпитаксия с повышенной миграцией (ЭПМ) [1] (образцы B и C) с варьированием времен подачи импульсов Al и N. БС в образцах A, B, C выращивались в режиме металломодулированной эпитаксии (ММЭ) [2] при соотношении потоков III/N 1.3, 1.05, 1.3 соответственно. Процессы генерации и релаксации упругих напряжений контролировались *in situ* с помощью разработанного многолучевого оптического измерителя напряжений (МОИН).

Из представленных на Рис. 1 зависимостей напряжение×толщина от толщины для образцов A, B и C следует, что знак и величина напряжений в темплейтах определяются, в первую очередь, условиями роста ЗС AlN. В докладе будут рассмотрены особенности генерации напряжений в AlN темплейтах на различных стадиях роста с учетом процессов коалесценции зародышевых и ростовых зерен AlN, а также встраивания избыточного металла (Al) в межзеренные границы. Кроме того, будут обсуждены основные способы снижения плотности ПД за счет увеличения диаметра зародышевых зерен, приводящего к снижению генерации дислокаций в ЗС на межзеренных границах, а также роста БС в переходном 2D-3D режиме, при котором наблюдается усиление междислокационного взаимодействия.

В заключение, будут сформулированы основные условия достижения полностью релаксированного или упруго-сжатого роста AlN темплейтов на подложках c-Al₂O₃ с концентрацией винтовых и краевых ПД не более $5 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$ и $5 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$, соответственно.

Литература

- [1] Д.В. Нечаев и др. // J. Crystal Growth, 2013, Т. 378, С. 319-322.
[2] В. Н. Жмерик и др. // J. Cryst. Growth, 2012, Т. 354, С. 188-192.

Упорядоченный массив вертикальных нанопроволок VO_2 наnanoструктурированной поверхности Si

С.В. Мутилин¹⁾, В.Я. Принц¹⁾, Л.В. Яковкина²⁾, В.А. Селезнев¹⁾, А.К. Гутаковский¹⁾

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева 13

² Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, Новосибирск,

630090, Пр. ак. Лаврентьева, 3

тел: +7 (383) 333-0699, факс: +7 (383) 330-5636, эл. почта: mutilin@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-28

Диоксид ванадия (VO_2) является одним из наиболее интересных и перспективных материалов с сильно коррелированными электронами. Он претерпевает резкий, обратимый фазовый переход полупроводник-металл под действием, например, температуры, излучения, электричества, механических напряжений и пр. При этом оптические, электрические и механические свойства VO_2 испытывают значительные изменения. Наиболее интересными являются монокристаллы VO_2 в которых, в отличие от поликристаллической пленки, ширина гистерезиса сужается до 1-3К, величина скачка проводимости увеличивается до 10^5 раз, а число повторений превосходит 10^{10} раз. Такие уникальные свойства фазового перехода могут быть использованы в микро/наноэлектронных устройствах и фотонных приложениях (в особенности в ИК и ТГц областях), таких как фотонные кристаллы, перестраиваемые метаматериалы, оптические ограничители, ультрабыстрые оптические переключатели [1].

До сих пор исследовались единичные монокристаллы VO_2 расположенные на подложках в случайном месте и имеющие случайные размеры в результате синтеза. В данной работе сообщается о формировании упорядоченного массива монокристаллических нанопроволок VO_2 с помощью селективного роста на периодических 3D структурах кремния полученных с помощью наноимпринт-литографии [2].

Массивы нанопроволок VO_2 были выращены с помощью осаждения из газовой фазы с использованием прекурсора ванадил ацетилацетоната на nanostructuredированной подложке [3]. Nanostructuredирование подложки было выполнено при помощи nanoimprint литографии на больших площадях (около 15x15 см) кремниевой пластины. Кристаллы VO_2 преимущественно растут

на литографических квадратиках размерами $80 \times 80 \text{ nm}^2$ нормально к поверхности.

Выращенные нанопроволоки состоят из одинаково ориентированных нанокристаллов высотой около 500 нм (Рис. 1).

Такие структуры перспективны в качестве новых устройств в основе которых лежит фазовый переход VO_2 и дают полную интеграцию в современные 2D и 3D интегральные схемы (совместимы с кремниевой технологией).

Таким образом, в данной работе мы представляем качественный переход от формирования и изучения одиночных, случайно выращенных кристаллов VO_2 к формированию и изучению прецизионных массивов одинаковых нанокристаллов VO_2 с контролируемым местоположением, периодом, размером, ориентацией, составом и пр. Полученные массивы вертикальных столбиков перспективны для формирования умных метаматериалов, фотонных кристаллов чувствительных к температуре, свету, механическим напряжениям и пр.

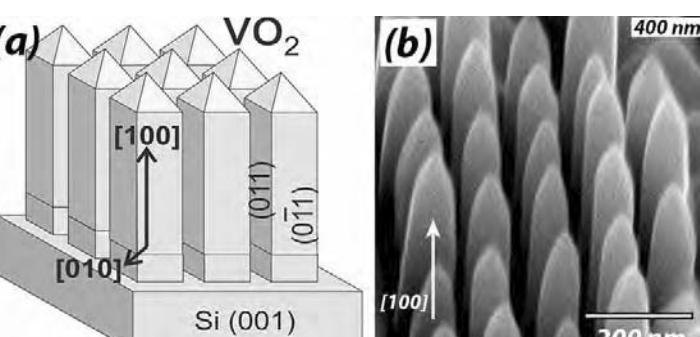


Рис. 1. Изображение упорядоченного массива нанопроволок VO_2 на nanostructuredированной поверхности Si. (а) Схематичное представление, (б) СЭМ изображение массива, вид сбоку

случайно выращенных кристаллов VO_2 к формированию и изучению прецизионных массивов одинаковых нанокристаллов VO_2 с контролируемым местоположением, периодом, размером, ориентацией, составом и пр. Полученные массивы вертикальных столбиков перспективны для формирования умных метаматериалов, фотонных кристаллов чувствительных к температуре, свету, механическим напряжениям и пр.

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

Литература

- [1] Y.Ke, et.al., Small, 14(39), 1802025, (2018).
- [2] L.V. Yakovkina, et.al., J Mater Sci 52 (7), 4061, (2017).
- [3] S.V. Mutilin, et.al., Appl. Phys. Lett., 113(4), 043101, (2018).

Структурные и оптические свойства тонких пленок PbS:Fe

Е.В. Мостовщикова¹⁾, В.И. Воронин¹⁾, Л.Н. Мaskaева^{2,3)}, А.Д. Кутянина²⁾, Н.А. Чуфарова²⁾

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

² УрФУ, Екатеринбург, 620002, ул. Мира, 19

³ ФГБОУ ВО Уральский институт ГПС МЧС России, Екатеринбург, 620062, ул. Мира, 22

тел: +7 (343) 378-3810, эл. почта: mostovsikova@imp.uran.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-29

Одним из методов управления характеристиками фоточувствительных слоев PbS, которые широко применяются в различных областях оптоэлектроники, является введение в реакционную смесь допиравших добавок. В основном в литературе исследуются нанокристаллические пленки сульфида свинца и эффект уменьшения размера кристаллитов пленки при введении легирующих солей. При этом наблюдаемые изменения полупроводниковых характеристик связывается с размерным эффектом вследствие уменьшения размера частиц до близкого к размеру экситона (~ 20 нм). В настоящей работе исследовано изменение свойств пленок PbS, полученных методом гидрохимического осаждения, при введении соли железа (II). Добавка в виде FeCl_2 выбрана, поскольку введение ионов Fe^{2+} может не только влиять на ширину запрещенной зоны PbS, но и приводить к появлению ферромагнетизма [1], а значит указать новые пути модификации свойств PbS. Чтобы исключить влияние размерного эффекта синтезированы пленки с размером кристаллитов больше 100 нм.

Пленки PbS:Fe толщиной $\sim 380\text{-}400$ нм получены гидрохимическим осаждением на стеклянные подложки из цитратно-аммиачной ванны с добавлением FeCl_2 от 0.05 до 5 ммоль/л. Кристаллическую структуру изучали методом рентгеновской дифракции на дифрактометре Дрон-4 с медным анодом в геометрии Брэгга-Брентано. Оптические исследования проводили в ближнем ИК диапазоне ($0.3 < E < 1.2$ эВ) с использованием призменного спектрометра.

По данным XRD анализа введение Fe^{2+} в PbS не изменяет тип кристаллической структуры PbS. При концентрации FeCl_2 в растворе не более 1 ммоль/л параметр решетки a увеличивается от 5.9321 Å до 5.9423 Å (рис.1а). Поскольку ионный радиус Pb^{2+} больше, чем Fe^{2+} , то наблюдаемое увеличение параметра a можно связать с внедрением ионов Fe^{2+} в междоузлия PbS. При увеличении концентрации FeCl_2 в растворе до 5 ммоль/л параметр a уменьшается до 5.9338 Å, что указывает на замещение свинца железом. В работе [2] обнаружено уменьшение параметра решетки PbS и формирование твердого раствора PbS:Fe с ростом содержания Fe^{2+} , однако в работе [2] рассматривались более высокие уровни легирования, чем у нас.

При введении FeCl_2 до 5 ммоль/л в спектрах поглощения наблюдается слабое уменьшение E_g от 0.44 эВ для исходного PbS до 0.42 эВ, а при энергии 0.3 эВ появляется дополнительная полоса поглощения, интенсивность которой увеличивается с ростом концентрации донора. (рис. 1б). Увеличение содержания FeCl_2 до 5 ммоль/л приводит к значительному синему сдвигу края поглощения, E_g увеличивается до 0.58 эВ, и к сдвигу примесной полосы поглощения в сторону больших энергий.

Рис.1 Зависимость параметра решетки от содержания FeCl_2 (а) и спектры поглощения (б) пленок PbS:Fe.

Таким образом, наблюдается корреляция в изменении параметров решетки и оптических свойств PbS:Fe вблизи края поглощения.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы 211 правительства Российской Федерации № 02.А03.21.0006 и в рамках государственного задания ФАНО России (тема "Поток" № АААА-А18-118020190112-8 и тема "Спин", № ААААА18-118020290104-2) и по проекту УрО РАН № 18-10-2-37.

Литература

- [1] S. Ravishankar, A.R. Balu, et al. // Optik. 2017. V.134. P.121-127
[2] O. Portillo Moreno, R. Gutierrez Perez, et al. // Optic. 2016. V.127. P. 10273-10282.

Покрытия из массивов субмикронных частиц Ge и их антиотражающие свойства

А.А. Шкляев^{1,2)}, А.В. Царёв^{1,2)}, Е.А. Колсовский¹⁾, К.В. Аникин¹⁾, А.Г. Милёхин^{1,2)}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

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

тел: +7 (913) 001-00-85, эл. почта: shklyaev@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-30

Дизелектрические частицы на поверхностях твёрдых тел являются эффективным инструментом для манипуляций с падающим светом, когда его длина волны λ и размер частиц d удовлетворяют соотношению $\lambda \sim nd$, где n - показатель преломления. При таких условиях в частицах возникают электрические и магнитные резонансы. В зависимости от формы частиц они также могут приводить к перераспределению интенсивности рассеянного света за счёт фокусировки. Один из наиболее простых и эффективных способов получения массивов частиц основан на использовании такого явления, как несмачиваемость. Осаджение Ge на поверхности SiO_2 приводит к образованию частиц Ge без образования смачивающего слоя, как это было впервые отмечено в [1]. В предшествующих многочисленных работах проводилось осаждение сравнительно малых количеств Ge (слои номинальной толщины до 10 нм) для получения частиц Ge нанометрового размера с целью изучения квантово-размерных эффектов. В данной работе нами исследовался процесс образования частиц Ge субмикронного размера на SiO_2 при осаждении покрытий Ge толщиной до 100 нм. В качестве подложек использовались пластины Si(100), покрытые как сверхтонкой плёнкой SiO_2 , так и плёнкой толщиной около 1 мкм. Эксперименты по получению частиц Ge проводились следующим образом. Сначала осаждался сплошной слой Ge на SiO_2 при комнатной температуре подложки. Последующий отжиг выращенных структур проводился в вакуумной печи при температуре в диапазоне от 550 до 900 °C. Было обнаружено, что механизм образования частиц Ge при реализации несмачиваемости зависит от толщины слоя Ge и температуры отжига (см. Рис.).

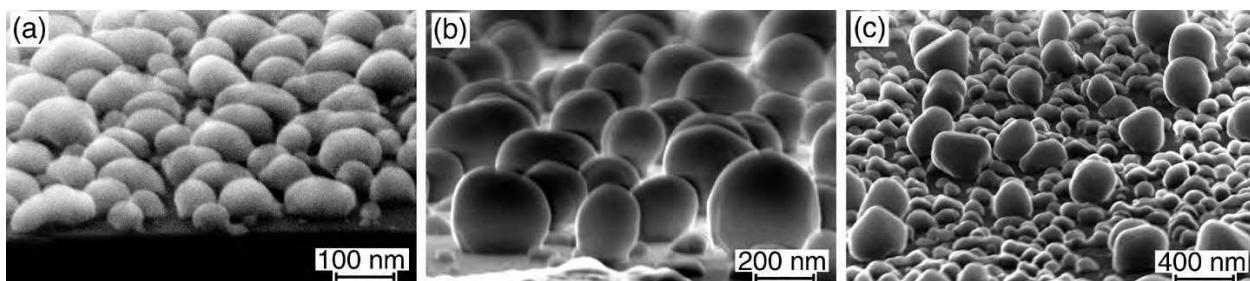


Рисунок. Изображения в сканирующем электронном микроскопе частиц Ge на поверхности SiO_2 , полученных отжигом сплошного слоя Ge толщиной (а) 40, (б) 60 и (с) 86 нм при температурах 700, 800 и 850°C соответственно.

Полученные структуры использовались для измерения спектров отражения света. Проводились расчёты спектров отражения методом 3D FDTD. Путём сравнения экспериментальных и рассчитанных спектров определялся вклад массивов частиц Ge в отражение света. В результате были получены данные для определения возможности использования массивов частиц Ge в качестве антиотражающих покрытий.

Работа проводилась при финансовой поддержке РФФИ, грант № 18-29-20066.

Литература

- [1] A.A. Shklyaev, M. Ichikawa. Effect of interfaces on quantum confinement in Ge dots grown on Si surfaces with a SiO_2 coverage. Surf. Sci. 2002. v. 514, pp. 19-26.

Оптические свойства поверхности кремния после плазменных обработок

Л.Н. Сафонов, В.А. Антонов, Э.Д. Жанаев, **В.П. Попов**, Е.В. Спесивцев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН

Новосибирск 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Тел.: +7(383)333-25-37, эл. почта: popov@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-31

Плазменные обработки широко используются для пассивации и снижения скорости поверхностной рекомбинации в солнечных элементах (СЭ) и фотоприемниках. Кроме того, условия обработки поверхности кремния определяют свойства ОПЗ и слоев окисла на границе сращивания пластин n- и p-типа, соединяемых путем бондинга для многопереходных СЭ. В работе исследовано влияние газового состава плазмы с диэлектрическим барьером, пассивирующей поверхность кремния при атмосферном давлении (DBD) на оборудовании SUSS MicroTec.

Анализ соединений, образующихся на поверхности кремния, проводился методом многократного нарушенного полного внутреннего отражения (МНПВО). Из пластин безкислородного кремния с двухсторонней полировкой изготавливались образцы размером 40 x 20 мм. Короткие торцы шлифовались под углом 45° и полировались так, что получалась трапеция. ИК излучение вводилось/выводилось через короткие полированные грани призмы и, таким образом на спектрометре IFS 66 регистрировался спектр пропускания призмы после приблизительно 100 отражений от поверхности. Исходно регистрировался спектр пропускания призм с гидрофобной поверхностью после химической обработки. Этот спектр поглощения вычитался из спектра поглощения призмы, обработанной в DBD плазме.

На рисунке 1 приведены такие разностные спектры поглощения призм, обработанных в азотной плазме без водорода и с добавлением водорода. Отметим, что после обработки поверхности в плазме любого состава поверхность кремния становится гидрофильной, что проявляется в виде широкой составной полосы вблизи 3500 cm^{-1} . Как видно из рисунка при обработке в плазме исчезают первоначально присутствовавшие Si-H и C-H связи, однако на гидрофильной поверхности формируется пленка SiO_2 (LO и TO фононы) с различными свойствами.

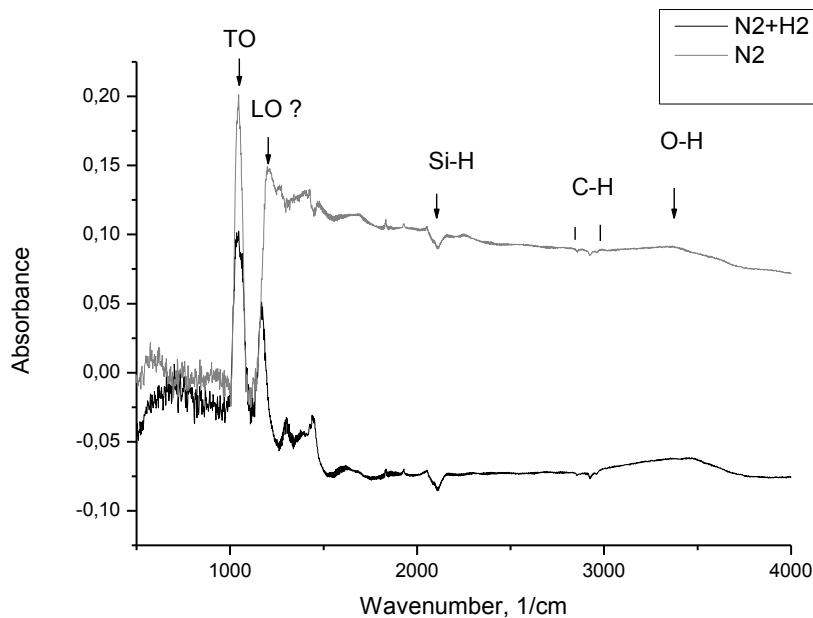


Рисунок 1. Разностные спектры поглощения призмами МНПВО, обработанными в азотной DBD плазме.

Оптическое детектирование спиновой поляризации свободных электронов в полупроводниковых гетероструктурах с пространственным разрешением

**О.Е. Терещенко^{1,2)}, В.А. Голяшов^{1,2)}, В.С. Русецкий^{1,3)}, Н.С. Назаров²⁾,
А.В. Миронов³⁾, В.В. Аксенов³⁾**

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

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

³ЗАО «ЭКРАН-ФЭП», ул. Зеленая горка, д.1, Новосибирск, 630060

тел: +7 (383) 330-78-83, эл. почта: teresh@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-32

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. Предлагаемый тип спин-детектора позволяет измерять три компоненты проекции спина: две компоненты спина в плоскости поверхности, используя тонкий ферромагнитный слой на полупроводнике в качестве спин-фильтра [1,2], и нормальную компоненту, измеряя поляризацию катодолюминесценции (КЛ).

Методом поляризованной катодолюминесценции изучена инжекция спин-поляризованных электронов в вакуумных фотодиодах, в которых источником спин-поляризованных 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 спин-поляризованных электронов в квантовые ямы. Получена величина асимметрии равная 15%, близкая к теоретической оценке. Впервые измерено пространственное (латеральное) распределение поляризации электронов в сечении пучка путем измерения распределения латеральной интенсивности поляризованной катодолюминесценции. Данный спин-детектор позволит увеличить эффективность измерения спиновой поляризации в 10^4 раз относительно одноканального спин-детектора Мотта.

Литература

- [1] O.E. Tereshchenko, et al. // J. of Appl. Phys. 109, 113708 (2011).
- [2] X. Li, et al. // Appl. Phys. Lett. 105, 052402 (2014).

Магнитоэлектрическая микрокриогенная система с комбинированным регенератором, работающая по обратному циклу Стирлинга для криостатирования фотоприёмных устройств

А.В. Самвелов, С.Г. Ясев, А.С. Москаленко, К.С. Павлов

Акционерное общество «Оптико-механическое конструкторское бюро «АСТРОН»,

Московская область, г. Лыткарино, 140080, ул. Парковая, 1

тел./факс: +7 (495) 941-62-72, эл. почта: v@astrohn.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-33

Редкоземельные металлы обладают особыми физическими свойствами и могут быть использованы для создания преобразователей энергии. Одним из примеров является магнитное охлаждение, на основе магнитокалорического эффекта (МКЭ). Он наблюдается при адиабатном размагничивании парамагнитного материала, обладающего хорошими магнитными свойствами при температурах вблизи температуры Кюри (Нееля), в частности, высоким МКЭ, когда в изотермических условиях рабочий элемент из такого материала намагничивается в магнитном поле, нагреваясь при этом, а затем, при съёме магнитного поля размагничивается, в процессе чего, охлаждаясь, обеспечивает криостатирование объекта.

Разработана магнитоэлектрическая микрокриогенная система (МКС) с комбинированным регенератором (рис.), работающая по обратному циклу Стирлинга для криостатирования фотоприёмных устройств (ФПУ) со ступенью окончательного охлаждения, работающей на МКЭ. Рабочее тело ступени предварительного охлаждения - газообразный гелий, рабочее тело ступени окончательного охлаждения - двухфункциональный лантаноидный регенератор, выполненный в «холодной» области из гольмия. В первой ступени реализуется обратный ц. Стирлинга, во второй ступени гелий окончательно охлаждается при снятии магнитного поля с МК-ступени (гольмевой области регенератора) - процесс адиабатного размагничивания. «Холодная» область насадки регенератора, выполненная из гольмия, помимо реализации МК-эффекта, позволяет оптимизировать регенерацию обратного ц. Стирлинга за счёт повышения теплоёмкости гольмия вблизи температуры нормального кипения ж. азота.

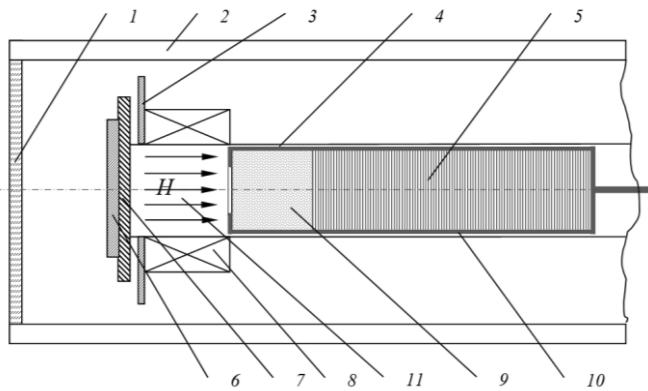


Рисунок. Охладитель МКС Стирлинга с МК-ступенью охлаждения 1 - оптическое окно ФПУ; 2 - вакуумный теплозолирующий корпус; 3 - антимагнитный экран; 4 - детандер со встроенным регенератором; 5 - область насадки регенератора из традиционных сетчатых стальных дисков; 6 - ФПУ; 7 - держатель ФПУ; 8 - активный магнитный элемент; 9 - парамагнитная область регенератора (гольмий); 10 - детандерный поршень.

Созданная МКС Стирлинга с МК-ступенью криостатирования позволяет расширить диапазон температур криостатирования до 90...60 К, повысить КПД МКС в этом диапазоне температур на 10-15 %, снизить потребляемую мощность на 15 %. Одновременно повышается эффективность регенерации тепла в активном регенераторе, а также дополнительное охлаждение во второй магнитокалорической ступени устройства. Т.о. достигается снижение температуры криостатирования до 60 К, уменьшение потребляемой мощности до 12-15 % и повышение КПД на 8-10 %.

Литература

- [1] С.А. Никитин. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. М.: МГУ, 1989. 247с.
- [2] А.С. Андреенко и др. // Успехи физических наук. 1989. Т. 158, вып. 4. С. 553-579.
- [3] Е.М. Савицкий. Металловедение редкоземельных металлов. М.: Наука, 1975. 272 с.

Локализованные состояния и фоточувствительность пленок PbSnTe:In в ИК и ТГц областях спектра

А.Э. Клинов^{1,2)}, А.Н. Акимов¹⁾, В.А. Голяшов^{1,3)}, Д.В. Ищенко¹⁾, Н.С. Пащин¹⁾, С.П. Супрун¹⁾, А.С. Тарасов¹⁾, О.Е. Терещенко^{1,3)}, В.Н. Шерстякова¹⁾, В.С. Эпов¹⁾

¹ Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

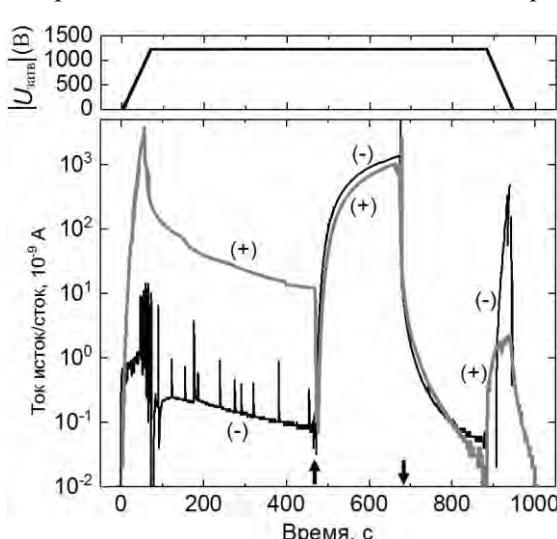
² НГТУ, Новосибирск, 630073, пр-т К. Маркса, 20

³ НГУ, Новосибирск, 630090, Пирогова, 2

тел.: +7 (383) 330-7883, факс: +7 (383) 333-2766, эл. почта: klimov@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-34

Рассмотрены особенности фоточувствительности структур на основе пленок узкозонного твердого раствора PbSnTe:In, полученных методом МЛЭ на подложках (111)BaF₂. Исследованы образцы с содержанием SnTe ~ 24-32 %, для которых при гелиевых температурах в отсутствие освещения наблюдалось полу-изолирующее состояние [1].



Временные зависимости тока МДП-структуры (внизу) и величины затворного напряжения |U_{затв}| (вверху). На рисунке (+) и (-) - полярность U_{затв}. Стрелка (↑) – включение, (↓) – выключение освещения в области фундаментального поглощения.

Спектральная чувствительность в ИК области определяется межзонными переходами в условиях захвата одного типа неравновесных носителей заряда на локализованные состояния. Рассмотрены экспериментальные результаты по ИК чувствительности PbSnTe:In МДП-структур (диэлектрик - полипропиленовая пленка толщиной 8 мкм, величина затворного напряжения - до ±1250 В), в которых проводимость n⁺-i-n⁺ канала с длиной i-области 50 мкм определяется токами, ограниченными пространственным зарядом (ТОПЗ). Из приведенного рисунка видно, что поведение темнового и фототока качественно различно для разных полярностей затворного напряжения U_{затв}. Так, в момент (↑) для (+) наблюдалась отрицательная фотопроводимость с уменьшением тока примерно в 100 раз, тогда как для (-) фототок возрастал монотонно. Для (-) в области t > 880 с (уменьшение |U_{затв}|) «всплеск» тока для (-) примерно в 100 раз больше по величине и существенно отличается по форме от (+). Это свидетельствует о существенном влиянии на ИК

фотопроводимость локализованных состояний, расположенных на поверхности или вблизи нее, что находится в согласии с данными по влиянию химической обработки поверхности на ИК фотопроводимость [2]. Приведены экспериментальные данные по фоточувствительности структур на основе PbSnTe:In в ТГц диапазоне спектра в различных режимах. Полученные результаты анализируются на основе представлений о сложном энергетическом спектре локализованных состояний, которые могут заполняться как при освещении в фундаментальной области поглощения, так и за счет инъекции из контактов в режиме ТОПЗ.

Работа выполнена при частичной поддержке (изготовление образцов) РФФИ, грант №17-02-00575а.

Литература

- [1] Б.А.Волков, Л.И.Рябова, Д.Р.Хохлов // УФН. 2002. Т.172. №8. С.875–906.
[2] A.E.Klimov et al. 4th Asian School-Conference on Physics and Technology of Nanostructured Materials, Vladivostok, Russia, 23-28 September 2018, proceed., p. 82-83.

Распределение примесей в мультикриSTALLическом кремнии, выращенном из UMG-кремния методом Бриджмена

С.М. Пещерова¹⁾, Р.В. Пресняков¹⁾, А.И. Непомнящих¹⁾, Н.В. Клушина^{1,2)}

¹ Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН,
664033 г. Иркутск, ул. Фаворского, д.1 "А"

² Иркутский государственный университет, 664003, ул. Карла Маркса, д.1

эл. почта: spescherova@mail.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-35

В последние годы в технологии фотоэлектрических преобразователей на основе мультикриSTALLического кремния (mc-Si) существенной альтернативой стало использование n-типа проводимости в качестве материала исходной подложки наряду с традиционным p-типа. Показано, что в слитках n типа высокие значения времени жизни неравновесных носителей заряда (вплоть до 1 мс) обусловлены не столько фундаментальным отличием электронов от дырок, сколько отсутствием глубоких уровней, характерных именно для mc-Si p-типа [1]. Например, это уровни, связанные с образованием комплексов B-O и Fe-B. Актуальной альтернативой, снижающей себестоимость кремниевых пластин, является использование металлургического кремния высокой чистоты (UMG-Si, 5N-6N) в качестве исходной для выращивания слитков загрузки. Однако, не все присутствующие в нём примеси и не всегда образуют монотонно возрастающий профиль распределения, соответствующий конкретному значению эффективного распределения (<1) конкретной примеси [2]. Помимо начальной концентрации примеси, скорости и формы фронта кристаллизации, процессов в расплаве, необходимо учитывать еще и зёренко-граничную структуру слитка, распределение дислокаций. Неравномерность распределения примесей в mc-Si в существенной мере связана с процессами сегрегации примесей на межзёренных границах общего типа и дислокациях [3]. В настоящей работе мы рассматриваем особенности взаимодействия 19 элементов примесей между собой в зависимости от формируемой макроструктуры слитка. Процессы сегрегации примесей связаны не только с границами общего типа и дислокациями, но и с распределением их в виде микровключений в зёдрах [4]. Причем, микровключения различных составов по-разному влияют на распределение времени жизни ННЗ в объеме слитка мультикриSTALLия. А состав микровключения, в свою очередь, связан с кристаллографическими особенностями зерна: более плотноупакованные относительно плоскости фронта кристаллизации зёдра (зёдра с высокой ретикулярной плотностью) существенно меньше содержат микровключений и дислокаций, чем зёдра с более низкой ретикулярной плотностью. Влиять на процессы распределения примесей в процессе кристаллизации, таким образом, представляется возможным благодаря обеспечению особых тепловых и скоростных режимов направленной кристаллизации. Это перспективное направление исследований позволит достичь высокой эффективности фотоэлектропреобразователей на основе мультикриSTALLия и существенно снизить их себестоимость за счёт использования в качестве исходного сырья UMG-Si.

Литература

- [1] J. Schön, F. Schindler, W. Kwapil et al. Identification of the most relevant metal impurities in mc n-type silicon for solar cells. Solar Energy Materials and Solar Cells 142:107-115, DOI: 10.1016/j.solmat.2015.06.028.
- [2] M. C. Schubert, J. Schön, F. Schindler et al. Impact of Impurities From Crucible and Coating on mc-Silicon Quality—the Example of Iron and Cobalt, IEEE Journal of Photovoltaics 3(4):1250-1258, 2013, DOI: 10.1109/JPHOTOV.2013.2279116.
- [3] S. J. Bo, S. S. Matsushima. Effects of crystal defects and their interactions with impurities on electrical properties of multicrystalline Si Effects of crystal defects and their interactions with impurities on electrical properties of multicrystalline Si, Journal of Applied Physics 113(133503), 2013, DOI: 10.1063/1.4798600.
- [4] С.М. Пещерова, Е.Б. Якимов, А.И. Непомнящих, Л.А. Павлова, О.В. Феклисова, Орлов В.И., Р.В. Пресняков. Зависимость объемных электрофизических свойств мультикриSTALLия от параметров разориентации зёрен, Физика и техника полупроводников, 2019, том 53, вып. 1, с. 59-64.

Самопроизвольные перестройки атомной структуры полупроводниковых интерфейсов с Cs – покрытиями

В.В. Бакин¹⁾, С.Н. Косолобов¹⁾, С.А. Рожков^{1,2)}, Г.Э. Шайблер^{1,2)}, А.С. Терехов¹⁾

¹ Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

² Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, 6300901, Пирогова, 2

тел: +7 (383) 330-98-74, факс: +7 (383) 333-27-71, эл. почта: terek@isp.msc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-36

Полупроводниковые фотокатоды с эффективным отрицательным электронным сродством (ОЭС) являются наиболее совершенными эмиттерами электронов и широко используются в современных фотоприёмниках и фотоэлектронных инжекторах, предназначенных для решения фундаментальных научных и важных практических задач. Дальнейшее повышение технических характеристик ОЭС – фотокатодов сдерживается недостаточным пониманием физических закономерностей формирования атомной структуры ОЭС – интерфейсов с оптимальными Cs – покрытиями, обеспечивающими максимальную вероятность выхода фотоэлектронов в вакуум (P_e) и стабильность P_e во времени. Для изучения этих закономерностей мы экспериментально исследовали спонтанные изменения вероятности выхода фотоэлектронов из p - GaN(Cs) – фотокатода в вакуум (P_e) и их энергетических распределений ($n_e(\epsilon_{ion})$) во время прерываний Cs – потока в экстремально высоком вакууме (ЭВВ), в котором адсорбция остаточных газов на ОЭС – интерфейсе была пренебрежимо мала [1]. Мы выбрали интерфейс p-GaN(Cs) - вакуум как модельный потому, что исходная атомарно – чистая поверхность p-GaN – слоя не содержала избыточного галлия и азота. Эксперименты проводились в широком интервале Cs – покрытий (Θ_{Cs}), как меньших, так и больших оптимального (Θ^{op}_{Cs}), при котором $P_e(\Theta_{Cs})$ достигала максимума и оставалась стабильной после прерывания Cs – потока. Обнаружено, что прерывания Cs – потока при $\Theta_{Cs} < \Theta^{op}_{Cs}$ вызывали спонтанные уменьшения $P_e(t)$, в то время как прерывания Cs – потока при $\Theta_{Cs} > \Theta^{op}_{Cs}$ вызывали её спонтанный рост. Для объяснения спонтанных изменений $P_e(t)$ и $n_e(\epsilon_{ion}, t)$ мы предложили термодинамическую модель, связывающую наблюдаемые изменения с самопроизвольными изменениями атомной структуры интерфейса, снижавшими его удельную свободную энергию и изменявшими его удельную энтропию [1]. Важную информацию о влиянии атомной структуры поверхности полупроводника на фотоэмиссионные свойства ОЭС - фотокатода мы получили из анализа формы зависимостей $P_e(\Theta_{Cs})$, изученных для поверхностей p-GaAs - слоёв с ориентацией [001] при различных концентрациях избыточного мышьяка (δ_{As}). Величину δ_{As} в экспериментах мы увеличивали путём снижения максимальной температуры финишного прогрева p-GaAs - слоя. Было установлено, что $P_e(\Theta_{Cs})$ возрастает с увеличением Θ_{Cs} для p-GaAs – слоёв с любой δ_{As} и достигает максимума при оптимальном Cs – покрытии. Мы обнаружили, что величина Θ^{op}_{Cs} при этом снижалась с уменьшением δ_{As} и достигала минимума при формировании Ga – стабилизированной поверхности, для которой $\delta_{As} \approx 0$. Наблюдаемые закономерности мы объяснили тем, что слабосвязанные As – атомы на поверхности p-GaAs при $\delta_{As} > 0$ взаимодействуют с адсорбированными Cs – атомами с образованием кластеров арсенида цезия. Формирование кластеров увеличивает удельную энтропию интерфейса p-GaAs(Cs) – вакуум, увеличивая тем самым вероятности рассеяния и рекомбинации фотоэлектронов на интерфейсе и снижению P_e . Из экспериментов известно, что максимальная P_e для интерфейса p-GaAs(Cs,O) – вакуум достигается при формировании (Cs,O) – покрытия на Ga – стабилизированной поверхности p-GaAs, для которой $\delta_{As} \approx 0$. С другой стороны, если температура и (или) длительность прогрева поверхности p-GaAs – слоя превышают оптимальные значения, то избыточное испарение мышьяка сопровождается появлением на Ga – стабилизированной поверхности полупроводника подвижных Ga – атомов, постепенно объединяющихся в макроскопические Ga – капли. Наблюдаемые нами нестабильности $P_e(t)$ на Ga – стабилизированных поверхностях p-GaAs мы объяснили взаимодействием подвижных Cs- атомов с Ga – каплями с образованием различных интерметаллических соединений, увеличивающих вероятности рассеяния и рекомбинации фотоэлектронов во время их перехода из полупроводника в вакуум. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 19-02-00517).

Литература

[1] В.В.Бакин и др. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т.108, вып.3.С.180-184.

Эмиссия и инжекция электронов низких энергий в вакуумных диодах с электродами на основе полупроводниковых гетероструктур с эффективным отрицательным электронным сродством

В.А. Голяшов^{1,2)}, Н.А. Назаров²⁾, В.С. Русецкий^{2,3)}, А.В. Миронов²⁾, В.В. Аксенов²⁾, О.Е. Терещенко^{1,2)}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН,

630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

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

³ ЗАО "ЭКРАН-ФЭП", 630060, Новосибирск, ул. Зеленая горка 1.

тел: +7 (913) 200-2603, эл. почта: vladimir_golyashov@gmail.com

DOI 10.34077/RCSP2019-37

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 частности, интерес представляет получение энергетических и угловых распределений фотоэлектронов, эмитируемых из фотокатодов с ОЭС и построение соответствующей детальной модели процесса эмиссии электронов из области пространственного заряда на поверхности полупроводника с ОЭС в вакуум [1]. Основной проблемой при изучении фотокатодов с ОЭС является очень низкая (до 300 мэВ) кинетическая энергия эмитируемых фотоэлектронов, и, как следствие, сильное влияние любых неоднородностей прикладываемого электрического поля. Эту проблему удается избежать при изучении процессов фотоэмиссии электронов в вакуумных фотодиодах, в которых оба электрода являются полупроводниковыми гетероструктурами с эффективным отрицательным электронным сродством [2]. Кроме того, такие фотодиоды позволяют изучать инжекцию свободных электронов (в том числе поляризованных по спину) в полупроводниковые гетероструктуры.

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 фотокатода, т.е. выше 50%. Предложен новый вакуумный многокаскадный солнечный элемент с несколькими р-п переходами, разделенными вакуумными зазорами [3]. Измерения энергетических распределений фотоэлектронов при низких температурах подтвердили наличие тонкой структуры в фотоэмиссионных спектрах, связанной с рассеянием электронов на оптических фононах при выходе в вакуум через квантово-размерные состояния в области пространственного заряда.

Методом поляризованной катодолюминесценции (КЛ) изучена инжекция свободных поляризованных по спину электронов в гетероструктуры AlGaAs с квантовыми ямами GaAs. Измерена зависимость циркулярной поляризации КЛ от энергии инжектируемых электронов в интервале 0.5-4 эВ, которая удовлетворительно описывается релаксацией спина по механизму Дьяконова-Переля. Показана возможность измерения пространственного распределения поляризации электронов по одной проекции спина в сечении пучка электронов путем измерения пространственного распределения интенсивности и поляризации КЛ. Обсуждается влияние углового распределения эмитированных из фотокатода электронов на получаемые картины КЛ и возможность восстановления полного их энергетического распределения из картин КЛ.

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

Литература

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

Микро- и наноструктурирование оптических материалов с помощью фемтосекундного ИК излучения

С.А. Бабин^{1,2)}, А.В. Достовалов^{1,2)}, А.А. Вольф^{1,2)}

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, 630090, Коптюга, 1

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, Пирогова, 1

тел.: +7 (383) 330-6939, факс: +7 (383) 330-8878, эл. почта: babin@iae.nsk.su

DOI 10.34077/RCSP2019-38

Ультракороткая длительность, высокая интенсивность и стабильность фемтосекундных импульсов, генерируемых твердотельными и волоконными лазерами [1] привели к развитию принципиально новых технологий, в частности, технологии микро- и нано-структурирования прозрачных оптических материалов. В докладе будет сделан обзор работ по развитию данного направления на прецизионной фемтосекундной лазерной установке, созданной совместно НГУ и ИАиЭ СО РАН.

Изменение показателя преломления в точке фокуса лазерного импульса (длительностью 230 фс и энергией ~100 нДж на длине волны 1030 нм) дает возможность поточечной записи периодических структур в сердцевине одномодового волоконного световода с периодом ≈500 нм [2]. Записанные волоконные брэгговские решетки (ВБР) имеют уникальные параметры: высокую температурную, механическую и радиационную стойкость. При этом ширина спектра отражения длинных (>5 см) ВБР составляет <20 пм, а ширина окна пропускания за счет наведенного сдвига фазы в структуре <1 пм. Это позволяет создавать на основе таких ВБР прецизионные датчики температуры и деформаций и одночастотные лазеры с распределенной обратной связью с шириной линии генерации ≤10 кГц [3].

Фемтосекундная технология также имеет принципиальные преимущества перед традиционными при формировании структур в многосердцевинных и многомодовых световодах. Высокая точность позиционирования в поперечном сечении световода позволяет формировать решетки в отдельных сердцевинах, причем с разной брэгговской длиной волны [4]. Такие многосердцевинные наборы ВБР-датчиков применены для восстановления формы волокна (как в статическом, так и динамическом режимах), что позволяет создавать 3D-сенсоры для применений в микрохирургии. Это же свойство используется для формирования ВБР в разных областях поперечного сечения многомодовых световодов, что позволяет селектировать отдельные поперечные моды: как фундаментальную (LP_{01}), так и высших (например, LP_{11}). На этой основе созданы эффективные ВКР-лазеры с прямой диоднойнакачкой пассивного многомодового градиентного световода, генерирующие в области 950-980 нм [5], где традиционные волоконные лазеры на волокнах, легированных редкоземельными элементами, не работают.

Кроме того, данная технология позволяет изменять показатель преломления в объеме прозрачного материала и формировать волноводные структуры для создания элементов интегральной оптики: разветвители, волноводы, интерферометры Маха-Цендера, модуляторы, поляризационные элементы в различных средах: стекла, кристаллы, полимеры [6]. По сравнению с традиционными методами нанолитографии технология прямой фс лазерной записи обеспечивает более высокую производительность, гибкость при создании различных конфигураций и 3-мерную геометрию записи. Более того, в последнее время развивается направление создания различных оптических элементов непосредственно в кремниевом чипе и записи брэгговских решеток на поверхности GaN пленок [7,8].

Литература

- [1] M.E. Fermann, I. Hartl. // Nature Photonics. 2013. V.7, P. 868–874.
- [2] A. V. Dostovalov et al. // Opt. Express. 2016. V. 24, P. 16232–16237.
- [3] A. Wolf et al. // Opt. Laser Technol. 2018. V.101, P. 202–207.
- [4] M.I. Skvortsov et al. // Opt. Lett. 2019. V. 44, P. 295–298.
- [5] E.A. Evmenova et al. // Sci. Rep. 2018 V.8, P. 17495.
- [6] R. Osellame et al. Femtosecond Laser Micromachining, Springer-V, Berlin, 2012.
- [7] O. Tokel et al. // Nat. Photonics. 2017. V. 11, P. 639–645.
- [8] A. Halstuch et al. // Opt. Lasers Eng. 2018. V. 109, P. 68–72.

Локальный спектральный анализ полупроводниковых нанокристаллов

А.Г.Милёхин^{1,2)}, М.Rahaman³⁾, Т.А.Дуда¹⁾, И.А.Милёхин¹⁾, К.В.Аникин¹⁾, Е.Е.Родякина^{1,2)}, Р.Б. Васильев⁴⁾, V.M. Dzhagan⁴⁾, D.R.T. Zahn³⁾, А.В. Латышев^{1,2)}

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск

³Semiconductor Physics, Chemnitz University of Technology, D-09107 Chemnitz, Germany

⁴Московский государственный университет им.М.В. Ломоносова, 119991, Москва

⁵V.Ye. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, Ukr. Nat. Acad. Sci., Kyiv 03028, Ukraine

тел:+7 (383) 330-2204, факс:+7 (383) 333-2771, эл. почта: milekhin@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-39

Предложен новый метод локального спектрального анализа полупроводниковых наноструктур, основанный на обнаруженном гигантском комбинационное рассеяние света (КРС) полупроводниковыми наноструктурами, расположенными на поверхности массива нанокластеров Au, вблизи металлизированного кантилевера атомно-силового микроскопа (ACM) (рис.1а).

В зазоре между металлическими нанокластерами и острием кантилевера ACM микроскопа, где расположена полупроводниковая наноструктура, возникает сильное увеличение локального поля («горячая точка») и, как следствие, резкое усиление сигнала КРС.

В эксперименте наблюдается гигантское усиление сигнала КРС локализованными продольными и поверхностными оптическими фононами (LO и SO) в нанокристаллах (НК) CdSe (коэффициент усиления 10^6). Картирование сигнала КРС на частоте оптических фононов CdSe позволило изучить эффекты локальных электромагнитных полей на фоновый спектр нанокристаллов CdSe с пространственным разрешением 2 нм [1], определить фоновый спектр отдельных нанокристаллов CdSe размером 6 нм [2], что находится далеко за дифракционным пределом (Рис.1б). Показано, что максимальное усиление сигнала наблюдается от торцов нанокластеров Au, имеющих цилиндрическую форму (Рис.1б), где локальное электромагнитное поле максимально.

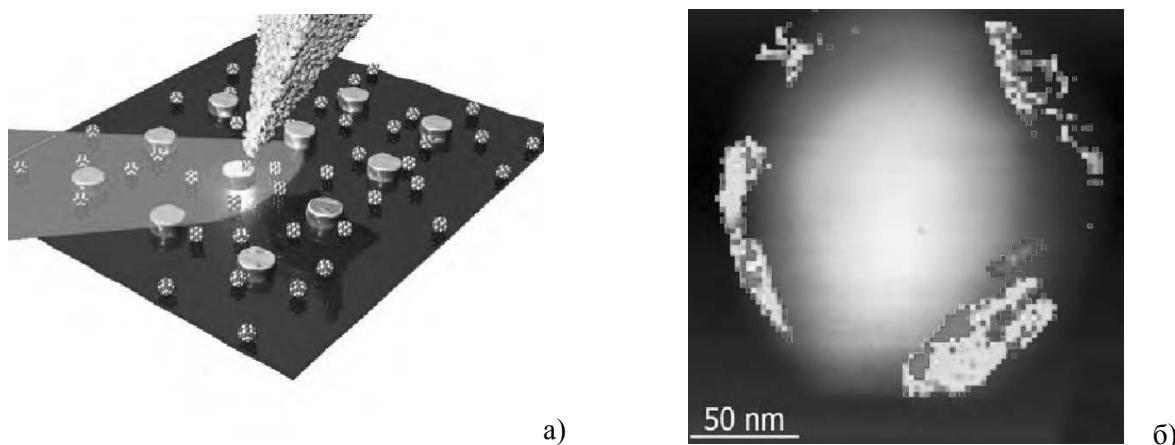


Рис.1 а)- Схема эксперимента, демонстрирующая взаимное расположение нанокластеров Au, НК CdSe, металлизированной иглы ACM микроскопа и направления падающего лазерного излучения. б)- Карта интенсивности сигнала КРС НК CdSe на частоте LO фона CdSe при 210 cm^{-1} , совмещенная с ACM изображением той же области с одним нанокластером Au.

Обсуждаются механизмы активации мод поверхностных оптических фононов в спектрах КРС, записанных в условияхnano-KPC.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Немецкого научно-исследовательского сообщества в рамках научного проекта № 19-52-12041.

Литература

- [1] V.M. Dzhagan, Yu.M. Azhniuk, A.G. Milekhin, D.R.T. Zahn // Journal of Physics D: Applied Physics, 2018. V.51, P.503001-1-50.
- [2] M. Rahaman, A.G. Milekhin, A. Mukherjee, et al. // Faraday Discussions, (2018) accepted, DOI: 10.1039/C8FD00142A.

Стрейн-магнитооптика – новый физический механизм модуляции ИК-излучения в ферромагнитных шпинелях

А.В. Телегин, Ю.П. Сухоруков, В.Д. Бессонов, А.П. Носов, С.В. Наумов

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

Екатеринбург, 620108, С. Ковалевской, 18

тел.: +7 (343) 374-0230, факс: +7 (343) 374-5244, эл. почта: telegin@imp.uran.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-40

К настоящему времени в магнитных полупроводниках определены основные механизмы, формирующие спектры магнитоотражения (МО) и магнитопоглощения (МП) света в видимом и инфракрасном (ИК) диапазоне [1,2]. Важно, что магнитооптические (МО) эффекты в естественном свете в ИК-диапазоне могут быть даже больше гиротропных эффектов [2]. Известны механизмы модуляции поляризованного света в видимой области, связанные с магнитоупругими деформациями в магнетиках. В то же время, отсутствуют исследования влияния магнитоупругих деформаций на поглощение ИК-излучения в магнитострикционных материалах – объектах стрейнтроники [3].

В данной работе изучены ИК-спектры отражения и поглощения естественного света для ферримагнитной феррит-шпинели CoFe_2O_4 , обладающей гигантскими значениями магнитострикции ($\Delta l/l=650 \cdot 10^{-6}$) в магнитном поле. Монокристаллы CoFe_2O_4 ($T_c=812$ К) были выращены методом бестигельной зонной плавки с радиационным нагревом. Для измерений были использованы пластины с плоскостью (001) толщиной 200-400 мкм.

В результате исследований монокристаллов CoFe_2O_4 было обнаружено, что внешнее магнитное поле приводит к появлению заметных эффектов МО до 4 % и МП до 20 % в широкой спектральной области от 1 мкм до 30 мкм в поле 2-3 кЭ [4]. Величина эффектов и форма спектров зависит от взаимной ориентации магнитного поля и кристаллографических осей кристалла [5,6]. Впервые была получена корреляция температурных и полевых зависимостей МП и МО с магнитострикцией монокристалла CoFe_2O_4 . Оценка вкладов только магниторефрактивного эффекта и эффекта Фарадея не позволяет объяснить наблюдаемую величину МО эффектов. Наибольшей величины МП и МО достигают вблизи края поглощения ($E_g=1.18$ эВ) и в области примесных полос поглощения. Теоретические оценки показывают, что влияние магнитного поля на оптические свойства CoFe_2O_4 является непрямым: магнитное поле вследствие магнитострикции приводит к деформации решетки, а та, в свою очередь, приводит к изменению электронной структуры феррита и, как следствие, спектров отражения и пропускания света [5].

Таким образом, в работе обнаружен новый эффективный механизм модуляции ИК-излучения в феррите, связанный с деформационно-наведенными эффектами. Большая величина МО эффектов позволяет рекомендовать феррит для использования в качестве функционального материала при создании оптоэлектронных устройств. Новая область стрейнтроники, связанная с МО эффектами в магнитострикционных материалах, названа стрейн-магнитооптикой.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин» № АААА-А18-118020290104-2), при частичной поддержке программы УрО РАН № 18-10-2-37.

Литература

- [1] Ю.П. Сухоруков и др. // ЖЭТФ. 2015. Т.148, вып.3. С.503-513.
- [2] A. Granovsky et al. Magnetophotonics: From Theory to Applications, Springer, 2013.
- [3] А.А. Бухараев и др. // УФН. 2018. Т. 188, вып.10. С.1288-1330.
- [4] Ю.П. Сухоруков и др. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т.104, вып.6. С.398-401.
- [5] Yu. Sukhorukov et al. // Solid State Comm. 2017. V.263, p.27-33.
- [6] Ю.П. Сухоруков и др. // ФММ. 2018. Т. 119, №12. С.1229-1235.

Механизмы образования специальных границ наклона и кручения

С.М. Пещерова¹⁾, А.И. Непомнящих¹⁾, А.Г. Чуешова^{1,2)}

¹ Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН,

664033, г. Иркутск, ул. Фаворского, д.1 "А"

² Иркутский государственный университет, 664003, ул. Карла Маркса, д.1

эл. почта: spescherova@mail.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-41

В силу того, что границы зёрен оказывают сильное влияние на распределение электрофизических свойств в объеме мультикристаллического кремния (мультикремния), необходимо не только владеть информацией о степени влияния того или иного типа границ на рекомбинацию неравновесных носителей заряда, но и иметь представление об основных причинах формирования различных типов границ зёрен предсматривает как можно больше информации о структуре и свойствах границ зёрен, полученной экспериментально. До недавнего времени границы зёрен делили на рекомбинационно активные случайные и специальные границы с низкой рекомбинационной активностью [2]. Специальные границы в кубических кристаллах теоретически изучены хорошо, некоторые из рассчитанных моделей $\Sigma 3$, $\Sigma 5$, $\Sigma 7$, $\Sigma 9$ и $\Sigma 13b$ границ с углами разориентации, отличными от 60° , $36,8^\circ$, $38,2^\circ$, $38,9^\circ$, соответственно, наблюдали экспериментально [3,4]. Согласно расчетным данным, отклонение угла разориентации сопровождается повышением энергии границы, что означает её повышенную рекомбинационную активность. Наши исследования показали, что рекомбинационная активность $\Sigma 3$ границ локально может быть выше, чем случайных границ. Прежде всего это связано со структурными параметрами специальной границы, а также причинами её образования. Зёрна со строго определёнными кристаллографическими параметрами могут образовывать специальную границу определенного типа. Эти же параметры регламентируют особенности строения и, следовательно, потенциальную рекомбинационную активность границы. Данная работа посвящена исследованию электрических и структурных свойств специальных границ в мультикремнии. Рассмотрены механизмы образования рекомбинационно активных границ наклона и смешанного типа (наклона и кручения), а также наиболее благоприятных для электрофизических характеристик мультикремния границ кручения.

Литература

- [1] Kozo Fujiwara. Crystal Growth Behaviors of Silicon during Melt Growth Processes. International Journal of Photoenergy, Volume 2012, 1-16, DOI: 10.1155/2012/169829.
- [2] Andreas Stoffers, Oana Cojocaru-Mirédin, Winfried Seifert et al. Grain boundary segregation in multicrystalline silicon: correlative characterization by EBSD, EBIC, and atom probe tomography. Prog. Photovolt: Res. Appl. (2015), DOI: 10.1002/pip.2614.
- [3] A. Morawiec. Low-R twist and tilt grain boundaries in cubic materials. Journal of Applied Crystallography (2011). 44, 1152–1156, DOI:10.1107/S002188981104310X.
- [4] Ya-Xin Feng, Jia-Xiang Shang, Zeng-Hui Liu et al. The energy and structure of (1 1 0) twist grain boundary in tungsten. Applied Surface Science 357 (2015) 262–267, DOI: 10.1016/j.apsusc.2015.08.265.

Оптические плазмонные резонансы в массивах нанокластеров Au

К.В. Аникин¹⁾, А.Г. Милёхин^{1,2)}, Е.Е. Родякина^{1,2)}, С.Л. Вебер³⁾, А.В. Латышев^{1,2)}, D.R.T. Zahn⁴⁾

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск

³Междунородный томографический центр СО РАН, Новосибирск

⁴Chemnitz University of Technology, Semiconductor Physics, D-09107 Chemnitz, Germany

DOI 10.34077/RCSP2019-42

Данная работа посвящена исследованию явления локализованного поверхностного плазмонного резонанса (ЛПР) в массивах нанокластеров Au с помощью оптической спектроскопии отражения. Массивы нанокластеров, имеющих форму цилиндра, диаметр которых варьируется в диапазоне 30-150 и 130-200 нм, соответственно, были изготовлены на подложках Si и Si/SiO₂ методом электронно-лучевой литографии (Рис 1а). Из сравнения экспериментальных спектров отражения с численно рассчитанными методом конечной разности во временной области (англ. finite difference time domain, FDTD), были определены структурные параметры модели плазмонныхnanoструктур и использованы в дальнейшем для расчета спектров поглощения плазмонных структур. Значения частот ЛПР определялись по максимумам спектров поглощения (Рис 1б).

Выявлена сильная зависимость частотного положения ЛПР от размера нанокластеров, расстояния между ними, а также от толщины слоя SiO₂ в нанометровом диапазоне. Особое внимание было уделено наблюдению по спектрам отражения формирования поперечной плазмонной моды, распространяющейся вдоль поверхности подложки, и поляризованной перпендикулярно поверхности. Показано, что возбуждение данной моды связано с рассеянием электромагнитного поля на соседних нанокластерах (Рис 1в).

Предложенный метод обеспечивает возможность оперативного определения частот ЛПР по спектрам оптического отражения, что особенно важно в случае непрозрачных подложек (включая подложки Si и Si/SiO₂), для которых измерение оптического поглощения оказывается невозможным. Широкое поле потенциальных применений металлических nanoструктур с хорошо контролируемыми плазмонными свойствами включает поверхностно-усиленное инфракрасное поглощение, фотолюминесценцию и комбинационное рассеяние, а также передачу сигнала в кремниевой фотонике.

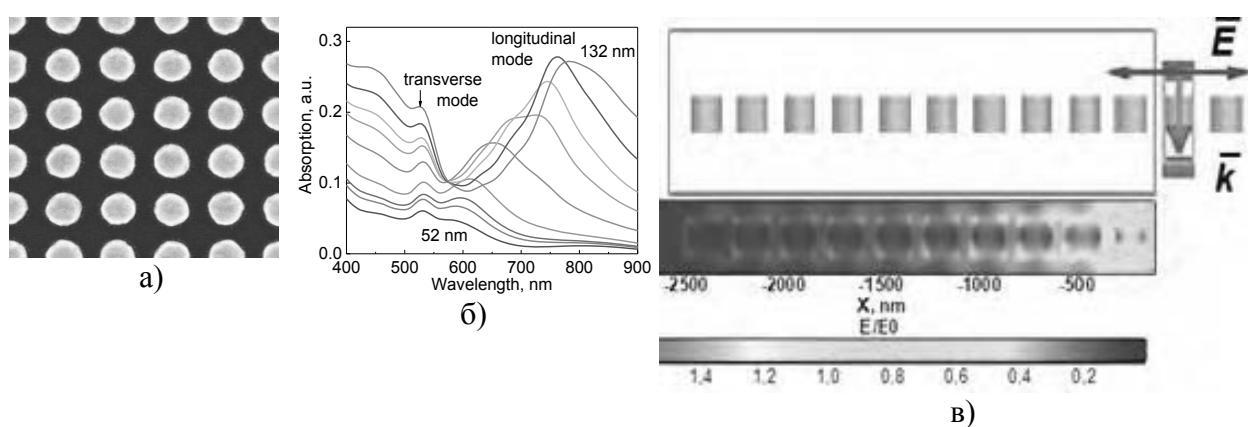


Рис.1 а) СЭМ изображение массива нанокластеров Au на подложке Si/SiO₂ (8 нм). б) Рассчитанные спектры поглощения массивов нанокластеров Au на подложках Si/SiO₂ (8 нм). в) Модель линейной цепочки нанокластеров Au диаметром 130 нм и периодом 200 нм (вверху, вид сбоку) и соответствующее распределение электрического поля (внизу).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Немецкого научно-исследовательского сообщества в рамках проектов РФФИ (проекты 18-02-00615_а и 19-52-12041 ННИО_а).

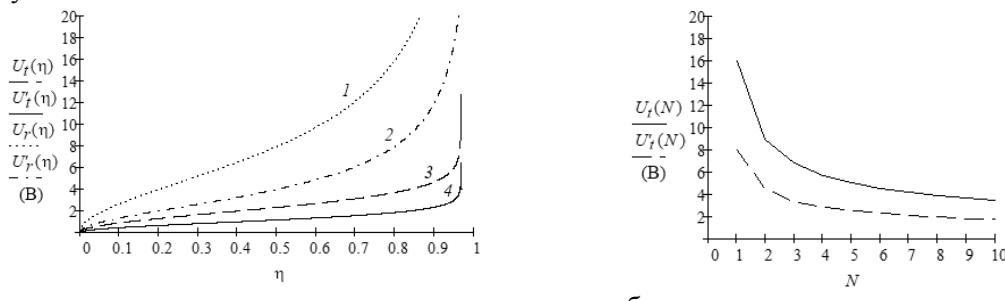
Электрооптическая амплитудная модуляция излучения на базе резонаторов Фабри-Перо

В.Б. Залесский, А.И. Конойко, В.М. Кравченко, А.С. Мицкевич

ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника», Беларусь, г. Минск, 220072, пр-кт Независимости, 68, тел.: +375173553425; e-mail: kon54@yandex.by

DOI 10.34077/RCSP2019-43

В этом докладе рассматриваются вопросы, уменьшения управляющего напряжения электрооптических амплитудных модуляторов на базе резонаторов Фабри-Перо с поперечным приложением управляющего поля на примере ниобата лития LiNbO_3 . Предлагается метод амплитудной электрооптической амплитудной модуляции излучения последовательностью резонаторов Фабри-Перо. Этот метод позволяет существенно уменьшить значение управляющего напряжения электрооптического амплитудного модулятора работающего в режиме пропускания светового пучка при сохранении его высокой эффективности. Уменьшение управляющего напряжения осуществляется за счет, как увеличения количества установленных последовательно резонаторов Фабри-Перо, так и фазового сдвига относительно экстремума функции коэффициента пропускания.



а

б

Рисунок 1 – Зависимости управляющего напряжения модулятора на базе резонаторов Фабри-Перо от а – требуемой эффективности модуляции излучения; б – количества установленных последовательно резонаторов

На рисунке 1а показаны графики расчетных зависимостей управляющих напряжений, соответственно U_r и U_r' (кривые 1, 2), от требуемой эффективности модуляции η [1] при использовании одного резонатора, работающего на отражение. При использовании 1 резонатора, работающего на пропускание, зависимости управляющих напряжений от требуемой эффективности модуляции будут соответствовать кривым 1 и 2. Графики 3,4 соответствуют зависимостям управляющих напряжений U_r и U_r' от требуемой эффективности модуляции η при использовании девяти резонаторов, работающих на пропускание. Кривые 1,3 соответствуют режиму модуляции излучения, когда начальная рабочая точка резонаторов соответствует минимальному отражению, а кривые 2,4 когда его начальная рабочая точка сдвинута по фазе относительно экстремума функции коэффициента отражения, то есть его минимума, на величину равную $(2\pi/\lambda) \cdot (\delta n l_0)$, где δn – изменение показателя преломления (δn) в случае поперечного электрооптического эффекта при использовании в качестве электрооптической среды ниобата лития LiNbO_3 , которое можно найти из выражения [2]. На рисунке 1б показаны графики расчетной зависимости величины управляющего напряжения U_r и U_r' модулятора излучения с эффективностью $\eta_r = 0,8$, работающего на пропускание, от количества установленных последовательно электрооптических резонаторов Фабри-Перо.

Приведенные зависимости показывают возможность снижения управляющего напряжения для модулятора Фабри-Перо, выполненного на базе электрооптического кристалла ниобата лития LiNbO_3 , до значения порядка 4 В, в случае, когда его начальная рабочая точка соответствует максимальному пропусканию и до значения порядка 2 В, в случае, когда его начальная рабочая точка сдвинута по фазе относительно экстремума функции коэффициента пропускания на величину равную $(2\pi/\lambda) \cdot (\delta n l_0/2)$. При этом длительность оптических сигналов уменьшается на 30%.

Литература

[1] Е.П. Мустель, В.Н. Парыгин. Методы модуляции и сканирования света. М., Наука, 1970. 296 с.

Генерация второй гармоники в пленках донорно-акцепторный хромофор-полимер при повышении температуры в процессе полинга

В.В. Шелковников, Н.В. Васильева, Е.В. Васильев, И.Ю. Каргаполова, С.В. Коротаев, Н.А. Орлова
Новосибирский институт органической химии им. Н.Н. Ворожцова СО РАН, Новосибирск,
630090, пр. ак. Лавреньева, 9
тел.: +7 (383) 330-89-96, факс: +7 (383) 330-97-52, эл. почта: vice@nioch.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-44

В последние десятилетия нелинейно-оптические (НЛО) хромофор-полимерные материалы привлекают внимание благодаря большому потенциалу применения в устройствах фотоники и электрооптики [1-2]. По сравнению с неорганическими материалами органические НЛО-материалы имеют ряд преимуществ: они легкие, недорогие, имеют большую эффективность генерации второй гармоники и хорошую технологичность формирования планарных элементов. Для проявления НЛО отклика системы хромофор-полимер – «гость-хозяин» проводят ориентирование диполей хромофора в полимерной матрице путем полинга материала при приложении внешнего электрического поля, например, коронного разряда.

В работе проведено исследование условий полингования полимерной системы гость-хозяин при измерении сигнала генерации второй гармоники одновременно с повышением температуры матрицы в области коронного разряда системы полингования.

В качестве гостя использовали донорно-акцепторный краситель, полученный на основе полифторзамещенного триарилпиразолина (донорный блок) и дицианоизофуроновой группы (акцептор), в качестве матрицы хозяина использовали полимер поликарбонат. Упрощенно полифортриарилпиразолин-дицианоизофурон-поликарбонат (ПФТАП-ДЦИ-ПК).

Созданная экспериментальная установка позволяла проводить полингование экспериментальных образцов при нагревании от 25 до 200 °C и одновременное формирование коронного разряда на поверхности полимерной пленки. В процессе полинга осуществлялось облучение образца импульсами (5.6 мДж, 3.7 нс) первой гармоники (1064 нм) Nd:YAG лазера. Возникающее излучение второй гармоники образца (532 нм) выделяли и регистрировали спектрометром. На рис. 1 приведен спектральный отклик второй гармоники, регистрируемый в процессе полинга ПФТАП-ДЦИ-ПК.

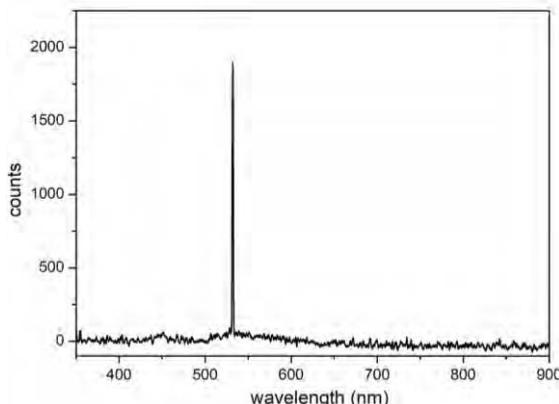


Рис. 1. Спектральный отклик образца при генерации второй гармоники.

Для образцов ПФТАП-ДЦИ-ПК были сняты температурные зависимости эффективности генерации второй гармоники в процессе полинга, при этом в образцах варьировали:

- массовую долю красителя от 5 до 20 % масс;
- толщину полимерного слоя от 0.9 до 2 мкм.

Полученные температурные зависимости эффективности генерации второй гармоники в процессе полинга и возникающие эффекты обсуждаются в докладе.

Литература

- [1] А. Д. Гришина, Л. Я. Перешивко, Т. В. Кривенко, В. В. Савельев, Б. И. Шапиро, А. В. Ванников, Изв. АН. Сер хим, 1999, 86.
- [2] P. M. Ushasree, M. Szablewski, Opt. Photonics J., 2016, 6, 101.

Нелинейная ТГц фотоника жидкостей

А.П. Шкуринов¹⁾, А.В. Балакин¹⁾, И.В. Котельников²⁾, В.А. Макаров¹⁾, П.М. Солянкин³⁾

¹⁾ Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ имени
М.В.Ломоносова, 19991, ГСП-1, г. Москва, Ленинские горы, дом 1, строение 2

эл. почта: ashkurinov@physics.msu.ru

²⁾ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерной физики им.
Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук, 630090, г. Новосибирск, проспект
Академика Лаврентьева, дом 11

³⁾ Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН - филиал Федерального
государственного учреждения «Федеральный научно-исследовательский центр» Российской
академии наук», 140700, Московская область, г. Шатура, улица Святоозерская, дом 1

DOI 10.34077/RCSP2019-45

Мы представляем результаты исследования широкого круга явлений, возникающих при взаимодействии мощных фемтосекундных лазерных импульсов оптического диапазона и импульсного терагерцевого (ТГц) излучения в жидкости.

Впервые зарегистрирован эффект поляризационного взаимодействия трех эллиптически поляризованных волн, распространяющихся в изотропной нелинейной жидкой среде - жидкому азоту, при этом частота одной из волн находилась в ТГц диапазоне [1]. Также впервые показана возможность преобразования оптического излучения фемтосекундной длительности в ТГц излучение в жидкому азоте [2]. Исследована зависимость величины выхода ТГц излучения, генерируемого вблизи свободной поверхности жидкости, от условий фокусировки лазерного излучения при переходе через границу раздела, отделяющую газообразную fazу среды от ее жидкой fazы. Изучены особенности «одноцветного» и «двухцветного» режимов генерации ТГц излучения в жидкому азоту. Представленные экспериментальные результаты подтверждены теоретической интерпретацией и явно указывают на принципиальное отличие механизмов, приводящих к генерации ТГц излучения в жидкой и в газообразной средах при воздействии на них фемтосекундными лазерными импульсами.

На основе предложенной модели, развитой в рамках феноменологического подхода, показано, что как ионизация среды так и ее нелинейная восприимчивость играют значительную роль в генерации ТГц излучения в жидкому азоте. Мы предположили и обосновали, что подвижность ионов и электронов в жидкости может играть существенную роль в этом процессе, формируя квазистатическое электрическое поле с помощью механизма амбиполярной диффузии. Это квазистационарное поле участвует в генерации ТГц излучения за счет нелинейного эффекта третьего порядка. Когерентное поляризационно-чувствительное нелинейное взаимодействие трех эллиптически поляризованных электромагнитных волн, одна из которых на ТГц частоте, при их совместном распространении в нелинейной изотропной среде, также хорошо описывается в рамках феноменологического подхода. Мы показали, что Керровская нелинейность изотропной среды, возникающая в результате четырехволнового смешения $\Omega \approx 2\omega - \omega - \omega$ ($\omega_{\text{ТГц}} = \Omega$) благодаря эллиптически поляризованным волнам на основной и удвоенной частотах, распространяющимся коллинеарно с ТГц излучением, оказывает заметное влияние на состояние поляризации ТГц излучения. Наблюдаемые при этом изменение эллиптичности поляризации ТГц волны и вращение главной оси эллипса поляризации, могут быть хорошо описаны в рамках физического подхода, аналогичного использованному для объяснения самовращения эллипса поляризации впервые описанного в 1964 году Макером и др. [3], но расширенного для случая многочастотного взаимодействия.

Исследования выполнены при частичной поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проекты №18-52-16016, 18-29-20104, 17-02-01217) и частичной поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

Литература

- [1] A.V.Balakin, S.V.Garnov, V.A.Makarov, N.A.Kuzechkin, P.A.Obraztsov, P.M.Solyankin, A.P.Shkurinov, and Y.Zhu, Opt. Lett. 43, 4406–4409 (2018).
- [2] A.V.Balakin, J.-L.Coutaz, V.A.Makarov, I.A.Kotelnikov, Y.Peng, P.M.Solyankin, Y.Zhu, and A.P.Shkurinov, Phot. Res., Posted 11 Apr 2019.
- [3] P.D. Maker, R.W. Terhune, and C.M. Savage, Phys. Rev. Lett. 12, 507 (1964).

Конкуренция излучательной и оже-рекомбинации в узкозонных волноводных структурах с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe излучающих в среднем и дальнем ИК диапазонах

**С.В. Морозов¹⁾, В.В. Румянцев¹⁾, В.В. Уточкин¹⁾, Н.С. Куликов¹⁾, М.С. Жолудев¹⁾, М.А. Фадеев¹⁾,
В.Я. Алёшкин¹⁾, Н.Н. Михайлов²⁾, В.И. Гавриленко¹⁾**

¹ Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород

² Институт физики полупроводников имени А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск

эл. почта: more@ipmras.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-46

Представлены результаты по стимулированному излучению (СИ) в диапазоне длин волн от 10 до 22 мкм и фотолюминесценции вплоть до 36 мкм при импульсной и непрерывной оптической накачке альтернативной квантовым каскадным лазерам гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) на основе HgCdTe/CdHgTe. В структурах на основе КРТ с КЯ HgTe/CdHgTe можно перестраивать ширину запрещенной зоны путем изменения ширины КЯ и содержания Cd в ней. Таким образом, HgCdTe гетероструктуры с КЯ могут быть использованы в качестве перспективного материала для источников излучения в диапазоне 5 - 15 ТГц. Важным моментом в данных исследованиях является изучение времени межзонной излучательной рекомбинации, которое классически увеличивается с уменьшением ширины запрещенной зоны. Это препятствует получение эффективной излучательной межзонной эмиссии и как следствие снижает характеристики лазеров на основе таких структур. Излучательная рекомбинация, обычно, изучалась в квантовых ямах HgTe/CdHgTe с запрещенной зоной в диапазоне 40 - 140 мэВ с использованием четырехзонной модели Кейна. Показано, что боковые максимумы в энергетическом спектре валентной зоны препятствуют излучательной рекомбинации при высоких концентрациях носителей. В тоже время одной из причин снижения вероятности излучательной рекомбинации является увеличение вклада безызлучательной оже-рекомбинации, что в конечном итоге препятствует созданию лазеров.

В ходе работы были рассчитаны пороговые энергии оже - процессы ряда эпитаксиальных структур с квантовыми ямами на основе узкозонных твёрдых растворов HgCdTe с шириной запрещённой зоны от 60 до 110 мэВ и различным содержанием Cd в яме. Показано, что полученные значения соответствуют разнице энергий потолка валентной зоны и боковых максимумов в первой валентной подзоне и хорошо согласуются с полученными экспериментально максимальными температурами наблюдения СИ в образцах. На примере наиболее узкозонной структуры продемонстрировано, что переход к более узким ямам из чистого HgTe и барьерам с меньшей шириной запрещенной зоны при сохранении энергий межзонных переходов в КЯ позволяет понизить боковые максимумы в валентной подзоне и, соответственно, повысить вплоть до 45 мэВ пороговую энергию ССНС оже - процесса. Полученные результаты создают предпосылки для увеличения максимальных рабочих температур излучателей на основе квантовых ям HgTe/CdHgTe в среднем и дальнем ИК диапазонах. В выращенных усовершенствованных волноводных структурах HgCdTe/CdHgTe с уменьшенным содержанием Cd в КЯ до 6% за счет увеличения протяженности симметричного закона дисперсии удалось получить СИ вплоть до 22.3 мкм при 10К и увеличить максимальную температуру наблюдения СИ вплоть до 80К.

Работа выполнена при поддержке РНФ грант № 17-12-01360.

Гипердопированный кремний для фотоэлектроники

Р.И. Баталов, Р.М. Баязитов

Казанский физико-технический институт,

Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр РАН»,

Казань, 420029, ул. Сибирский тракт, 10/7

тел.: +7 (843) 231-9102, факс: +7 (843) 272-5075, эл. почта: batalov@kfti.knc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-47

В последние 10 лет в мировой научной литературе бурное развитие получила тематика исследований, направленных на сильное легирование (свыше 10^{19} см $^{-3}$) монокристаллического кремния (гипердопирование) глубокоуровневыми примесями халькогенидов (серы, селен, теллур) и переходных металлов (титан, кобальт, никель, серебро, золото)[1-4]. Целью такого легирования является формирование в запрещенной зоне кремния примесных уровней или зон, способствующих поглощению фотонов с энергией, меньшей, чем ширина запрещенной зоны полупроводника ($E_g = 1.1$ эВ). Это позволяет расширить спектральный диапазон фоточувствительности кремниевых фотоприемников в ИК-область ($\lambda > 1200$ нм), а также повысить КПД солнечных элементов за счет более эффективного поглощения ИК-излучения солнечного спектра. При этом концентрация легирующих примесей должна достигнуть величины, соответствующей Моттовскому переходу изолятор-металл ($N \sim 10^{20}$ см $^{-3}$), при которой примесная зона сливается с зоной проводимости, а локализованные на глубоких уровнях электроны становятся свободными. При таких высоких уровнях легирования в ИК-спектрах поглощения Si ($\lambda = 1100$ -2000 нм) наблюдается значительный рост поглощения (до 30 %), повышение времени жизни носителей, инверсия типа проводимости в легированном слое (обычно p→n) и значительное возрастание фототока в ИК-области. Поскольку глубокоуровневые примеси имеют низкую равновесную растворимость в кремнии (обычно не выше 10^{17} см $^{-3}$), то для достижения высоких уровней легирования применяются неравновесные методы введение примесей. К таковым относятся ионная имплантация или вакуумное осаждение пленок в сочетании с последующей импульсной лазерной обработкой в жидкофазном режиме, при которой достигаются повышенные уровни внедрения примеси в узельные (электроактивные) положения в решетке кремния и пониженный уровень дефектности.

В данном обзорном докладе приведены примеры из литературы по гипердопированию кремния халькогенидами и переходными металлами, при которых происходят вышеуказанные эффекты. Также продемонстрированы собственные результаты авторов работы по внедрению примесей железа и титана в кремний с использованием оригинальной методики распыления металлических мишней низкоэнергетичным пучком ионов ксенона с одновременным внедрением распыленных атомов в кремний тем же ионным пучком без последующего термического отжига. При этом в тонком приповерхностном слое кремния (менее 10 нм) достигаются высокие уровни внедрения металлических примесей (свыше 10^{21} см $^{-3}$), инверсия типа проводимости, ферромагнетизм (для примеси железа), и интенсивный фотоотклик, превышающий таковой для типовых кремниевых фотодиодов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Республики Татарстан в рамках научного проекта № 18-48-160011.

Литература

- [1] W. Yang et al // Mater. Sci. Semicond. Proc. 2017. V.62. P.103-114.
- [2] J.P. Mailoa et al. // Nat. Commun. 2014. V.5. P.3011(1-8).
- [3] M. Wang et al. // Phys. Rev. Appl. 2018. V.10. P.024054(1-9).
- [4] Y. Berencen et al. // Sci. Rep. 2017. V.7. P.43688(1-9).

Обратная конверсия типа проводимости ГЭС КРТ МЛЭ после плазмохимического травления при пониженной температуре

Д.В. Горшков, В.С. Варавин, Г.Ю. Сидоров, В.Г. Ремесник, И.В. Сабинина

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

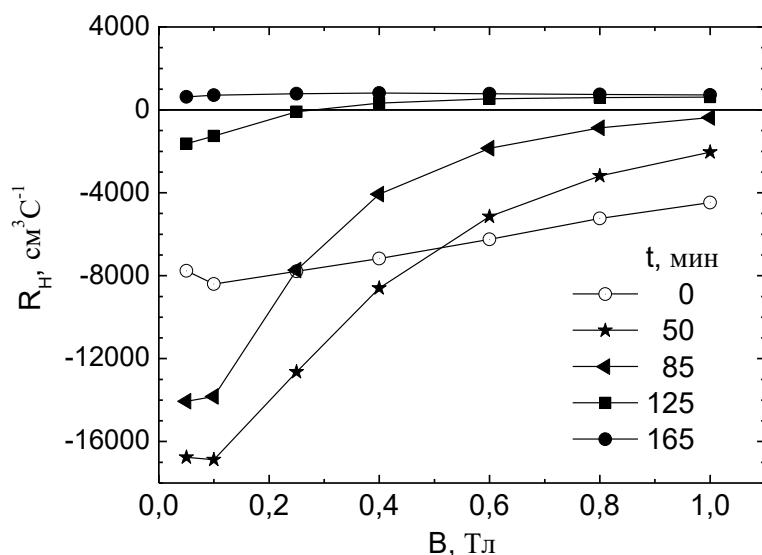
тел: (383)330-89-60, факс: (383)333-27-71, эл. почта: GorshkovDV@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-48

Для уменьшения размера пикселя и создания мультиспектрального матричного приёмника инфракрасного излучения на основе ГЭС КРТ МЛЭ необходимо анизотропное травление с высоким соотношением глубины к ширине канавки травления. Для многих материалов плазмохимическое травление показывает хороший результат. В случае КРТ имеется недостаток в виде конверсии материала р-типа на некоторую глубину в n-тип и образование приповерхностного тонкого слоя n+-типа. В данной работе найден режим травления, при котором наблюдалась релаксация параметров n-слоя, образовавшегося у поверхности после плазмохимического травления, и обратная конверсия к исходному р-типу проводимости КРТ.

Эксперименты проводились на образцах ГЭС КРТ МЛЭ с составом $x=0,22$, вакансационного р-типа проводимости с концентрацией дырок $\approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Плазмохимическое травление проводилось на установке с генератором индуктивно-связанной плазмы в газовой смеси CH_4 и Ar. Температура образца на протяжении травления поддерживалась равной -65°C . Скорость травления составила 50 нм/мин. На образцах измерялись магнетополевые зависимости проводимости и коэффициента Холла R_H методом Ван-дер-Пау, при 77К. Измеренные магнетополевые зависимости R_H при разных временах хранения образца при комнатной температуре представлена на рисунке. Сразу после травления наблюдается конверсия р-типа проводимости в n-тип. С помощью послойного травления было установлено, что толщина области n-типа не превышает 1 мкм и основная часть электронов сосредоточена вблизи поверхности с концентрацией электронов около 10^{16} см^{-3} . При увеличении времени хранения образца при комнатной температуре наблюдается уменьшение концентрации и

подвижности электронов. Полностью обратная конверсия в р-тип проводимости с параметрами, близкими к исходным, произошла после 165 минут хранения при комнатной температуре. Одна из гипотез такого поведения заключается в том, что в процессе плазмохимического травления скорость травления образца больше или сравнима со скоростью диффузионного фронта междуузельной ртути (Hg_I), образовавшейся на поверхности в процессе травления. В результате, в образце у поверхности не происходит значительное накопления Hg_I до момента



остановки травления. После остановки травления и нагрева образца до комнатной температуры, Hg_I диффундирует вглубь образца, формируя n-слой. Наблюдаемая релаксация и обратная конверсия типа проводимости, по всей видимости, обусловлена рекомбинацией неравновесной Hg_I с вакансиями ртути и испарением ртути с поверхности образца. Другими словами, образовавшихся вблизи поверхности атомов междуузельной ртути, недостаточно для заполнения заметного количества вакансий ртути, являющихся акцептором, во всем объеме, и для заметного изменения концентрации дырок, находящейся на уровне 10^{16} см^{-3} . Другая гипотеза, наблюдаемого явления, заключается в распаде сформированных в процессе травления донорных комплексов. В докладе обсуждаются возможные механизмы образования и типы донорных комплексов.

Коэффициенты умножения photoносителей в лавинных гетерофотодиодах с разделенными областями поглощения и умножения

В.А.Холоднов^{1,2,3,4)}, И.Д. Бурлаков^{1,2)}, А.К.Ильясов¹⁾

¹АО «НПО «Орион», Москва, 111538, ул. Косинская, 9

²МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, 119454, проспект Вернадского, 78

³ Институт радиотехники и электроники им.В.А. Котельникова РАН, Москва, 125009, ул. Моховая 11, корп.7

⁴ МФТИ, Москва, 117303, ул. Керченская, д. 1А, корп. 1

тел:+7 (916) 189-11-28, эл. почта: vkhолоднов@mail.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-49

Двойные $p-n$ гетероструктуры (ГС) для лавинных фотодиодов (ЛФД) представляют собой ГС $p_{wg}^+ - n_{wg} - n_{ng} - n_{wg}^+$ (рис.1) или $n_{wg}^+ - p_{wg} - p_{ng} - p_{wg}^+$ типов. Такие ГС на основе прямозонных полупроводников позволяют создавать высокоеффективные лавинные гетерофотодиоды (ЛГФД) с разделенными областями поглощения и умножения (РОПУ) [1-3]. Для достижения высоких характеристик ЛГФД параметры ГС должны быть такими, чтобы в рабочем режиме область пространственного заряда (ОПЗ) проникала в "узкозонный" (ng), фотопоглощающий слой II, имеющий толщину W_2 (рис.1).

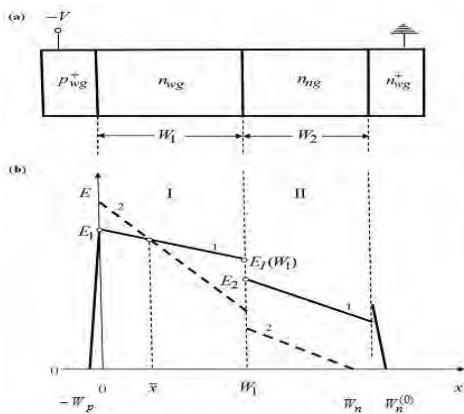


Рис. 1 Схема ЛГФД на основе $p_{wg}^+ - n_{wg} - n_{ng} - n_{wg}^+$ гетероструктуры (а) и распределение напряженности электрического поля в ней при напряжении лавинного пробоя (б). Значение концентраций для кривой 1 - $N_1 = N_1^{(0)}$, 2 - $N_1 > N_1^{(0)}$. (wg - "широкозонный").

Для гомогенных структур соответствующие выражения получены в работе [5], а для ЛГФД с РОПУ таких выражений до сих пор практически нет. В тоже время они нужны для физического проектирования ЛГФД с РОПУ. Определению искомых зависимостей и посвящен данный доклад.

Литература

- [1] В.А. Холоднов. Оптимальные параметры гетероструктуры порогового лавинного фотодиода с разделенными областями поглощения и умножения. Оптический журнал. 1996. № 6. с.42-48
- [2] И.Д. Бурлаков, А.М. Филачев, В.А. Холоднов Аналитическое описание характеристик лавинных фотодиодов (части I и II). Успехи прикладной физики, 2016. т. 4, № 1 и №2.
- [3] С. М Зи. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. Кн. 1, 455 с.; Кн. 2, 455 с.; Sze S.M., Ng Kwo K. Physics of Semiconductor Devices. Wiley, 2007.
- [4] В.А. Холоднов. О возможной связи между коэффициентами ударной ионизации электронов и дырок в полупроводниках. Письма в ЖТФ. 1988 г., Т. 14, 6, стр. 551 - 556.
- [5] В.А. Холоднов. Коэффициенты лавинного размножения носителей в $p-n$ структурах. Физика и техника полупроводников, 1996. т. 30, № 6.

Экспериментальное определение уровней размерного квантования в структурах на основе квантовых ям твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

В.Г. Ремесник¹⁾, Н.Н. Михайлов^{1,2)}, С.А. Дворецкий^{1,3)}, И.Н. Ужаков¹⁾

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

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

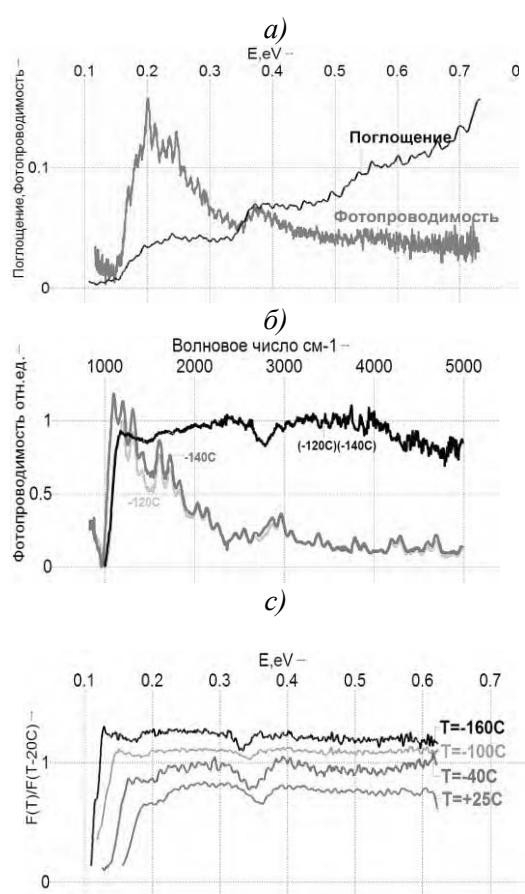
³ Национальный исследовательский Томский государственный университет,

634050, Томск, пр. Ленина, 36

тел.: +7 (383) 330-9923, факс: +7(383) 330-4967, эл. почта: remesnik@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-50

Перспективный материал на основе множественных квантовых ям (КЯ) твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ может использоваться для создания как источников стимулированного излучения, так и фотоприемников, работающих в средневолновой и длинноволновой области ИК диапазона. Метод молекуллярно-лучевой эпитаксии с *in situ* эллипсометрическим контролем позволяет воспроизводимо выращивать такие структуры. С использованием метода "эффективной" подложки можно восстановить профиль распределения состава в квантовых ямах. Однако определение уровней размерного квантования, которые определяют оптические и электрофизические свойства таких структур до сих пор остается не решенной задачей



В работе предложены методики определения положения уровней размерного квантования в множественных КЯ, основанные на измерении спектров оптического поглощения $D(\lambda)=\lg(1/(T+R))$ и спектров продольной фотопроводимости $F(\lambda)$ в диапазоне температур $T=77 \div 298\text{K}$.

В качестве примера на рис. 1а показано оптическое поглощение для структуры с 10-ю КЯ с толщиной 9,4 нм ($X_{\text{обкладки}}=0,65$ $x_{\text{ям}}\approx 0,05$). Видно, что с возрастанием энергии оптическая плотность имеет ступеньки, что определяется положением квантовых уровней, которые зависят от толщины КЯ. Аналогичная картина наблюдается и для спектров фотопроводимости.

На рис.1б показаны спектры $F(T)$ при двух температурах и их отношение $F(-120\text{C})/F(-140\text{C})$, позволяющее определять положение уровней без влияния интерференции. На рис.1с показано смещение этих уровней с температурой.

Приводятся зависимости энергетического положения уровней для широкого набора HgTe КЯ с толщинами от 2,7 до 11 нм при $T=77\text{K}$ и $T=298\text{K}$. Показано, что зависимость от толщины носит характер $E \sim 1/d$. Так же представлены результаты для КЯ с мольным содержанием теллурида кадмия $X\approx 0\div 0,3$. Экспериментальные данные показывают, что положение уровней определяется как энергетическим барьером между ямами ($X_{\text{обкладки}}$) и толщиной ям d , так

и мольным содержанием теллурида кадмия в ямах $x_{\text{ям}}$.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект №18-29-20053) и проекта №0306-2018-0010

Спектральные и фотоэлектрические характеристики гидрохимически осажденных пленок твердых растворов замещения $\text{Cd}_x\text{Pb}_{1-x}\text{S}$

В.Ф. Марков^{1,2)}, Л.Н. Мaskaева^{1,2)}, А.Д. Кутявина¹⁾, И.В. Ваганова²⁾, И.Н. Мирошникова³⁾,
Б.Н. Мирошников³⁾

¹ Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина,
Екатеринбург, 620002, Мира 19

² Уральский институт ГПС МЧС России, Екатеринбург, 620022, Мира 22

³ Московский энергетический институт, Москва, 111250, Красноказарменная 14
тел: +7 (343) 375-9318, эл. почта: v.f.markov@urfu.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-51

Химически осажденные пленки твердых растворов (ТРЗ) различного состава $\text{Cd}_x\text{Pb}_{1-x}\text{S}$ являются фоточувствительными в видимой и ближней ИК-области спектра. После извлечения из реакционной смеси они не требуют сенсибилизации и готовы к практическому использованию.

Диапазон спектральной чувствительности ТРЗ $\text{Cd}_x\text{Pb}_{1-x}\text{S}$ зависит от содержания в них кадмия. На спектральных характеристиках пленок $\text{Cd}_x\text{Pb}_{1-x}\text{S}$ при повышении содержания сульфида кадмия в ТРЗ от 0 до 17 мол.% “красная” граница фоточувствительности сдвигается в коротковолновую область с 3.1. до 1.6 мкм, а максимум фоточувствительности с 2.5 до 1.2 мкм.

Состав ТРЗ можно менять не только за счет изменения концентрации соли кадмия в реакторе, но и путем использования солей кадмия с различной анионной компонентой, а также, учитывая неоднородность состава по толщине пленки, регулированием времени осаждения слоя. При замене 0.06 моль/л CdSO_4 в реакторе таким же количеством CdI_2 при прочих равных условиях содержание CdS в ТРЗ уменьшается с 11.1 до 5 мол.%. Поэтому максимум спектральной чувствительности сдвигается с 1.90 мкм до 1.45 мкм. Для пленок толщиной 3-1.0 мкм спектральная характеристика имеет выраженный максимум на длине волн 0.5 мкм, соответствующий фоточувствительности индивидуального CdS , с которой при этих условиях начинается формирование пленки ТРЗ. С увеличением толщины пленки происходит постепенный сдвиг спектральной кривой в длинноволновый диапазон вследствие уменьшения в составе ТРЗ мольной доли кадмия.

Возможность формирования пленок $\text{Cd}_x\text{Pb}_{1-x}\text{S}$ различного состава обеспечивает получение материалов с регулируемым положением максимума и “красной” границы спектральной характеристики во всем ближнем ИК-диапазоне. Особый интерес представляет ТРЗ $\text{Cd}_{0.06}\text{Pb}_{0.94}\text{S}$, имеющий эту характеристику практически аналогичную с германием, однако, обладающий более высоким темновым сопротивлением, обеспечивая согласование в микроэлектронных схемах.

Пленка PbS без сенсибилизирующих добавок и проведения отжига, практически не обладает фоточувствительными свойствами. Введение в реактор соли кадмия сенсибилизирует пленку PbS . При переходе от индивидуального PbS к ТРЗ $\text{Cd}_x\text{Pb}_{1-x}\text{S}$ тип проводимости изменяется от “n” к “p”, а концентрация носителей снижается на 3-5 порядков. С увеличением содержания кадмия в ТРЗ уровень вольт-ваттной чувствительности пленок возрастает, достигая наибольших значений вблизи области максимума на рис. Причиной этого могут являться хаотически распределенные инверсионные “ пятна ” CdS на гранях кристаллитов $\text{Cd}_x\text{Pb}_{1-x}\text{S}$, имеющие адсорбционную природу.

Вольт-ваттная чувствительность пленок находится в пределах $(0.5-1.0)\cdot 10^3$ В/Вт при использовании соли CdI_2 , возрастаю до $(1.0-2.0)\cdot 10^4$ В/Вт для тех же концентраций $\text{Cd}(\text{CH}_3\text{COO})_2$. при относительно малых значениях времени фотоотклика (30-120 мкс). По вольт-ваттной чувствительности и постоянной времени пленки ТРЗ $\text{Cd}_x\text{Pb}_{1-x}\text{S}$ в ближней ИК-области спектра не имеют аналогов, и могут найти применение в оптоэлектронных устройствах.

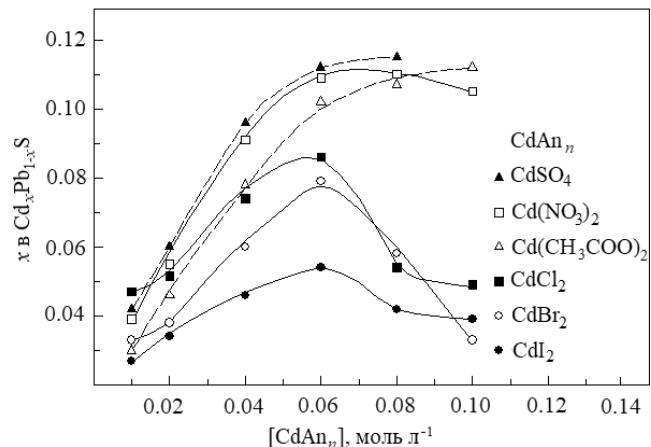


Рис. Содержание кадмия, x , в ТРЗ $\text{Cd}_x\text{Pb}_{1-x}\text{S}$ от концентрации солей кадмия CdSO_4 , $\text{Cd}(\text{NO}_3)_2$, $\text{Cd}(\text{CH}_3\text{COO})_2$, CdCl_2 , CdBr_2 , CdI_2) в водной реакционной смеси

Фотоприемные модули на основе ГЭС КРТ МЛЭ для спектральных диапазонов 1-3, 3-5, 8-10 мкм форматом до 2000×2000 элементов

Ю.Г. Сидоров, И.В. Сабинина, **Г.Ю. Сидоров**, Д.В. Марин, В.В. Васильев, М.В. Якушев,
Ю.С. Макаров, А.В. Зверев, И.В. Марчишин, А.В. Предеин, В.С. Варавин, С.А. Дворецкий,
А.В. Вишняков, В.Г. Ремесник, Д.В. Горшков, А.В. Латышев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

тел: (383)330-89-60, факс: (383)333-27-71, эл. почта: george@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-52

Материал кадмий-ртуть-теллур является наиболее привлекательным для изготовления охлаждаемых гибридных фотоприемных модулей чувствительных в разных диапазонах ИК-спектра [1,2,3]. Благодаря преимуществам метода молекулярно лучевой эпитаксии (МЛЭ) стало возможным изготовление материала приборного качества на несогласованных подложках, таких как GaAs и Si. Помимо ценовых преимуществ, применение Si подложек позволяет устраниить термомеханические напряжения ограничивающие размеры охлаждаемых гибридных ФПМ и их ресурс.

Ряд усовершенствований технологии изготовления ГЭС КРТ МЛЭ и фоточувствительных модулей на их основе сделанных в ИФП СО РАН за последние годы позволил в значительной степени улучшить их параметры, вплотную приблизившись к импортным аналогам. Среди таких усовершенствований можно выделить улучшенную архитектуру слоев КРТ, обеспечивающую повышенную однородность рабочих смещений на диодах и встроенный коротковолновый фильтр. Достигнутое качество ГЭС КРТ на подложках из кремния позволяет использовать его для всех изготавливаемых ФПМ.

Проведены экспериментальные исследования в части разработки фотоприемников с повышенной рабочей температурой. Для этого была отработана технология изготовления р-на-п диодов для диапазона 1-3 мкм, в целях повышения рабочей температуры приемника до 170К. Также была повышена рабочая температура диодов п-на-р в диапазоне 3-5 мкм до 110-120К.

Разработана быстродействующая кремниевая схема считывания формата 384x288, обеспечивающая полнокадровую частоту до 680Гц, с еще большей частотой в режиме «окна».

При изготовлении матриц диодов было внедрено меза-травление, позволяющее изолировать соседние диоды, новое диэлектрическое покрытие, обеспечивающее более высокую однородность свойств границы раздела, а за счет совершенствования технологий фотолитографии были получены матрицы большой площади (до 4x4 см) и уменьшенным до 20 мкм шагом.

Технология гибридной сборки матрицы диодов и кремниевой схемы считывания также была существенно доработана, в частности повышена точность планаризации совмещаемых кристаллов, в результате чего стала возможной гибридизация ФПМ форматом 2000×2000 элементов с шагом 20 мкм. Выполнена работа по разработке архитектуры и технологии гибридизации ФПМ формата 1500×1500 элементов пригодных для мозаичнойстыковки с зазором между модулями менее 120 мкм для изготовления ФПУ формата 3000×3000 элементов. Приведены параметры ФПМ форматов 4×288, 320×256, 384×288, 640×512, 1024×1024, 1500×1500 и 2000×2000 изготовленных на основе ГЭС КРТ МЛЭ на подложках из кремния.

Работа по разработке мегапиксельных фотоприемников выполнена совместно с НПО Восток и лабораторией №14 ИФП СО РАН: А.П. Ковчавцев, В.М. Базовкин, В.Г. Половинкин, А.А. Гузев, А.В. Царенко

Литература

- [1] Fossum E., Pain B. Infrared readout electronics for space-science sensors: state of art and future directions // Proc. SPIE. 1994. No 2020. P. 262.
- [2] Tribolet Ph., Hirel Ph., Lussereau A., Vuillermet M. Main results of sofradir IRFPAs including IRCCD and IRCMOS detectors // Proc. SPIE. 1994. No 2252. P. 369.
- [3] Рогальский А. Инфракрасные детекторы.- Пер. с англ. /Под ред. А.В. Войцеховского. – Новосибирск: Наука, 2003.

Разработка высокоэффективных, сверхлегких солнечных панелей на основе ультратонких солнечных элементов на гетероструктурах $A^{III}B^V / Ge$

Н.А. Паханов

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

тел. +7(952)-940-18-76, эл. почта: pakhanov@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-53

В настоящее время имеется острая потребность увеличения мощности солнечных батарей (СБ) для космических аппаратов. Для этого используются многокаскадные (МК) солнечные элементы (СЭ) на основе соединений $A^{III}B^V$ с эффективностью до 30% и реальной перспективой до 32-34% [1]. Таким образом, радикально увеличить мощность СБ за счет только эффективности не реально. Следовательно, для значительно подъема мощности необходимо увеличивать площадь. Для этого необходимы высокоэффективные, тонкие, легкие и желательно гибкие СЭ, которые компактно упаковываются под обтекателем ракеты. С этой целью разрабатываются МК СЭ на тонких $A^{III}B^V$ эпитаксиальных гетероструктурах (ГС), в основном InGaP/GaAs/GaInAs, выращенных инвертированным метаморфным (IMM) ростом с последующим отделением от ростовой подложки вытравливанием жертвенного слоя [1]. Технология сложная и дорогая, поэтому довести производство до коммерческих СБ на основе СЭ на гетероструктурах $A^{III}B^V / InGaAs$ до настоящего времени не удалось.

Авторами предложен простой и надежный способ получения сверхтонких и, следовательно, сверхлегких СЭ на массово производимых в настоящее время ГС InGaP/GaAs/Ge путем утонения Ge каскада (95% веса СЭ) до нескольких десятков (даже единиц) микрон с помощью временного технологического носителя (ТН) [2]. Наиболее удобным является химически стойкий термоскотч Revalpha корпорации NITTO DENKO (Япония), который служит опорой ГС при утонении (жидкостном травлении) и легко и чисто удаляется нагреванием, не травмируя ГС.

Апробация технологии проводилась на СЭ типа 3G30A фирмы AZUR. На рис. 1 показан утоненный со 180 до 50 мкм фрагмент СЭ на ГС – InGaP/GaAs/Ge, перенесенный на металлизированный углепластик, на рис.2 - I-V характеристика (зеленая кривая) с удовлетворительным для первого эксперимента КПД 28.7%. Очень важно, что предложенный метод позволяет надежно переносить утоненные СЭ на произвольную легкую и гибкую подложку (каптон, углепластик) не отделяя от ТН. Таким образом, открывается возможность создания сверхлегких солнечных панелей на основе массово производимых в настоящее время СЭ на ГС – InGaP/GaAs/Ge и любых перспективных 4, 5 и даже 6 - каскадных СЭ. На Рис 3. показана возможная схема монтажа такой сверхлегкой СБ на печатной плате из каптона.

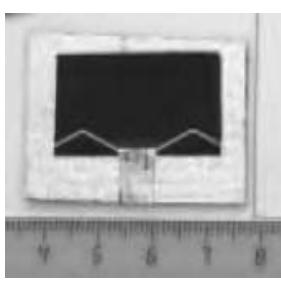


Рис.1

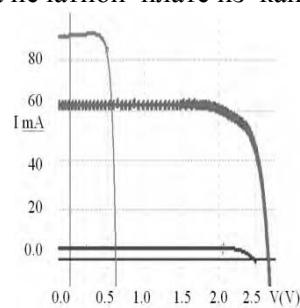


Рис.2

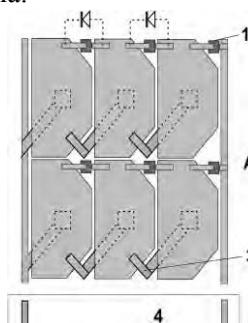


Рис.3

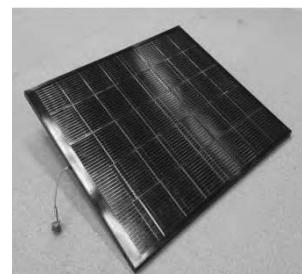


Рис.4

Эффективность СБ из утоненных СЭ на ГС $A^{III}B^V / Ge$, при увеличении числа р-п переходов, в перспективе не уступит СБ на ГС $A^{III}B^V / InGaAs$ [1], а технология значительно проще [2]. Утонение СЭ на $A^{III}B^V / Ge$ позволит существенно уменьшить удельную массу современных СБ, которая составляет 2.6 кГ/м^2 . Перспективно использовать предлагаемые сверхтонкие СЭ совместно с разработанными в России предприятием «Технология» и НПП «ТАИС» сверхлегкими углепластиковыми каркасами для СБ с удельной массой 0.5 кГ/м^2 показанными на Рис.4. В этом случае результирующая удельная масса СБ может быть уменьшена до 1кГ/м^2 . Особено важно, что такой тип панелей может обеспечить гораздо более плотную упаковку СБ, т.о. увеличить площадь и, соответственно, мощность СБ при сохранении веса.

Литература:

- [1] Н.А. Паханов, В.М. Андреев, и др. Автометрия. 2018. Т.54 .№2 стр.93-112.
- [2] Н.А.Паханов, О.П.Пчеляков и др. Автометрия. 2017. Т.53 .№6 стр.103-110.

Микроболометрические приемники импульсного терагерцового и субмиллиметрового излучения

М.А. Демьяненко

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

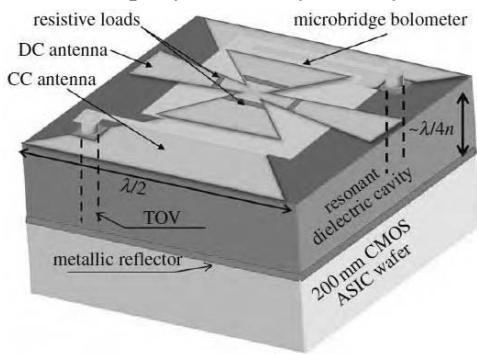
тел: +7 (383) 330-9055, факс: +7 (812) 333-2771, эл. почта: demyanenko@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-54

Высокая чувствительность неохлаждаемых микроболометрических приемников к терагерцовому (ТГц) излучению обеспечивается двумя способами. Первый состоит в применении антенн, связанных с микроболометром резистивным и/или емкостным способом. Второй состоит в применении тонких металлических поглотителей. Первый преимущественно развивается фирмой LETI (Франция) [1], а второй – фирмой NEC (Япония) [2]. В обоих случаях могут применяться дополнительные оптические резонаторы. В настоящее время в обоих вариантах исполнения достигнута пороговая мощность ≈ 40 нВт/пиксель на длинах волн 100–200 мкм. Быстродействие приемников составляет около 10–15 мс, так что кадровая частота не превышает 60–100 Гц. Для многих приложений длины волн принимаемого излучения должны достигать порядка 1000 мкм, поскольку в этой области спектра прозрачность многих материалов заметно больше, чем на длинах волн 100–200 мкм. Однако, на длинах волн порядка 1000 мкм пороговая мощность вышеуказанных микроболометров повышается до 1000 нВт/пиксель и более.

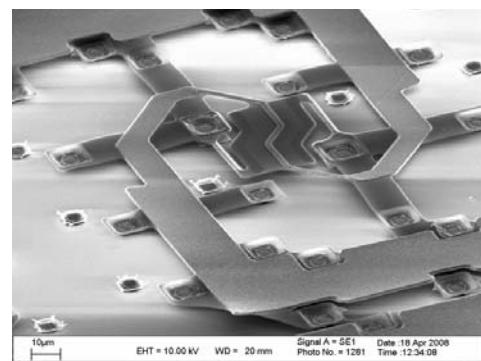
В России неохлаждаемые микроболометрические приемники ТГц излучения форматом 160x120 и 320x240 с пороговой мощностью 15 нВт/пиксель на длине волны 130 мкм были разработаны и продемонстрированы в ИФП СО РАН. Относительно низкая чувствительность была обусловлена тем, что измерения проводились на приемниках, разработанных для инфракрасного диапазона, в которых применялись германиевые окна и отсутствовали тонкий металлический поглотитель и антенны. В случае их применения и замены германиевого окна на просветленное кремниевое, пороговая мощность может быть понижена до 1 нВт/пиксель. Дальнейшее улучшение чувствительности требует значительного увеличения оптической толщины резонатора, образованного зазором между поглотителем и подложкой, на которой изготовлен микроболометр, что, однако, требует дополнительных технологических усилий.

Применение антенн, связанных с микроболометром емкостным способом эффективно только на длинах волн менее 200 мкм, на более длинных волнах необходимо применение резистивно-связанных антенн, что снижает чувствительность микроболометра вследствие повышенной теплопроводности. Учитывая это, а также то, что источники ТГц излучения, например, такие как квантово-каскадные лазеры, работают в импульсном режиме, в данной работе предлагается конструкция и применение микроболометров с резистивно-связанными антennами для регистрации импульсного ТГц и субмиллиметрового излучения. Такие микроболометры позволят регистрировать импульсы излучения энергией вплоть до 1 пДж/пиксель. При этом быстродействие составит ≈ 1 мс, что позволит обеспечить кадровую частоту близкую к 1000 Гц.



Микроболометр с двумя антеннами, связанными емкостным (CC) и резистивным (DC) способом.

LETI (Франция). Пиксель 50 мкм.



Микроболометр с резистивно-связанной антенной. ИФП СО РАН. Пиксель 250 мкм.

Литература

- [1] F. Simoens, J. Meilhan // Phil. Trans. R. Soc. A. 2014. Vol. 372, 20130111.
- [2] N. Nemoto, etc. // IEEE Trans. on Terahertz Science and Technol. 2016. Vol. 6, P.175–182.

Структура методик измерения параметров ФПУ второго поколения

А.В. Полесский

АО «НПО «Орион», Москва 111538, Косинская, 9
тел: +7 (499) 374-4884, эл. почта: av22236@bk.ru

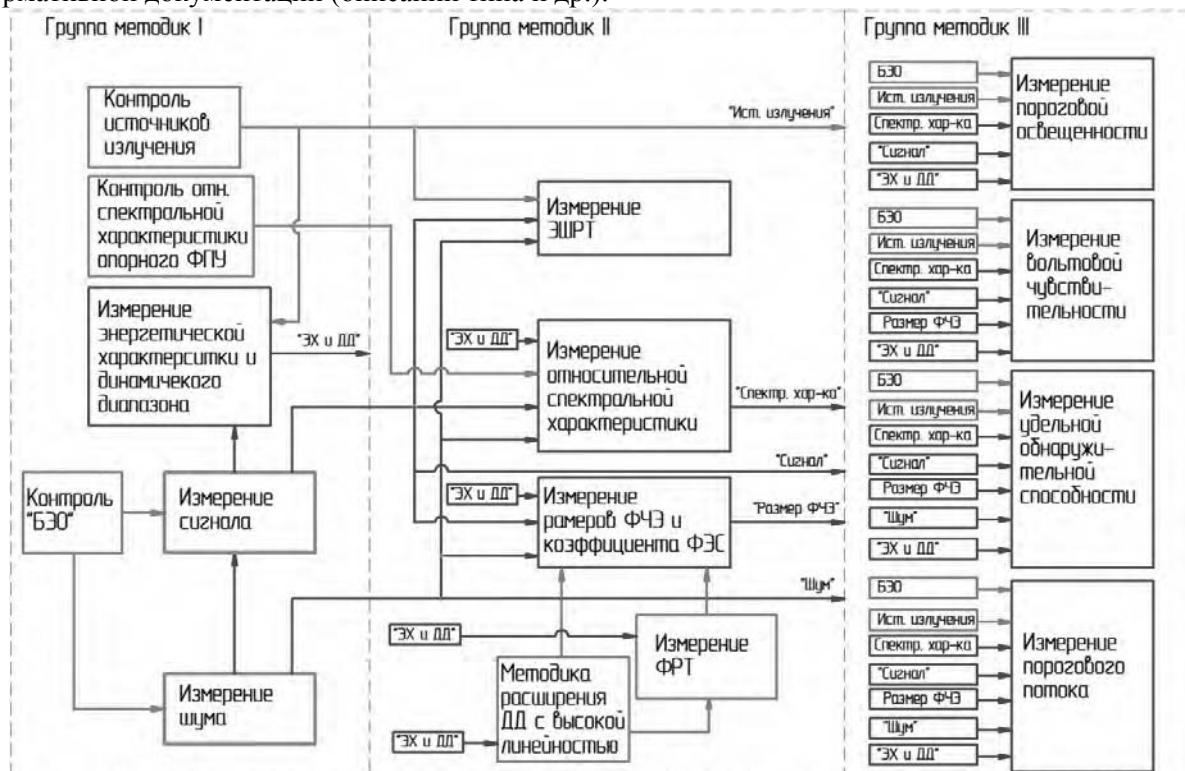
DOI 10.34077/RCSP2019-55

Нормативная база методик измерения фотоприёмников и фотоприемных устройств (ФПУ) в России не обновлялась с 80-х годов XX века [1]. За этот период в России был освоен выпуск ФПУ второго поколения, для которых используется иная система параметров и измерительное оборудование с высокой степенью автоматизации.

К настоящему времени в России сложились предпосылки к формированию стандартов, измерения параметров ФПУ второго поколения. Как и в стандарте [1], в перспективном стандарте должны быть решены вопросы прослеживаемости измерений и определения их погрешности.

Для решения поставленной задачи в АО «НПО «Орион» были выполнена работа по упорядочиванию структуры методик измерения параметров ИК и УФ ФПУ второго поколения.

Помимо основных методик измерения, которые наиболее полно приведены в [2,3], в комплексную структуру методик измерения включены методики контроля вспомогательного оборудования (блоки электронной обработки, программное обеспечение, источники излучения и т. д.), поскольку данное оборудование вносит погрешности в результат измерения. При этом для вспомогательного оборудования должны быть нормированы некоторые специфические параметры, не отраженные в нормативной документации (описании типа и др.).



На основании приведенной комплексной структуры методик измерения параметров ИК и УФ ФПУ второго поколения возможно решение задачи метрологического обеспечения: обеспечить состояние измерений, при котором их результаты выражены в узаконенных единицах измерений (величин) и оценены неопределенности, или пределы погрешностей результатов измерений не выходят за установленные пределы.

Данная структура имеет большой потенциал развития и впоследствии может стать основой соответствующего Государственного стандарта Российской Федерации.

Литература

- [1] ГОСТ 17772-88. Приемники излучения и устройства приемные полупроводниковые фотоэлектрические. Методы измерения фотоэлектрических параметров и определения характеристик. – М.: Государственный комитет СССР по стандартам, 1988. – 65 с.
- [2] Полесский А. В. // Успехи прикладной физики. 2017. Т. 5. № 4. С. 350-359.
- [3] Деомидов А. Д. и др. // Прикладная физика. 2014. № 6. С. 87-92.

Фоторезисторы из Cd_xHg_{1-x}Te с радиальным смещением и эффектом эксклюзии носителей заряда

Е.В. Сусов, А.В. Гусаров, А.В. Филатов, В.В. Карпов, П.Д. Гиндин

Акционерное общество «Московский завод «Сапфир», Москва

117545, Днепропетровский проезд, 4А, стр. 3А

тел: +7 (495) 312-02-03, факс: +7 (495) 312-00-55, эл. почта: info@mzsapphir.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-56

Расположение одного контакта в центре пикселя, а второго – по его периметру позволяет осуществить радиальное смещение. Принципиальная схема такого исполнения контактной системы ФЧЭ приведена на рис.1. Для изготовления ФЧЭ использовались гетероэпитаксиальные структуры, полученные в Институте физики полупроводников Сибирского отделения РАН молекулярно-лучевой эпитаксией (ГЭСКРТМЛЭ): $x=0,210-0,215$, $n=(3,9-4,1)\times 10^{14}$, $\mu_n = (0,86-0,92)\times 10^5$ см²/Вс и временем фотоответа $t_{06}=(1,3-2,2)$ мкс при 77К.

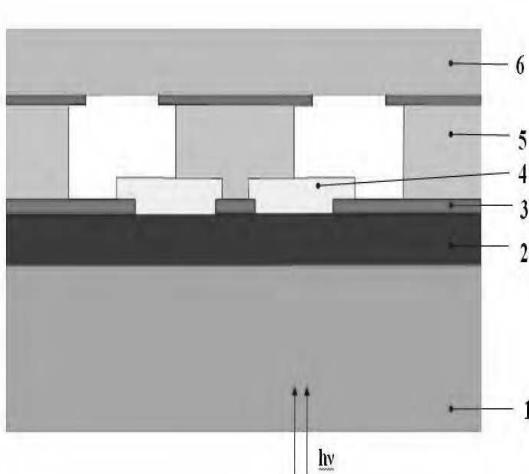


Рис.1. Принципиальная схема ФЧЭ с радиальным смещением.

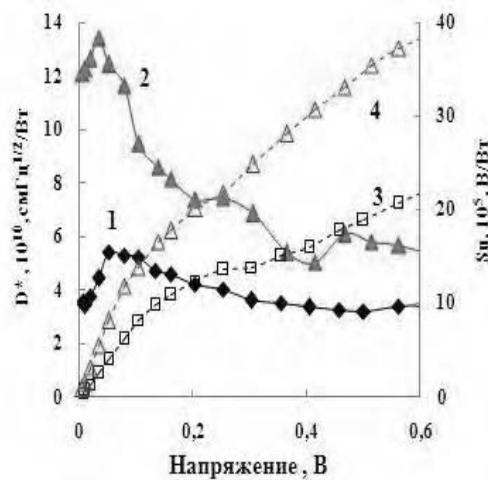


Рис.2. Зависимости $D^*(\lambda_{\max}, 1200, 1)$ – 1,2 и $S_u(\lambda_{\max})$ – 3,4 от напряжения смещения для ФЧЭ с радиальным смещением при плоском угле зрения 42° – 1,3 и 14° – 2,4.

Зависимости удельной обнаружительной способности $D^*(\lambda_{\max}, 1200, 1)$ и вольтовой чувствительности $S_u(\lambda_{\max})$ от напряжения смещения для ФЧЭ с радиальным смещением при плоском угле зрения 42° и 14° приведены на рис.2. Максимальные величины $D^*(\lambda_{\max}, 1200, 1)$ получены при напряжениях, соответствующих началу пролета носителей заряда: $5,4 \times 10^{10}$, $1,35 \times 10^{11}$ см Гц^{1/2}/Вт при плоском угле зрения 42° и 14°, соответственно. При напряжении смещения, соответствующем величине вольтовой чувствительности $1,5 \times 10^5$ В/Вт и плоском угле зрения 14° ($U_{cm}=0,01$ В), выделяемая мощность составила не более 0,5 мкВт на один элемент, а $D^*(\lambda_{\max}, 1200, 1)$ – не менее $1,2 \times 10^{11}$ см Гц^{1/2}/Вт.

В ФЧЭ с радиальным смещением, как и для ФЧЭ в классическом исполнении [1], наблюдается эксклюзия неосновных носителей заряда, генерируемых фоновым излучением.

Литература

[1] Филатов А. В., и др./// Оптический журнал, 2018, Т.85, № 6, С.58-66.

Радиационные донорные дефекты в имплантированных As пленках МЛЭ CdHgTe: пространственное распределение и природа

А.Г. Коротаев¹⁾, И.И. Ижнин^{1,2)}, Е.И. Фицич²⁾, А.В. Войцеховский¹⁾, К.Д. Мынбаев^{3,4)}, В.С. Варавин⁵⁾, С.А. Дворецкий^{1,5)}, Н.Н. Михайлов⁵⁾, В.Г. Ремесник⁵⁾, М.В. Якушев⁵⁾, О.Ю. Бончик⁶⁾, Г.В. Савицкий⁶⁾, Y. Morgiel⁷⁾, Z. Świątek⁷⁾

¹ Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, 634050, Ленина 36

² Научно-производственное предприятие «Электрон-Карат», Львов, 79031, Стрийская 202

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

⁴ Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Кронверкский 49

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

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

⁷ Institute of Metallurgy and Material Science PAN, 30-059, Krakow, Reymonta, 25

тел: +7(3822) 412-573, факс: +7(3822) 412-573, эл. почта: kor@mail.tsu.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-57

Несмотря на многочисленные работы по исследованию радиационных дефектов в подвергнутых ионной имплантации твердых растворах $Cd_xHg_{1-x}Te$, вопрос о пространственной локализации и природе донорных радиационных дефектов остается открытым даже для хорошо изученного случая имплантации ионов B^+ . По нашему мнению это связано с многочастичным спектром носителей заряда в радиационно-модифицированной области материала, когда для определения профилей распределения носителей каждого типа необходимо использовать соответствующие методы анализа результатов дифференциального эффекта Холла. Кроме того, необходимо также дополнительно исследовать дефектную структуру радиационно-нарушенной области.

В работе представлены результаты комплексных исследований радиационных дефектов в имплантированных As гетероэпитаксиальных структурах $Cd_xHg_{1-x}Te$ (ГЭС КРТ), полученных методом молекуллярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках Si (GaAs) в ИФП СО РАН. Исследовали ГЭС p -типа проводимости с сохраненным и удаленным варизонным защитным слоем после имплантации ионов As^+ с энергией 190 кэВ и дозой в 10^{15} см^{-2} , в результате которой были получены типичные $n^+ - n - p$ структуры с радиационно-модифицированной $n^+ - n$ -областью. Пространственное распределение носителей исследовали при послойном химическом травлении с измерением полевых зависимостей коэффициента Холла $R_H(B)$ и проводимости $\sigma(B)$ и их анализа методом дискретных спектров подвижности. Дополнительно использовались данные вторичной ионной масс-спектроскопии (ВИМС), просвечивающей электронной микроскопии в режиме светлого поля и высокого разрешения и литературные данные профилей дефектов, полученных из спектров резерфордовского обратного рассеяния.

В радиационно-модифицированной $n^+ - n$ -области структуры обнаружены три типа электронов с различной подвижностью, обусловленные соответствующими донорными дефектами, локализованными на различных глубинах радиационно-нарушенного слоя структуры: а) электроны с низкой подвижностью порядка $\sim 5000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ локализованы в приповерхностном n^+ -слое толщиной $\sim 400 \text{ нм}$, в области присутствия крупных и мелких дислокационных петель. Предполагаемая природа донорного центра, обуславливающего наличие электронов с низкой подвижностью – междоузельная ртуть, захваченная дислокационной петлей; б) электроны с промежуточной подвижностью $\sim 20000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ локализованы также в n^+ -слое толщиной до $\sim 700-900 \text{ нм}$ в области существования квазиточечных радиационных дефектов. Предполагаемая природа донорных дефектов – комплексы междоузельной ртути с этими квазиточечными дефектами; в) электроны с высокой подвижностью $\sim 90000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ локализованы в n -слое $n^+ - n - p$ структуры на глубине более 700-900 нм. Механизм формирования этой области хорошо известен и связан с диффузией междоузельной ртути, генерируемой при имплантации, и ее аннигиляцией с вакансиями ртути в исходной области p -типа.

Фотоэлектрические характеристики фотодиодных ИК ФПУ с учетом пространственного распределения локальной квантовой эффективности

И.И. Ли¹⁾, В.Г. Половинкин^{1,2)}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

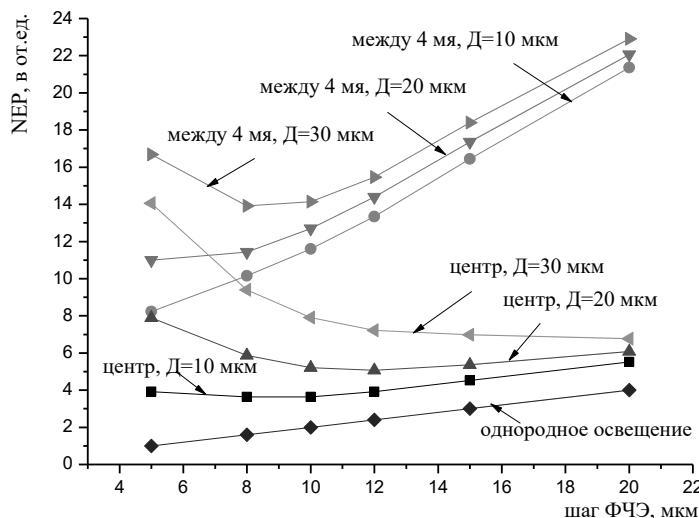
² Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, 630073, пр. К. Маркса, 20

тел: +7 (383) 330-7781, факс: +7 (383) 330-5256, эл. почта: irlamlee@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-58

Представлены результаты расчетов фотоэлектрических характеристик многоэлементных ИК ФПУ, полученные с учетом пространственного распределения локальной квантовой эффективности для элементов на основе фотодиодов, выполненных на эпитаксиальной пленке материала кадмий-ртуть-теллур. При расчетах, основанных на моделировании методом Монте Карло диффузии фотогенерированных носителей заряда, показано влияние основных фотоэлектрических (длины оптического поглощения, длины диффузии, толщины фоточувствительного слоя) и конструктивных (размеры р-п переходов, шаг элементов) параметров фоточувствительных элементов и оптической системы (диаметр оптического пятна в фокальной плоскости ИК ФПУ от точечного источника) на фотоэлектрические характеристики ИК ФПУ [1-3]. При расчетах принято, что распределения интенсивности излучения в пятне определяется дифракцией Фраунгофера на круглом отверстии (формула Эйри [4]). Представлены методики расчетов фотоэлектрических характеристик многоэлементных ИК ФПУ: пространственного разрешения, пороговой чувствительности (NEP), коэффициентов фотоэлектрической связи.

На Рисунке приведен пример результатов расчета пороговой чувствительности в относительных единицах при однородном освещении и для точечных источников излучения, при условии, что энергия в пятне не зависит от диаметра пятна. Показано, что NEP ИК ФПУ для малоразмерных объектов определяется, в основном, пространственным распределением локальной квантовой эффективности фоточувствительных элементов (ФЧЭ).



Зависимости NEP от размера ФЧЭ, работающего в режиме ограничения фоном, для крупноформатных и точечных источников с диаметрами оптического пятна 10, 20, 30 мкм, при двух положениях центра оптического пятна относительно ФЧЭ (центр пятна проецируется в центр ФЧЭ, центр пятна между четырьмя соседними ФЧЭ).

Приведенные в работе зависимости дают возможность прогнозировать основные фотоэлектрические характеристики многоэлементных ИК ФПУ для крупноформатных и малоразмерных объектов при произвольных уровнях фонового излучения, спектрального диапазона, времени накопления, квантовой эффективности ФЧЭ.

Литература

- [1] V.G. Polovinkin, V.A. Stuchinsky, A.V. Vishnyakov, I.I. Lee. //IEEE Transaction on Electron Device. 2018. Vol.65. No.11. P.4924- 4930.
- [2] В.Г. Половинкин, В.А. Стучинский, А.В. Вишняков, И.И. Ли. //Автометрия. 2018. Т.54. №6. стр. 114-121.
- [3] В.Г. Половинкин, В.А. Стучинский, А.В. Вишняков, И.И. Ли. //Успехи прикладной физики.2018. Т.6. №5. стр.422-428.
- [4] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. М. «Наука». 1973. 720 стр.

Требования, предъявляемые к современным матричным фотоприёмникам наземных оптико-электронных систем

В.Д. Шаргородский¹⁾, А.Б. Александров¹⁾, А.А. Бабаев²⁾

¹ Акционерное общество «Научно-производственная корпорация «Системы прецизионного приборостроения», Москва, 111024, Авиамоторная, 53

эл. почта: aleksandrov@npk-spp.ru

² Филиал акционерного общества «Научно-производственная корпорация «Системы прецизионного приборостроения», Великий Новгород, 173003, наб. Реки Гзень, д.9

эл. почта: babaev_aa@npsksp.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-59

Исходя из решаемых наземными оптико-электронными системами (ОЭС) задач по наблюдению околоземного пространства, в докладе сформулированы требования, предъявляемые к используемым матричным фотоприёмникам. Рассмотрены потребности для решения текущих и перспективных задач фотометрирования, обнаружения космического мусора, измерения сигнальных и траекторных характеристик и др.

Современные фотоприёмники видимого диапазона хорошо отработаны технологически и основное направление их развития связано с повышением производительности оптико-электронных систем. Так в задаче обнаружения космического мусора, требуется использование безкорпусных фотоприёмников мозаичных матриц видимого диапазона для формирования фоточувствительных поверхностей любых размеров. Основные требования к таким приборам: размер фоточувствительной поверхности от 50x50 мм, размер пикселя не менее 10 мкм, шум считывания не более 3 ё, максимум квантовой эффективности не менее 95% на длине волны 560 нм, темновой ток не более 0,01 ё/с в отдельном пикселе, динамический диапазон не менее 75дб. Плоскость фоточувствительной поверхности должна лежать в пределах 5 мкм. Кадровая частота должна быть не менее 10 Гц и обязательным требованием является наличие электронного затвора.

В задаче фотометрирования «всего неба» требуются отечественные фотоприёмники форматом не менее двадцати мегапикселей, глобальным электронным затвором, размером пикселя не менее 6 мкм, шумом считывания не более 8 ё, максимумом квантовой эффективностью не менее 70% и динамическим диапазоном не менее 66дб. Кадровая частота должна быть не менее 30 Гц.

Для узкопольных наземных ОЭС различного назначения требуются отечественные фотоприёмники видимого диапазона размером фоточувствительной поверхности от 12x12 мм до 25x25 мм с размером пикселя 6-10 мкм, шумом считывания не более 1,6 ё, максимумом квантовой эффективности не менее 95% при длине волны 560 нм, темновым шумом не более 0,2 ё/с и динамическим диапазоном не менее 90дб. Кадровая частота должна быть не менее 50 Гц, обязательно наличие электронных затворов типа Global Shutter и Rolling Shutter.

Фотоприёмники ближнего ИК диапазона зачастую используются в задачах дневного обнаружения. При решении таких задач требуются фотоприёмники форматом не менее 640x512 пикселей с размером не менее 25 мкм, зарядовой ёмкостью не менее $8 \cdot 10^6$ ё, шумом считывания не более 500 ё, квантовой эффективностью не менее 70%, динамическим диапазоном не менее 80дб, количеством дефектных элементов не более 0,2%. Кадровая частота - не менее 50 Гц.

Для проведения сигнальных и траекторных измерений в среднем и дальнем ИК диапазоне современными отечественными наземными ОЭС требуются фотоприёмники форматом 640x512 и 1024x1024, размером пикселя не менее 24 мкм. Средняя величина разности температуры эквивалентная шуму для таких фотоприёмников должна составлять не более 12 мК, зарядовая ёмкость $18 \cdot 10^6$ ё, динамический диапазон не менее 74дб, количество дефектных элементов не более 0,2%. Должно быть реализовано два режима считывания – IWR и ITR. Кадровая частота должна быть не менее 100 Гц для режима IWR и 50 Гц для режима ITR.

Помимо оптико-физических характеристик для фотоприёмников среднего и дальнего ИК диапазона важны их потребительские свойства. Типовые требования: гарантия на фотоприёмник с холодильником не менее 10 лет, средняя наработка на отказ холодильной машины не менее 10000 часов, рабочая температура холодильной машины от минус 50 до 75 градусов.

Поверхностные плазмонные волны в гибридных фотодетекторах Ge/Si с металлическими субволновыми решетками

А.И. Якимов

Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

тел.: +7 (383) 333-2832, факс: +7 (383) 333-2832, эл. почта: yakimov@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-60

Созданы гибридные ИК фотодетекторы на основе гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками Ge, сопряженные с субволновыми золотыми решетками. Двумерные периодические решетки отверстий в золотых пленках с диаметром отверстий от 0.7 до 1.0 мкм и периодом 1.1–2.0 мкм выступали в качестве метаповерхностей, позволяющих преобразовать внешнее электромагнитное излучение в поверхностьные плазмон-поляритонные волны в спектральном диапазоне 3-5 мкм. Из зависимостей фототока от угла падения электромагнитной волны определены дисперсионные соотношения, характеризующие распространение поверхностных плазмонных мод вдоль границы металл-полупроводник в плазмонных фотодетекторах Ge/Si с квантовыми точками Ge, совмещенные с регулярными золотыми решетками субволновых отверстий различной формы на поверхности полупроводника. Было показано, что экспериментальные дисперсионные кривые для решеток круглой и квадратной формы находятся в хорошем согласии с результатами численного моделирования дисперсионных характеристик фундаментального плазмонного резонанса. Полученные результаты свидетельствуют о том, что усиление фототока в гибридных фотодетекторах с квантовыми точками действительно вызвано возбуждением блоховских поверхностных плазмонных мод в среднем ИК диапазоне. Обнаружено подавление эффекта плазмонного усиления фототока при переходе от круглой и квадратной форм отверстий решетки к прямоугольной. Установлено, что в гибридных структурах с прямоугольными щелями существует диапазон волновых векторов, в котором энергия поверхностных плазмонов не зависит от волнового вектора падающего излучения. Полученные результаты объясняются возбуждением световой волной локализованных дипольных мод на прямоугольных апертурах с большим соотношением сторон. Методами математического моделирования и экспериментально исследованы процессы усиления поля световой волны и фототока в среднем ИК диапазоне в гибридных гетероструктурах Ge/Si с квантовыми точками Ge, содержащих два типа плазмонных метаповерхностей на кремнии. Один тип представлял собой периодические решетки отверстий в золотой пленке, второй – двумерные массивы наноантенн в виде золотых дисков. Показано, что решетки отверстий обеспечивают усиление ближнеполевых компонент в активной области детекторов в 2.3-2.9 раз больше по сравнению с массивами дисковых антенн. Большой коэффициент усиления электрического поля связан с большей глубиной проникновения вглубь полупроводника поверхностной плазмонной волны, возбужденной перфорированной металлической пленкой. В результате возбуждения поверхностных плазмонных волн в оптимальных гетероструктурах Ge/Si с квантовыми точками удалось получить квантовую эффективность на уровне 2%, токовую чувствительность до 0.4 А/Вт и фотовольтаическую обнаружительную способность 4.5×10^{12} см·Гц^{1/2}/Вт на длине волны 4 мкм при $T=78$ К.

Исследования проведены при финансовой поддержке гранта РФФИ №16-29-03024.

Инфракрасная радиометрия на основе многорядных инфракрасных фотоприемных устройств

К.О. Болтар^{1,2)}, И.Д. Бурлаков^{1,3)}, С.В. Головин¹⁾, А.В. Никонов^{1,2)}, Н.И. Яковлева¹⁾

¹АО «НПО «Орион», Москва, 111538, ул. Косинская, 9

²МФТИ, Москва, 117303, ул. Керченская, д. 1А, корп. 1

³МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, 119454, проспект Вернадского, 78

DOI 10.34077/RCSP2019-61

В основу принципа действия инфракрасных радиометров положено преобразование ИК-излучения от объектов наблюдения в электрические сигналы, на основе которых формируется видимое изображение или задается механизм обработки параметров наблюдаемых объектов при различных фоновых потоках. Для работы в заданных диапазонах ИК области спектра радиометры включают в свой состав специальные крупноформатные, высокочувствительные фотоприемные устройства (ФПУ), использующие матрицы фоточувствительных элементов (МФЧЭ) с обработкой данных в БИС считывания. Среди различных полупроводниковых материалов, чувствительных в ИК области спектра, тройные растворы HgCdTe являются лучшим полупроводниковым соединением с точки зрения достижения максимальных фотоэлектрических параметров [1, 2] в заданных ИК диапазонах спектра, что связано с выбором архитектуры фоточувствительных элементов с уменьшенным влиянием тепловых процессов при детектировании излучения.

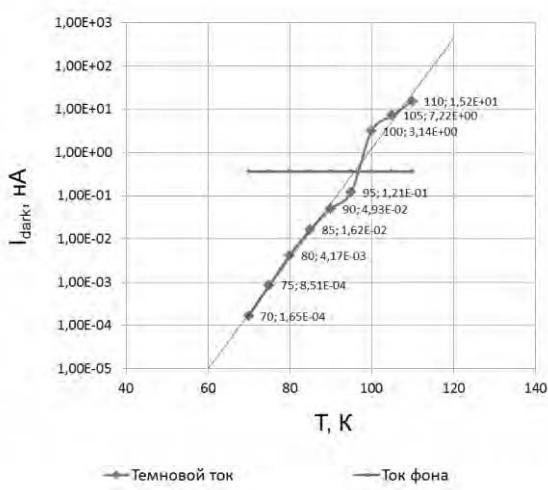


Рис. 1. Температурные зависимости темнового тока ФПУ средневолнового спектрального диапазона $\Delta\lambda = 3,5 - 4,1$ мкм

Для включения в состав инфракрасного радиометра изготовлены по планарной технологии на основе гетероэпитаксиальных структур с поглощающим слоем HgCdTe *p*-типа проводимости ФПУ, чувствительные в средневолновом и длинноволновом ИК диапазонах спектра. Проведены исследования темновых токов и шумов фоточувствительных элементов (ФЧЭ) многорядных фотоприемных модулей на основе гетероэпитаксиальных (ГЭС) структур HgCdTe с шагом 28 мкм средневолнового и длинноволнового ИК диапазонов спектра при обратном напряжении смещения $V = -0,1$ В. На рис. 1 показана температурная зависимость темнового тока для образца средневолнового диапазона спектра ($\Delta\lambda=3,5-4,1$ мкм). Значение обнаружительной способности $D^* \geq 10^{12}$ для ФПУ средневолнового диапазона достигается при темновых токах менее 10^{-11} А, что достижимо для температуры охлаждения $T = 80$ К.

Проведены теоретические и экспериментальные исследования величин и источников выходного шума ФПУ длинноволнового ИК диапазона спектра в зависимости от времени накопления в диапазоне $T_{\text{нак}} = 25 - 200$ мкс. Показано, что шум прибора включает шум ФЧЭ и входной ячейки считывания мультиплексора. Шум фотодиода он включает шум ячейки считывания, который должен быть существенно меньше шума фотодиода, а емкость накопления ячейки считывания для ФПУ длинноволнового диапазона должна быть менее 10 фФ.

Литература

- [1] Rogalski A., HgCdTe infrared material: History, status, and outlook // Rep. Prog. Phys., 68, 2267-2336 (2005).
- [2] K.O. Boltar, I.D. Burlakov, A.M. Filachev, N.I. Yakovleva, MCT LWIR 6×576 FPA, // Applied Phys. (rus). No 3, 2012, pp.61-65.

Формирование фотодиодов на основе р-п переходов в слоях ГЭС КРТ МЛЭ для спектрального диапазона 8-11 мкм.

М.В. Якушев, В.С. Варавин, И.В. Сабинина, Г.Ю. Сидоров, Д.В. Марин, А.В. Предеин, С.А.

Дворецкий, **В.В. Васильев**, Ю.Г. Сидоров, А.В. Латышев,

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

эл. почта: yas@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-62

Разработаны основы технологических процессов изготовления р - п переходов с использованием процесса имплантации ионов As⁺ с последующими активационным и восстанавливающим отжигами. По этой технологии были изготовлены экспериментальные образцы ФП на основе гетероэпитаксиальных структур слоев теллурида кадмия и ртути, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (ГЭС КРТ МЛЭ). Для сравнения параметров фотодиодов на основе р на п переходов были изготовлены также образцы фотодиодов на основе п на р переходов по традиционной технологии с использованием имплантации ионами В⁺. После изготовления фотодиодов были исследованы температурные зависимости темновых токов и фототоков. Было обнаружено, что новая технология позволяет работать в режиме ограничения фоном при повышенных температурах до 105К для фотодиодов с длинноволновой границей чувствительности 11,2 мкм при 77К (рис.1). Проведен расчет температурной зависимости разности температур эквивалентной шуму (NETD) для ФД с измеренными параметрами, с ограниченной площадью рабочего слоя $A_d=30\times30$ мкм² при учете только теплового шума Джонсона – Найквиста и фотонного шума ФД. Использование р-на-п технологии изготовления фотодиодов на основе ГЭС КРТ МЛЭ с длинноволновой границей чувствительности $\lambda_{cut} = 10,3$ мкм, позволяет повысить рабочую температуру примерно на 25 К, а для фотодиодов с длинноволновой границей чувствительности $\lambda_{cut} = 11,2$ мкм примерно на 20К без заметного ухудшения NETD (рис.2)

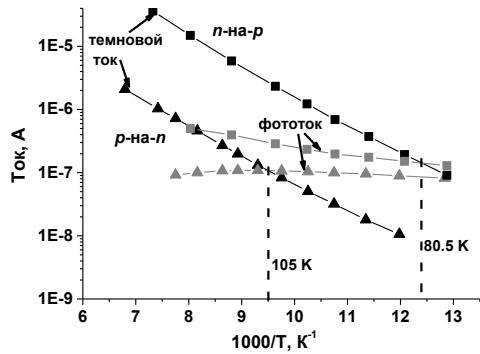


Рис. 1. Темновой ток р-на-п (треугольники) и п-на-р (квадраты) фотодиодов при обратном смещении 50 - 100 мВ. Кривые помеченные красным цветом - температурные зависимости фототока. Штриховыми линиями обозначены температуры начала режима ограничения фоном ($T_{\text{оф}}$).

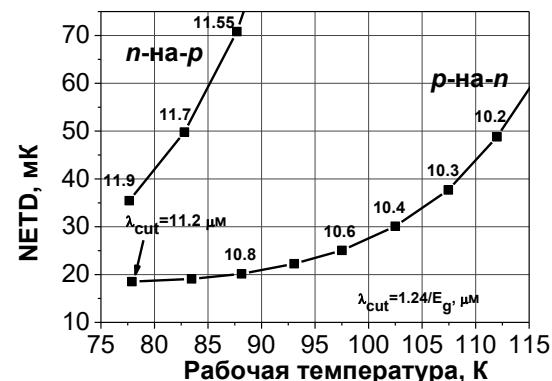


Рис. 2. Расчетная зависимость NETD от рабочей температуры для фотодиодов, изготовленных по технологии р-п и по технологии п-р. Величина длины волны отсечки равна $\lambda_{cut}=1.24/E_g$, мкм, где E_g – ширина запрещенной зоны, эВ.

Таким образом, использование р-на-п технологии изготовления фотодиодов на основе ГЭС КРТ МЛЭ для спектрального диапазона 8-11 мкм позволяет повысить рабочую температуру примерно на 20 К без заметного ухудшения NETD. Повышение рабочей температуры позволяет повысить рабочий ресурс микрокриогенных систем, снизить их массу и габариты, а также стоимость фотоприемного модуля в целом.

Методы повышения чувствительности многорядных фотоприемных устройств для регистрации малоразмерных объектов

К.В. Козлов^{1,2)}, В.А. Стрельцов^{1,2)}, Б.Н. Дражников¹⁾, Я.С. Бычковский¹⁾

¹AO «НПО «Орион», Москва, 111538, Косинская, 9

²МФТИ, Москва, 117303, ул. Керченская, д. 1А, корп. 1

тел: +7 (917) 582-3460, факс: +7 (499) 373-6862, эл. почта: kozlov.k.v@mail.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-63

Современные инфракрасные (ИК) фотоприемные устройства (ФПУ) с режимом временной задержки и накопления (ВЗН) широко применяются для решения задач регистрации слабых оптических сигналов [1-3]. Сканирующие ВЗН-матрицы позволяют достичь высокой равномерности пеленгационной характеристики при регистрации малоразмерных объектов, повысить отношение сигнал/шум на выходе прибора, снизить требования к дефектности фоточувствительного материала. Каскадирование отдельных фотоприемных модулей (ФМ) на общем основании внутри ФПУ при работе в режиме сканирования позволяет достичь форматов ИК-изображений, больших 10000x10000 элементов разложения.

Одной из основных задач, решаемых многорядными ИК ФПУ, является регистрация малоразмерных объектов. Малоразмерными считаются объекты, размер изображения которых в плоскости фоточувствительного слоя соизмерим с размером фоточувствительного элемента (ФЧЭ) и определяется преимущественно функцией рассеяния точки (ФРТ) оптической системы (ОС). Для таких многорядных ИК ФПУ важнейшими параметрами являются вольтовая и пороговая чувствительность при регистрации малоразмерных объектов, чemu и посвящен доклад.

В докладе рассматриваются методы коррекции амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) образца многорядного ИК ФПУ на основе прямой буфферной инжекции при низких уровнях фонового излучения. Предложены и проверены экспериментально дискретно-аналоговые фильтры, реализуемые внутри большой интегральной схемы (БИС) считывания и, помимо коррекции АЧХ, улучшающие чувствительность ФПУ при регистрации малоразмерных объектов.

Также предложен дискретно-аналоговый фильтр, реализуемый в БИС, позволяющий снизить ресурсоемкость цифровой обработки сигналов ФПУ и улучшить чувствительность при регистрации малоразмерных объектов.

Приведено сравнение результатов высокочастотной фильтрации сигналов (для устранения малоинформационной фоновой составляющей) внутри БИС ФПУ и при обработке в цифровом виде.

Представлены результаты экспериментального исследования фотоэлектрических параметров многорядного ФПУ при различных размерах ФЧЭ. Определены рациональные размеры ФЧЭ для решения задачи регистрации малоразмерных объектов. Определены основные факторы ограничивающие шумы ФПУ. Намечены пути дальнейшего улучшения чувствительности ИК ФПУ.

Литература

- [1] Козлов К.В. и др. // Успехи прикладной физики. 2017. Т. 5. № 5. С. 466-480.
- [2] Козлов К.В., Кузнецов П.А. // Прикладная физика. 2015. № 3. С. 61-66.
- [3] М.А. Трищенков Фотоприемные устройства и ПЗС. Обнаружение слабых оптических сигналов. – М.: Радио и связь, 1992.

Влияние поверхности на фотопроводимость плёнок $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$ с составом $0,28 \leq x \leq 0,32$

А.Н. Акимов¹⁾, И.О. Ахундов^{1,2)}, Д.В. Ищенко¹⁾, А.Э. Климов^{1,3)}, Н.С. Пащин¹⁾, С.П. Супрун¹⁾,
А. С. Тарасов¹⁾, О.Е. Терещенко^{1,3)}, Е.В. Федосенко¹⁾, В.Н. Шерстякова¹⁾

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

² НГУ, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова 1

³ НГТУ, Новосибирск, 690073, пр-т К. Маркса 20

тел: +7 (383) 330-6631, эл. почта: ischenkod@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-64

Фоточувствительность плёнок $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$ с $x \sim 0,3$ ($\lambda_{kp} \sim 46\text{мкм}$) в ИК области определяется как фундаментальным поглощением [1], так и наличием локализованных состояний в запрещённой зоне [2, 3], что позволяет продвинуться в более длинноволновую область спектра. При создании фотоприёмных структур на основе тонких плёнок большое значение имеет определение влияния поверхности на фоточувствительность при различных химических и технологических обработках поверхности.

При $T = 4,2$ К были исследованы легированные In эпитаксиальные слои $Pb_{1-x}Sn_xTe/BaF_2$ с составом $0,28 \leq x \leq 0,32$ (толщиной $d \approx 1$ мкм) и концентрацией In (0,5 – 3) ат. %, которые при $T < 20$ К имеют низкую проводимость, сравнимую с диэлектриками. Источником освещения служили светодиодом с $\lambda = 0,63$ мкм и абсолютно чёрное тело. Химическая обработка поверхности проводилась в растворе изопропилового спирта, насыщенного парами соляной кислоты. Картинами дифракции быстрых электронов (ДБЭ) были получены в камере МЛЭ «Катунь» при давлении $P = 2 \cdot 10^{-6}$ Па. Физико-химическое состояние поверхности исследовалось методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Картины ДБЭ и спектры РФЭС были получены для исходной поверхности, после отжига до температуры ~ 350 °C, после обработки в травителе, а также при последовательной обработке в травителе и отжиге в вакууме до температуры ~ 350 °C.

Обнаружено, что обработка поверхности сильно влияет на вольтамперные характеристики (ВАХ) и временные зависимости фототока. Наблюдалось возрастание темнового тока до 10^5 раз при напряжении смещения 1 В. Величина фототока также возрастила. Качественно и количественно изменились временные зависимости фототока. При выдержке образцов на воздухе в течение нескольких дней ВАХ-и и временные зависимости тока возвращались к значениям до обработки поверхности. На рисунке представлены временные зависимости фототока до (1), сразу после химической обработки поверхности (2), через двое (3), трое (4) и пять (5) суток и характерные постоянные времени нарастания фототока. Стрелкой показан момент включения освещения.

Результаты измерений сопоставлены с данными РФЭС по составу поверхности плёнок в зависимости от её обработки.

Показано, что изменения фотопроводимости могут быть обусловлены изменением состояния поверхности, вызванного удалением собственного окисла и нарушением стехиометрии состава вблизи поверхности.

Работа выполнена при частичной поддержке (изготовление образцов) РФФИ, грант №17-02-00575а.

Литература

- [1] W.W. Anderson // IEEE Jour. of Quan. El. 1977. Vol. QE-13. No. 7. P. 532-543.
- [2] Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов // УФН. 2015. вып.10. Т.184. С.1033-1044.
- [3] И.Г. Неизвестный, А.Э. Климов, В.Н. Шумский // УФН. 2015. вып. 10. Т.185. С.1031-1042.

Текущее состояние и актуальные направления развития космической фотоэнергетики

С.Г. Кочура, С.И. Опенько, М.В. Нестеришин, П.А. Крючков, Е.О. Воронцова

Акционерное общество «Информационные спутниковые системы»

имени академика М.Ф. Решетнёва»

662972, г. Железногорск Красноярского края, ул. Ленина, 52

Телефон: +7 (3919) 72-24-39 Факс: +7 (3919) 75-61-46 E-mail: office@iss-reshetnev.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-65

Наиболее распространённым и востребованным первичным источником энергии для космических аппаратов (КА) является солнечная батарея (БС). На сегодняшний день на орбите Земли функционирует ≈ 1800 КА различного назначения, суммарная мощность БС которых составляет ≈ 15 МВт, а масса ≈ 160 тонн. [1]

Важнейшими требованиями при проектировании БС являются: повышение начальной энергоэффективности (КПД, удельная мощность по площади Вт/м²), обеспечение стойкости к фактором космического пространства, минимизация массы (кг/м²), минимизация объёма конструкции БС в сложенном состоянии при выведении на орбиту, минимизация стоимости.

Следуя выполнению таких требований и, главным образом, благодаря выравниванию стоимости фотопреобразователей (ФП) на основе арсенид-галлия (GaAs) по сравнению с ФП на основе кремния (Si), в течение последний 10 лет в коммерческих и федеральных проектах произошёл массовый переход с Si ФП на GaAs ФП, благодаря чему удельная мощность по массе увеличилась с 75 Вт/кг до 190 Вт/кг, по площади с 130 Вт/м² до 280 Вт/м².

Очевидно, что в будущем потребуется расширить спектр задач, выполняемых космическими группировками. Одним из факторов выполнения таких требований является разработка и применение нового поколения ФП с КПД 38-39% при меньшей массе. На сегодня имеются лабораторные образцы таких элементов. Дорожные карты развития в Мире показывают, что ФП с указанными характеристиками будут доступны к использованию уже в 2025 году. [2]

Разработка ФП является очень сложным научно-инженерным и технологически ёмким процессом. В отечественной фотоэнергетике начиная с 2000-х годов пройдён путь от использования покупных импортных фотопреобразователей при минимальной доле собственных работ в цикле производства БС, до производства с использованием отечественных германиевых подложек и самостоятельного выращивания ФП на импортном оборудовании.

Но процесс изготовление отечественных космических ФП начат «с конца». Производство проходит по воспроизведению имеющейся структуры, а не по самостоятельно разработанной. Таким образом мы подошли к той стадии, где необходимы более глубокие академические знания и помочь фундаментальной науки.

Учитывая вышеизложенное, для отечественной космической фотоэнергетики наиболее актуальными задачами являются: разработка структуры перспективного ФП, технологии производства, создание опытно-промышленной линии производительностью ≈ 400 м²/год и внедрение её на промышленные предприятия. Немаловажным является создание научной технологической школы по разработке перспективных ФП для космического применения в обеспечении постоянного совершенствования характеристик.

На данном этапе возлагаются большие надежды на плодотворное сотрудничество между производством и российской академической наукой с целью выполнения поставленных задач, повышения конкурентоспособности и качества продукции космического назначения.

Литература

[1] Журнал «Все о космосе» [Электронный ресурс]. URL: <https://aboutspacejornal.net/2018/08/19/union-of-concerned-scientists>(дата обращения: 05.3.2019).

[2] Обзор современных фотоэлектрических преобразователей Космического назначения на основе соединений АПБВ / Слыщенко Е. В. и др. // Сибирский журнал науки и технологий. 2018. Т. 19, № 2. С. 308–324.

Быстродействующие температурно-стабильные микролазеры

А.Е. Жуков¹⁾, Н.В. Крыжановская¹⁾, Э.И. Моисеев¹⁾, А.М. Можаров¹⁾, Ф.И. Зубов¹⁾, Н.А. Калюжный²⁾, С.А. Минтаиров²⁾, М.М. Кулагина²⁾, С.А. Блохин²⁾, М.В. Максимов^{1,2)}

¹ Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет РАН,
Санкт-Петербург, 194021, Хлопина 8(3)

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

тел: +7 (812) 448-6980, факс: +7 (812) 448-6980, эл. почта: zhukale@gmail.com

DOI 10.34077/RCSP2019-66

Исследованы инжекционные микродисковые лазеры на GaAs и Si подложках, с активной областью на основе квантовых точек различного типа. Показана возможность работы в непрерывном режиме без термостабилизации при комнатной и повышенных температурах, низкопороговой генерации, прямой модуляции с частотой до 6 ГГц.

Основные результаты:

1. Были созданы микродисковые лазеры диаметром 10-31 мкм на основе гетероструктур с активной областью, представляющей собой квантовые точки (КТ) Странского-Крастанова InAs/InGaAs спектрального диапазона 1.28-1.3 мкм, либо формируемые на слабо-разориентированных подложках плотные массивы островков InGaAs (квантовые ямы-точки, КЯТ) спектрального диапазона около 1.1 мкм. Структуры были синтезированы на подложках GaAs.

Кроме того, были исследованы микролазеры на основе КТ InAs/InGaAs, выращенные на подложках Si с использованием переходных буферных слоев и дислокационных фильтров.

2. Минимальное значение пороговой плотности тока в микролазерах с КТ InAs/InGaAs на GaAs, работающих при комнатной температуре в непрерывном режиме без принудительного охлаждения, составляет 250 A/cm^2 ($D=31 \text{ мкм}$), что является рекордно-низким значением для микролазеров на КТ. В микролазерах на Si подложках такого же диаметра и с таким же типом активной области минимальное значение пороговой плотности тока составило 600 A/cm^2 . В микролазерах с активной областью на основе массива КЯТ значительный вклад в порог генерации дает безызлучательная поверхностная рекомбинация, что было приписано меньшей глубине локализации носителей заряда в такой активной области по сравнению с КТ InAs/InGaAs; минимальное значение пороговой плотности тока равно 800 A/cm^2 .

Рис. 1. Зависимость частоты модуляции по уровню -3дБ от тока инжекции. Вставка: пример амплитудно-частотной характеристики. Синие символы: 18°C, красные символы: без температурной стабилизации. $D=23 \text{ мкм}$.

3. Максимальная рабочая температура лазерной генерации при непрерывной накачке микродисков на GaAs составила 100-110°C и на Si 60°C, что является рекордным значением для микролазеров соответствующего типа. Удельное тепловое сопротивление в обоих случаях составило около $4 \times 10^{-3} \text{ °C} \cdot \text{см}^2/\text{мВт}$, что в несколько раз ниже, чем у микролазеров на InP.

Оцененная с помощью малосигнального анализа наибольшая частота прямой модуляции (по уровню -3 дБ) превысила 6 ГГц (Рис. 1). При этом частота $f_{3\text{dB}}$ в случае отсутствия температурной стабилизации микролазеров практически не изменяется (6.51 ГГц против 6.72 ГГц) по сравнению со случаем стабилизации микролазера с температурой 18°C.

4. Впервые исследована временная стабильность микродисковых лазеров. При 60°C и постоянном токе накачки снижение выходной мощности происходит с темпом около 0.01%/час. Это позволяет предварительно оценить срок службы при повышенной температуре не хуже 3.8×10^3 часов.

Таким образом, продемонстрированная к настоящему времени совокупность характеристик микродисковых лазеров с квантовыми точками позволяет ожидать реализацию с их помощью лазерных микроизлучателей для систем оптической передачи данных, в том числе на кремнии, работающих без термостабилизации со скоростями по крайней мере 10 Гб/сек.

Работа выполнялась при поддержке РНФ.

Металлорганические перовскиты для фотоники

О.И. Семенова

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

тел: +7 (383) 330-8591, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: oisem@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-67

Гибридные перовскиты – класс полупроводников с общей формулой ABX_3 , где A = CH_3NH_3 (метиламмоний); B = Pb (свинец), Sn (олово); и X = Cl(хлор), Br(бром), I(йод). На основе данного класса материалов за последние пять лет наблюдается значительный прогресс в области создания тонкопленочных солнечных элементов (СЭ) [1,2], светоизлучающих диодов [3], датчиков гамма - и рентгеновского излучения. Главным преимуществом металлорганических перовскитов является то, что для их синтеза используются распространенные достаточно дешевые исходные соединения и простые технологические приемы, исключающие энергоемкие стадии и вакуумные установки. Синтез пленок, основанный на осаждении из растворов при температурах вблизи комнатной, позволяет использование стеклянных и гибких пластиковых подложек и методы струйной печати. Также неоспоримым преимуществом является возможность изменения ширины запрещенной зоны полупроводника посредством количественного изменения соотношения разных анионов. Замена йода на бром или хлор дает изменение E_g от 1,5 до 2,1 эВ.

В настоящее время наиболее изученным перовскитом является $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ - метиламмония трийодид свинца. При использования этого гибридного материала эффективность конверсии солнечной энергии в электрическую для лабораторных СЭ возросла с 3,5% [1] в 2009 году до 22% в 2015 [2], т.е. почти сравнялась с КПД элементов на кремниевых подложках. Добиться такого КПД удалось благодаря уникальным свойствам $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$, таким как оптимальная для СЭ ширина запрещенной зоны (1,5 эВ), высокое значение коэффициента поглощения солнечного спектра (10^5 см^{-1}), низкая энергия разложения экситонов (16 мэВ) и большая длина пробега носителей заряда (1 мкм в плёнках, 175 мкм в монокристаллах).

Другое интенсивно развивающееся применения перовскитов – светоизлучающие диоды (LED). В 2014 году в работе [4] сообщалось о первых светодиодах, которые показали квантовую эффективность 0,76%, 0,1% и 0,018% для ближнего инфракрасного, красного и зеленого излучения соответственно. Совсем недавно опубликованы сообщения о зеленых, красных и ближних инфракрасных LED с квантовой эффективностью 20,3%, [5] 21,3%, [6] и 20,7%, [7] соответственно.

Некоторые компании уже работают над коммерческим внедрением СЭ из перовскитов. Австралийские и турецкие компании вместе активно подошли к коммерциализации перовскитовых солнечных батарей, и по прогнозам, уже к 2019 году они будут представлены на мировом рынке. Аналитики энергетической отрасли утверждают, что при стоимости в 50 центов за 1 кВт, солнечная энергия становится конкурентоспособной по отношению к ископаемому топливу. То есть переход на перовскитные СЭ в глобальном масштабе позволит снизить стоимость производства электроэнергии в разы.

Литература

- [1] A. Kojima et al. // J. Am. Chem. Soc. 2009. V.131, P.6050-6051.
- [2] W.S. Yang et al. // Science. 2015. V. 348, P.1234-1237.
- [3] N.K. Kumawat et al.// Nanoscale. 2019 V. 11, P. 2109-2120.
- [4] Z.-K. Tan et al.// Nat. Nanotechnol., 2014 V. 9, P. 687-692.
- [5] K. Lin et al. // Nature, 2018, V.562, P.245 – 248.
- [6] T. Chiba et al.// Nat. Photonics, 2018, V.12, P. 681 –687.
- [7] Y. Cao et al. // Nature, 2018, V.562, P.249 – 253

Рентгеновские исследования образцов микрокристаллического кремния для панелей солнечных элементов

М.Д. Шарков, М.Е. Бойко, А.В. Бобыль, А.М. Бойко, С.Г. Конников

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

194021, Политехническая, 26

тел: +7 (812) 292-7985, факс: +7 (812) 297-1017, эл. почта: mischar@mail.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-68

Методом малоуглового рассеяния рентгеновских лучей (МУРР) исследованы два набора образцов микрокристаллического кремния (μ c-Si), произведенного для дальнейшего использования в качестве рабочего материала панелей солнечных элементов. Технология производства предполагала, что в каждом из наборов образцов зерна микрокристаллического кремния должны иметь размер 200 и 20 нм вдоль нормали к поверхности соответственно.

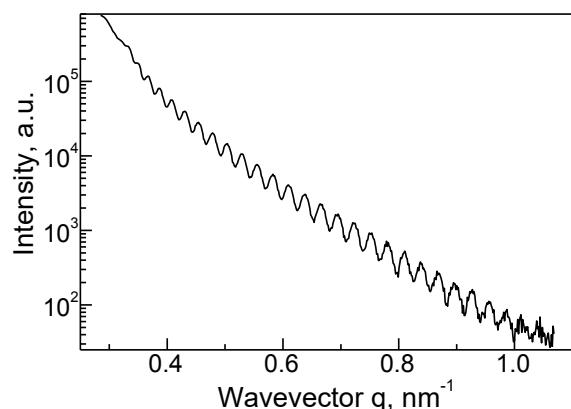


Рис. 1. Кривая МУРР от образца μ c-Si, выращенного по технологии, ориентированной на зерна высотой 200 нм.

20 нм, реальные размеры зерен составляют от 20 до 24 нм. Продемонстрировано, как для одного из образцов определяется высота зерен 22.9 ± 0.1 нм.

Показано, что в отполированном образце кривые МУРР показывают присутствие низкоразмерных компонент, а поверхность образца покрыта локально упорядоченной сетью зерен Si размером около 3 нм.

Кривые МУРР от всех образцов были зарегистрированы на установке ДРОН-8 в НПО «Буревестник» (СПб, Россия) в режиме отражения на Cu K_{α1} излучении. Один из образцов был дополнительно подвергнут полировке поверхности, после чего от него были повторно получены данные МУРР как в режиме отражения, так и в просвечивающем режиме.

Результаты:

Показано, что в серии образцов, технология производства которых нацелена на зерна высоты 200 нм, реальные размеры зерен составляют от 205 до 240 нм. Продемонстрировано, как для одного из образцов (по кривой МУРР, приведенной на Рис. 1) определяется высота зерен 226 ± 3 нм.

Показано, что в серии образцов, технология производства которых нацелена на зерна высоты 20 нм, реальные размеры зерен составляют от 20 до 24 нм. Продемонстрировано, как для одного из образцов определяется высота зерен 22.9 ± 0.1 нм.

Показано, что в отполированном образце кривые МУРР показывают присутствие низкоразмерных компонент, а поверхность образца покрыта локально упорядоченной сетью зерен Si размером около 3 нм.

Перспективы пористого кремния как материала для оптоэлектронных приложений

И. М. Жильцов¹⁾, Н.В. Латухина¹⁾, Д.А. Лизункова¹⁾, Г.А. Рогожина¹⁾, М. В. Степихова²⁾

¹⁾ Самарский национальный исследовательский университет им.академика С.П. Королева,
Самара, 443086, Московское шоссе, 34

²⁾ ИФМ РАН Нижний Новгород

тел.: +7 (846)334-5455, факс: +7 (846) 334-5455, эл. почта: natalat@yandex.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-69

Интерес к пористому кремнию как материалу оптоэлектроники связан в первую очередь с большой площадью его поверхности и наличием наноразмерных кристаллов в его порах, что делает его перспективным для использования, как в фоточувствительных, так и в люминесцентных структурах [1-4]. Однако широкое применение пористого кремния в электронных устройствах сдерживается из-за сложности в управлении свойствами получаемого пористого слоя, особенно в возможности получить низкоомный материал. Чтобы сделать процесс создания пористого кремния хорошо воспроизводимым, в качестве исходной используют поверхность с заранее заданными центрами порообразования, например, текстурированную, представляющую собой поверхность, заполненную правильными четырехгранными пирамидами, на которой порообразование происходит главным образом на стыках пирамид. При этом, если использовать структуры с уже сформированным р-п-переходом, на вершинах пирамид и в их объеме сохраняется исходный тип и уровень легирования, так что образовавшаяся структура представляет собой матрицу микро-диодов на общей монокристаллической подложке, отделенных друг от друга высокоомными областями пористого кремния. Такие структуры являются стабильными, имеют хорошие электрические свойства

В настоящей работе проведена экспериментальная оценка возможности использовать структуры на основе пористого кремния для фотопреобразователей и светодиодов. Исследованы фотоэлектрические и спектральные характеристики структур с верхним слоем из пористого кремния и пористого карбида кремния, вольт-амперные характеристики и спектры фотолюминесценции структур с пористым кремнием, легированным эрбием. Пористый слой создавался на текстурированной поверхности монокристаллических пластин кремния электролитическим травлением. Для создания р-п-перехода проводилось легирование верхнего слоя фосфором, либо использовались пластины с заранееенным р-п-переходом. Слой карбида кремния на фотоэлектрических структурах создавался методом химического транспорта в открытой системе твердофазных кремния и углерода газом – носителем водородом в зону эпитаксии с последующим осаждением на поверхность пористого кремния. Для создания люминесцентных структур пористый слой насыщался эрбием из водного раствора.

Проведенные исследования позволяют сделать вывод о перспективности использования пористого кремния для оптоэлектроники. Гетероструктура n-SiC/p-porSi с увеличенной фоточувствительностью в коротковолновой области солнечного спектра расширит спектр фоточувствительности ФЭП и, следовательно, увеличит его эффективность. Образцы структуры porSi:Er имеют хорошие люминесцентные характеристики с максимумом на длине волны 1,55 мкм при комнатной температуре и могут служить основой для создания ИК-светодиодов.

Литература

- [1] Hyukyong Kwon et al. // ISRN Nanotechnology. Vol. 2011, Article ID 716409.
- [2] Latukhina N. et al. // Procedia Engineering. 2015. Vol. 104. P. 157-161.
- [3] Ю.А Берашевич и др.// ФТП, 2006, Т.40., Вып.2, С. 240 – 245.
- [4] Sokolov S.A et al. // Thin Solid Films. 2014. Vol. 562. P. 462 – 466.

Светоизлучающие структуры для кремниевой оптоэлектроники на основе локально растянутых Ge микроструктур

А.В. Новиков¹⁾, Д.В. Юрасов¹⁾, А.Н. Яблонский¹⁾, Н.А. Байдакова¹⁾, Е.Е. Морозова¹⁾, В.А. Вербус^{1,2)}, Н.С. Гусев¹⁾, Д.В. Шенгурев¹⁾, А.В. Нежданов³⁾, А.И. Машин³⁾

¹ ИФМ РАН, Нижегородская обл., д. Афонино, 603087, ул. Академическая д. 7

² НИУ Высшая Школа Экономики, Нижний Новгород, 603155, ул. Б. Печерская, 25/12

³ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950, пр. Гагарина д.23

тел: +7 (831) 417-9480, факс: +7 (831) 417-9464, эл. почта: anov@ipmras.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-70

В последние годы Ge становится одним из ключевых материалов кремниевой фотоники. В частности значительные надежды связываются с применением деформированного (растянутого) Ge для решения проблемы создания на кремнии эффективного источника излучения ближнего ИК диапазона. Физическим обоснованием этих надежд является уменьшение исходно небольшого (134 мэВ при 300К) энергетического зазора между прямой и непрямой запрещенными зонами Ge при его растяжении. Однако уровни деформации, необходимые для существенного уменьшения этого зазора, значительны: зазор становится нулевым при двухосной деформации в 1.5-2 % или одноосной вдоль направления (100) в 4.5-5%. Столь высокие значения деформации труднодостижимы в сплошных Ge пленках. Поэтому в настоящее время активно ведутся работы по созданию локально деформированных Ge микроструктур и исследованию их излучательных свойств. В настоящей работе представлены результаты по формированию одноосно деформированных Ge микроструктур и исследованию их спектров люминесценции.

Для создания деформированных Ge микроструктур использовались релаксированные Ge слои, выращенные методом МПЭ на Si(001) или SOI подложках, которые из-за разницы коэффициентов термического расширения Si и Ge характеризовались двухосной деформацией растяжения 0.2÷0.25%. Данная деформация может быть многократно увеличена при формировании метод “концентрации напряжений” [1] микроструктур типа «микромостика». Локальные измерения распределения деформации, выполненные методом микро-КРС, показали возрастание деформации в центре микромостиков более чем на порядок по сравнению с исходной Ge пленкой [2]. Для решения проблемы теплоотвода от свободновисящих микромостиков использовались подложки SOI с тонкими слоями захороненного окисла и кремния над ним (200 и 100 нм, соответственно). Это позволило за счет адгезии реализовать механический контакт между подложкой и микромостиком после его формирования («подвешивания»). Проведенные исследования показали, что реализация такого подхода позволяет в несколько раз увеличить плотность оптической накачки, которая приводит к разрушению микромостиков. Методом микро-ФЛ при комнатной температуре выполнены подробные

исследования модификации спектров ФЛ при возбуждении различных частей сформированных Ge микроструктур. Показано значительное возрастание интегральной интенсивности сигнала ФЛ в области микромостиков и его сдвиг в область меньших энергий по сравнению с исходной Ge пленкой, (рис. 1). Данные изменения вызваны уменьшением ширин прямой и непрямой запрещенных зон и энергетического зазора между ними при одноосном растяжении Ge вдоль направления типа (100). Выявлено, что форма сигнала ФЛ от микромостиков в значительной мере определяется интерференционными эффектами, вызванными отражением излучения от внешних границ микроструктуры (рис. 1). Установлена преимущественная поляризация излучения от микромостиков. Обсуждается возможность использования различных микрорезонаторов

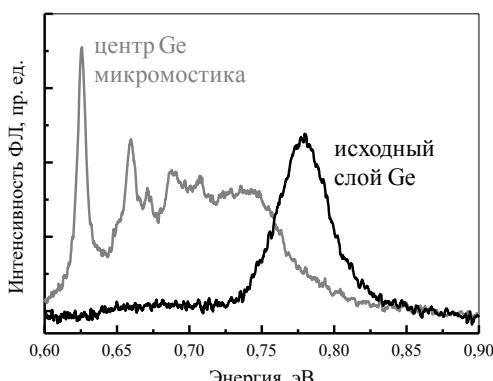


Рис. 1. Спектры микро-ФЛ исходного слоя Ge и микромостика.

для увеличения эффективности вывода излучения из локально деформированных Ge микроструктур и достижения в них стимулированного излучения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-29-14056-офи_м.

Литература

- [1] R. Geiger, T. Zabel, H. Sigg // Front. Mater. 2015. V.2, P.52.
[2] А.В. Новиков и др. // ФТП. 2018. Т.52, вып. 11. С. 1131-1136.

Неклассические излучатели света на основе селективно-позиционированных гибридных микрорезонаторов и (111)In(Ga)As квантовых точек

И.А. Деребезов^{1,2)}, В. А. Гайслер¹⁾, А. В. Гайслер¹⁾, Д. В. Дмитриев¹⁾, А. И. Торопов¹⁾, М. Von Helversen³⁾, С. de la Haye³⁾, S. Bouounuar³⁾, S. Reitzenstein³⁾

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

² Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики,

Новосибирск, 630102, ул. Кирова 86

³ Technische Universität Berlin, Institut für Festkörperphysik Eugene-Wigner-Gebäude,

Berlin, D-10623, Hardenberg str. 36

тел: +7 (383)3306945, факс: +7 (383)3306945, эл. почта: derebezov@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-71

В работе представлены результаты исследования оптических характеристик неклассических источников света, на основе селективно – позиционированных микролинзовых структур и одиночных In(Ga)As квантовых точек, выращенных на подложке (111)B GaAs. Однофотонный характер излучения подтвержден измерением и анализом корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}(\tau)$, $g^{(2)}(0)=0.07$.

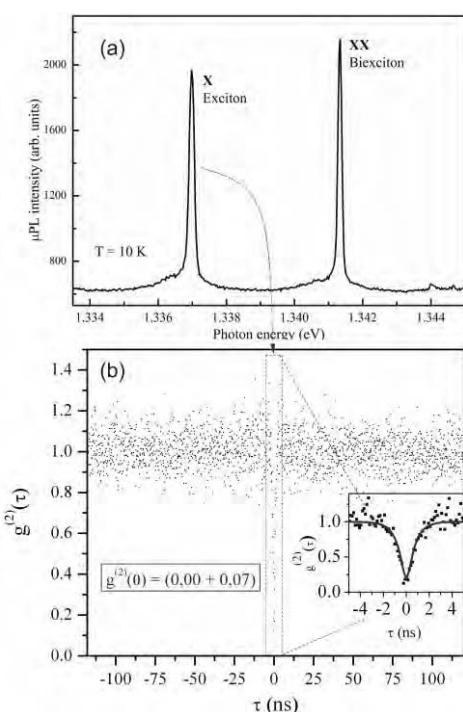


Рис.1. Спектр микролюминесценции одиночной КТ, содержащий пики экситона и биэкситона (а), корреляционная функция для экситонной линии одиночной InGaAs КТ (б).

данного типа микрорезонаторов для полупроводниковых квантовых точек.

В данной работе реализован микрорезонатор на основе полупроводникового брэгговского отражателя и микролинзы, селективно позиционированной над одиночной (111) In(Ga)As квантовой точкой (КТ). Конструкция микрорезонатора обеспечивает эффективную накачку квантовых точек и высокую внешнюю квантовую эффективность вывода излучения. Микролинзы диаметром ~2 мкм и высотой ~0.4 мкм формировались с использованием методов электронной литографии и плазмо-химического травления непосредственно над одиночными КТ, координаты которых определялись ранее с использованием методики катодолюминесценции. Селективное позиционирование выходной апертуры микрорезонатора (микролинзы) строго над выбранной одиночной КТ обеспечивает уверенную регистрацию излучения КТ.

На рис. 1а представлен спектр излучения одиночной InGaAs КТ, расположенной в микрорезонаторе, содержащий экситонный и биэкситонный пики. Статистика излучения анализировалась с использованием интерферометра Хэнбери Брауна–Твисса. Корреляционная функция второго порядка для экситонной линии одиночной InGaAs КТ, находящейся в микрорезонаторе, представлена на рис. 2б. Измеренное значение корреляционной функции второго порядка при нулевой временной задержке составляет $g^{(2)}(0)=0.07$, что демонстрирует ярко выраженный однофотонный характер излучения и перспективность использования разработки неклассических излучателей на основе

Быстродействующие вертикально-излучающие лазеры диапазона 1550 нм

А.Ю. Егоров

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий,

механики и оптики, 197101, Санкт-Петербург, Россия

ООО «Коннектор Оптикс», 194292, Санкт-Петербург, Россия

DOI 10.34077/RCSP2019-72

Быстродействующие вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ) диапазона 1550 нм являются привлекательным вариантом источника когерентного излучения для реализации различных устройств радиофотоники. К сожалению, монолитные гетероструктуры ВИЛ с инжекцией носителей через легированные распределенные брэгговские отражатели (РБО) сформированные из AlGaAs/GaAs и активной областью на основе квантовых ям InGaAs, хорошо зарекомендовавшая себя при создании ВИЛ ближнего ИК-диапазона [1], оказываются непригодны для создания ВИЛ диапазона 1550 нм ввиду невозможности достижения эффективной электролюминесценции на данной длине волны. Применение выращенной в едином эпитаксиальном процессе монолитной гетероструктуры ВИЛ с РБО из InAlGaAsP/InP и квантовыми ямами из InAlGaAs с инжекцией носителей через внутристоронние контактные слои позволяет реализовать ВИЛ диапазона 1550 нм, но не обеспечивает хорошей температурной стабильности характеристики, а эффективная частота модуляции таких приборов ограничена на уровне 4-5 ГГц, что обусловлено малым контрастом показателей преломления и низкой теплопроводностью слоев тройных и четверных твердых растворов в РБО, согласованных по параметру решетки с подложкой InP [2].

Решение данной проблемы возможно за счет применения гибридной конструкции ВИЛ с инжекцией носителей через внутристоронние контактные слои в сочетании с зеркалами на основе диэлектрических материалов. Применение конструкции с двумя внутристоронними контактными слоями и диэлектрическими РБО позволило повысить частоту эффективной модуляции ВИЛ до 21 ГГц и продемонстрировать безошибочную передачи данных на скорости 50 Гбит/с при температуре 20°C [3]. Однако такая технология изготовления ВИЛ весьма сложна и требует умения создания высококачественных диэлектрических зеркал.

Альтернативным подходом является использование технологии спекания пластин гетероструктуры активной области на основе нескольких In(Al)GaAs квантовых ям, выращенной на подложке InP, и двух гетероструктур AlGaAs/GaAs РБО, выращенных на подложках GaAs [4]. Изготовленные по такой технологии ВИЛ спектрального диапазона 1.5 мкм демонстрируют частоту эффективной модуляции 7-9 ГГц и безошибочную передачу данных на скорости 10 Гбит/с при температуре 20°C [5].

Сравнительно недавно с использованием метода спекания пластин нами была продемонстрирована возможность создания эффективных ВИЛ спектрального диапазона 1550 нм на основе тонких сильнонапряженных InGaAs/InAlGaAs КЯ, пригодных для безошибочной передачи данных на скорости не менее 25 Гбит/с при температуре 20°C [6,7]. В настоящей докладе будут представлены результаты работ по разработке и созданию таких приборов, а также будут представлены результаты анализа влияния времени жизни фотонов оптическом микрорезонаторе на динамические характеристики одномодовых ВИЛ спектрального диапазона 1550 мкм.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ, ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы», Соглашение о предоставлении субсидии от 26.09.2017 г. № 14.578.21.0253. уникальный идентификатор RFMEFI57817X0253.

Литература

- [1] D. Bimberg, A. Larsson, A. Joel, Comp. Semicond. 20(7), 34 (2014)
- [2] M.-R. Park, O.-K. Kwon, W.-S. Han, K.-H. Lee, S.-J. Park, B.-S. Yoo, IEEE Photon. Technol. Lett. 18, 1717 (2006)
- [3] S. Spiga, W. Soenen, A. Andrejew, D. Schoke, X. Yin, J. Bauwelinck, G. Boehm, M. C. Amann, IEEE J. Lightwave Technol. 35(4), 727 (2017)
- [4] A. Syrbu, A. Mircea, A. Mereuta, A. Caliman, C.-A. Berseth, G. Suruceanu, V. Iakovlev, M. Achtenhagen, A. Rudra, E. Kapon, IEEE Photon. Technol. Lett. 16(5), 1230 (2004)
- [5] D. Ellafi, V. Iakovlev, A. Sirbu, G. Suruceanu, Z. Mickovic, A. Caliman, A. Mereuta, E. Kapon, Opt. Express 22(26), 32180 (2014)
- [6] IEEE J. Quant. Electron. 53(6), 2400808 (2017)
- [7] Письма в ЖТФ 44(1), 59 (2018)

Излучатели терагерцового диапазона на основе полупроводниковых наноструктур

В.И. Гавриленко

Институт физики микроструктур РАН –филиал Федерального исследовательского центра
Институт прикладной физики Российской академии наук, 603950, Н.Новгород, ГСП-105
эл. почта: gavr@ipmras.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-73

Проблема создания компактных источников излучения дальнего ИК диапазона продолжает оставаться актуальной. В диапазоне 1-5 ТГц и выше 15 THz ($\lambda = 20$ мкм) наиболее эффективными излучателями являются квантовые каскадные лазеры (ККЛ) [1]. В интервале 5-15 ТГц в большинстве используемых для создания ККЛ полупроводников A3B5 наблюдается сильное фононное поглощение, препятствующей лазерной генерации. Имеются отдельные сообщения о лазерной генерации в этом диапазоне на основе графена и III-нитридов, где частоты оптических фононов значительно выше, однако эти работы пока не получили подтверждения. В докладе будет сделан обзор последних результатов по продвижению в дальний ИК диапазон ККЛ на основе полупроводниковых систем отличных от GaAs/AlGaAs [2-4] и межзонных лазеров на основе узкозонных твердых растворов PbSnSe. В PbSnSe частоты оптических фононов, напротив, низки, а симметрия законов дисперсии электронов и дырок подавляет безызлучательную межзонную оже-рекомбинацию, что позволило продемонстрировать лазерную генерацию вплоть до длины волны 50 мкм ($f = 6$ ТГц) [5]. Показано, что лазеры на основе PbSnSe могут быть использованы для лабораторной спектроскопии, однако их характеристики радикально ограничены технологией роста материала: типичная концентрация электрически активных собственных дефектов составляет 10^{18} - 10^{19} см⁻³ и может быть снижена максимум до 10^{17} см⁻³ путем многомесячного отжига.

Альтернативной узкозонной полупроводниковой системой с «графеноподобным» (близким к линейному) законом дисперсии являются квантовые ямы (КЯ) HgTe/CdHgTe, выращиваемые в ИФП СО РАН методом молекулярно-лучевой эпитаксии с концентрацией остаточных примесей на уровне 10^{14} см⁻³. Как в PbSnSe, в CdHgTe частоты оптических фононов ниже, чем материалах A3B5, а симметричные законы дисперсии электронов и дырок подавляют оже-рекомбинацию. Все это позволяет рассчитывать на создание лазеров, работающих в широком интервале длин волн от 3 до 50 мкм (вплоть до $f = 6$ ТГц). В докладе будут представлены результаты наблюдения стимулированного излучения вплоть до длины волны 20 мкм [6] и результаты исследований характеристик материала на длинах волн до 50 мкм, подтверждающие сделанный вывод.

Литература

- [1] M.S. Vitiello G. Scalari, B. Williams, P. De Natale, Opt. Express, 23, 5167 (2015).
- [2] A. N. Baranov, Z. Loghmari, M. Bahriz, R. Teissier Long wavelength InAs- based quantum cascade lasers. Proc. 3rd Int. Conf. Terahertz and Microwave radiation : Generation, Detection and Applications, N.Novgorod, October 22-25, 2018, Inst. Appl. Phys., S4.2.1.
- [3] Loghmari, Z., Bahriz, M., Teissier, R., Baranov, A.N. InAs-based quantum cascade lasers emitting close to 25 μm. Electronics Lett. 55(3), 144 –146 (2019).
- [4] K. Ohtani, M. Beck, M. J. Süess, J. Faist, A. M. Andrews, T. Zederbauer, H. Detz , W. Schrenk, G. Strasser. Far-Infrared Quantum Cascade Lasers Operating in the AlAs Phonon Reststrahlen Band. ACS Photonics 3(12), 2280–2284 (2016).
- [5] К.В. Маремьянин, А.В. Иконников, Л.С. Бовкун, В.В. Румянцев, Е.Г. Чижевский, И.И. Засавицкий, В.И. Гавриленко. ФТП 52(12), 1486 (2018).
- [6] S.V.Morozov, V.V.Rumyantsev, M.A.Fadeev, M.S.Zholudev, K.E.Kudryavtsev, A.V.Antonov, A.M.Kadykov, A.A.Dubinov, N.N.Mikhailov, S.A.Dvoretsky, V. I. Gavrilenco. Appl. Phys. Lett. 111, 192101 (2017).

Ge/Si структуры с упорядоченными квантовыми точками, встроенными в микрорезонаторы

Ж.В. Смагина¹⁾, В.А. Зиновьев¹⁾, В.А. Армбристер¹⁾, Е.Е. Родякина^{1,2)}, Б.И. Фомин¹⁾,
М.В. Степихова³⁾, А.Н. Яблонский³⁾, А.В. Новиков³⁾, А.В. Двуреченский^{1,2)}

¹ Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

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

³ Институт физики микроструктур РАН, Нижегородская обл., д. Афонино, Кстовский район, ул. Академическая, д. 7

тел: +7 (383) 333-2519, факс: +7 (383) 333-2466, эл. почта: smagina@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-74

В настоящее время полупроводниковые источники излучения, в том числе лазеры, создаются на основе прямозонных материалов. Однако существует целый класс задач, для решения которых необходимо реализовать источники излучения на основе непрямозонных полупроводников. Гетероструктуры Ge/Si с квантовыми точками (КТ) рассматриваются сегодня как один из объектов для решения этой задачи. Привлекательностью этих структур является наличие в их спектрах люминесценции сигнала при комнатной температуре в области длин волн 1.3-1.6 мкм. Однако существенным недостатком данного типа светоизлучающих структур является низкая квантовая эффективность. Одним из подходов повышения эффективности излучательной рекомбинации носителей заряда в Ge/Si структурах является встраивание КТ в микрорезонаторы на основе фотонных кристаллов (ФК) [1, 2]. В данной работе рассматриваются следующие возможные способы повышения эффективности источников света на основе КТ: упорядочение взаимного расположения КТ и их встраивание в оптические микрорезонаторы.

Для получения структур с пространственно упорядоченными массивами КТ, встроенными в микрорезонаторы на основе двумерных фотонных кристаллов (ФК), использовались подложки кремний-на-изоляторе (SOI). Создание тестовых образцов проводилось в три этапа. На первом этапе методами электронной литографии и плазмохимического травления были созданы структурированные подложки, представляющие собой периодическую последовательность ямок в виде квадратной решётки с периодом от 0.5 мкм до 6 мкм. На втором этапе методом молекулярно-лучевой эпитаксии на структурированных подложках SOI проведено формирование пространственно упорядоченных массивов КТ и групп КТ. Были созданы два типа упорядоченных структур: 1) одиночные квантовые точки внутри ямок, 2) группы квантовых точек, упорядоченных в кольцо вокруг ямок. На третьем этапе была отработана технология создания и пространственного совмещения микрорезонаторов на базе ФК с упорядоченными массивами GeSi КТ.

Излучательные свойства структур с пространственно-упорядоченными GeSi КТ, встроенными в микрорезонаторы, исследовались методом микро-фотолюминесценции (ФЛ) с высоким пространственным и спектральным разрешением. Обнаружено, что интенсивность люминесцентного отклика возрастает для образцов с ФК по сравнению с интенсивностью от образцов с упорядоченными группами КТ без ФК. Возрастание интенсивности связано с увеличением эффективности вывода излучения из структуры за счет ФК. Ярко выраженные пики ФЛ от КТ наблюдаются в спектральном диапазоне от 0.9 до 1.0 эВ. Показано, что интенсивность сигнала от групп КТ выше, чем от одиночных КТ при одном и том же периоде упорядочения. Обнаружено, что для структур с упорядоченными группами КТ, расположенных с периодом 1 мкм относительно друг друга, наблюдается интенсивный сигнал ФЛ с тонкой структурой из резонансных линий в области свечения GeSi КТ. Для структур с одиночными КТ подобного эффекта не наблюдалось.

Работа финансировалась из средств гранта РФФИ № 16-29-14031 в части создания структур с КТ, встроенными в микрорезонаторы, гранта РФФИ № 18-29-20016-мк в части люминесцентных измерений. Электронно-лучевая литография проводилась на оборудовании ЦКП «Наноструктуры».

Литература

- [1] M. Schatz, F. Hackl, M. Glaser et al. // ACS Pho-tonics, V. 4 (3), 665 (2017).
- [2] M. V. Stepikhova, A. V. Novikov, A. N. Yablonskiy et al. // Semicond. Sci. Technol., V. 34, 024003 (2019).

Фотолюминесценция SiSnGe гетероструктур

В.А. Володин^{1,2)}, В.А. Тимофеев¹⁾, М.П. Синюков¹⁾, А.И. Никифоров¹⁾

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

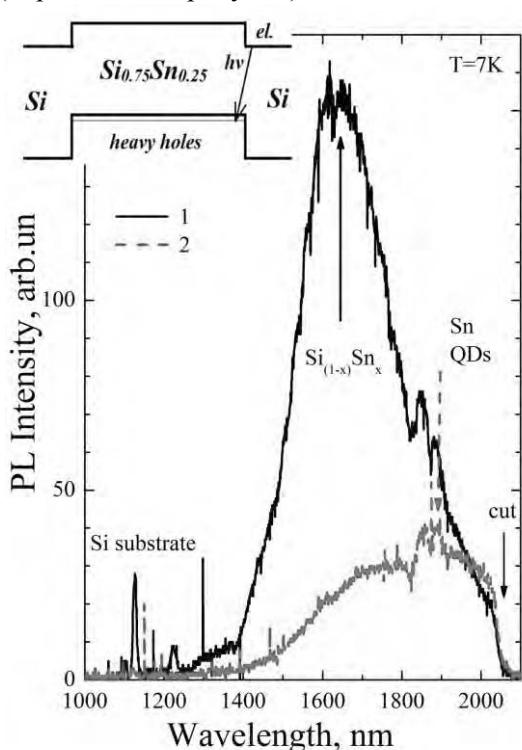
² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, 2

тел: +7 (383) 333-2470, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: volodin@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-75

Интерес к твёрдым растворам SiGeSn связан с тем, что управляя составом можно управлять их зонной структурой, и есть предположения, что в таких твёрдых растворах можно достичь прямозонной структуры и получить эффективные излучатели инфракрасного (ИК) диапазона [1].

Гетероструктуры Si/Si_(1-x)Sn_x и твёрдые растворы SiGeSn были выращены на подложке Si (001) в условиях сверхвысокого вакуума 10⁻⁷-10⁻⁸ Па на установке молекулярно-лучевой эпитаксии “Катунь С”. Сначала осуществлялся рост буферного слоя кремния толщиной 150 нм при температуре 700°C, затем происходил рост гетероструктур. Состав слоёв и толщины слоёв в гетероструктурах варьировались, содержание олова в твёрдых растворах SiSn варьировалось от 10% (образец 1) до 25% (образец 2, см. рисунок).



Многослойные гетероструктуры Si/Si_(1-x)Sn_x а также твёрдые растворы SiSnGe были исследованы с применением спектроскопии комбинационного рассеяния света и фотолюминесценции. В спектрах комбинационного рассеяния света гетероструктур Si/Si_(1-x)Sn_x обнаружены пики, соответствующие колебаниям связей Si-Sn, а также Sn-Sn, последнее позволяет предположить, что в гетероструктурах присутствуют нанокристаллы олова. В спектрах твёрдых растворов SiGeSn были обнаружены пики, соответствующие колебаниям связей Sn-Sn, Si-Sn, Ge-Si, и Ge-Sn.

Спектры фотолюминесценции измеряли с использованием мультиканального детектора на основе матрицы InGaAs-диодов. Длинноволновый край порога чувствительности составлял 2100 нм, корректировки спектров на чувствительность детектора не проводилось. При низких температурах в гетероструктурах Si/Si_(1-x)Sn_x наблюдались две полосы фотолюминесценции – 0.75 эВ (1650 нм) и 0.65 эВ (1900 нм), первую можно связать с оптическими переходами в квантовых ямах в гетероструктуре второго рода Si/Si_(1-x)Sn_x, а вторую с экситонами, локализованными в нанокристаллах олова (см. рисунок). В твёрдых растворах SiGeSn также была обнаружена фотолюминесценция в ИК диапазоне при низких температурах.

Авторы благодарны В.И. Машанову за помощь при росте образцов. Работа выполнена: в части роста образцов при поддержке РФФИ, гранты № 16-32-60005 – мол_а_дк, 18-42-540018 р_а, 16-29-03292 офи_м; в части исследования методом спектроскопии комбинационного рассеяния света и фотолюминесценции по государственному заданию - Программа фундаментальных исследований ИФП СО РАН № 0306-2016-0015. В.А. Володин благодарен M.Vergnat и M.Stoffel (Université de Lorraine) за помощь в регистрации спектров фотолюминесценции.

Литература

- [1] S. Wirths, R. Geiger, N. von den Driesch et. al., // Nature Photonics. 2015. V.9. P. 88-93.
- [2] В.А. Володин и др. // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т.109, вып.6. С.235-239.

Явления усиления сигнала фотолюминесценции наноостровков Ge(Si) в фотонных кристаллах

М.В. Степихова¹⁾, А.Н. Яблонский¹⁾, С.А. Дьяков²⁾, Е.В. Скороходов¹⁾, С.М. Сергеев¹⁾, М.В. Шалеев¹⁾,
Д.В. Шенгурев¹⁾, **А.В. Новиков^{1,3)}**, З.Ф. Красильник^{1,3)}

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

² Сколковский институт науки и технологий, Москва, 143005, ул. Нобеля, 3

³ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950, пр. Гагарина, 23

тел: +7 (831) 417-9482, факс: +7 (831) 417-9464, эл. почта: mst@ipm.sci-nnov.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-76

В работе исследованы люминесцентные свойства фотонных кристаллов (ФК) и фотонно-кристаллических резонаторов, сформированных на кремниевых структурах с самоформирующимися наноостровками Ge(Si). Интерес к таким структурам с вызван с одной стороны - их излучательной способностью в диапазоне длин волн 1.2 – 1.6 мкм, с другой – совместимостью со стандартными КМОП технологиями, что делает их перспективными для схем кремниевой оптоэлектроники. В данной работе рассмотрены возможности управления излучательными свойствами таких структур в фотонных кристаллах и ФК резонаторах за счет эффектов взаимодействия активной среды с резонансными и радиационными модами фотонного кристалла.

Фотонные кристаллы и ФК резонаторы с линейной (L_3) геометрией дефекта формировались на многослойной структуре, содержащей 5 слоев наноостровков Ge(Si), выращенных на подложках SOI. Выращенная многослойная структура представляла собой планарный одномодовый волновод толщиной 250 нм. Методами электронно-лучевой литографии и плазмохимического травления в структуре формировались фотонные кристаллы с периодом решетки (a), варьируемым в интервале от 350 до 800 нм. Радиус отверстий ФК (r) определялся соотношением $r/a = 0.2 \div 0.4$. Резонаторы формировались пропуском 3-х ближайших отверстий фотонного кристалла.

Результаты исследований, полученные методом микро-ФЛ с высоким пространственным (до 2 мкм) и спектральным ($> 0.05 \text{ см}^{-1}$) разрешением, показывают наличие в таких структурах значительного (более чем на порядок величины) усиления сигнала ФЛ наноостровков Ge(Si) при комнатной температуре. В зависимости от параметров ФК в структурах наблюдаются как явления усиления на резонансных модах ФК резонатора, так и на радиационных модах ФК. Усиление сигнала ФЛ на оптически активных модах фотонно-кристаллического резонатора наблюдается в резонаторах с периодом решетки ФК, не превышающим 500 нм, и имеет место при условии прецизионной фокусировки лазерного луча в области резонатора. В ФК и ФК резонаторах с периодом решетки более 500 нм наблюдаемое усиление сигнала ФЛ не зависит от области возбуждения и обусловлено явлениями взаимодействия оптически активной среды с радиационными модами ФК. В условиях усиления на радиационных модах наблюдается как значительное увеличение сигнала ФЛ в максимуме интенсивности, так и значительный (вплоть до порядка величины) рост интегральной интенсивности сигнала ФЛ.

Полученные экспериментальные результаты хорошо описываются в рамках теоретических моделей, позволяющих проанализировать зонную структуру исследованных ФК и особенности модового состава ФК резонаторов. Моделирование проводилось методом матрицы рассеяния и методом конечных элементов (FEM) с использованием программного пакета **COMSOL Multiphysics**.

Работа поддержана РФФИ (проект #18-42-520047-р_a) и частично финансируется программой фундаментальных исследований Президиума РАН «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий».

Генерация терагерцового излучения в нелинейнооптических кристаллах BBO, LBO и KTP под действием интенсивного лазерного излучения

Н.А. Николаев¹⁾, А.А. Мамрашев¹⁾, Ю.М. Андреев²⁾, Г.В. Ланский²⁾

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Академика Коптюга, д. 1

² Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН,

Томск, 634055, пр. Академический, 10 / 3.

тел: +7 (383) 330-84-53, эл. почта: nazar@iae.nsk.su

DOI 10.34077/RCSP2019-77

Нелинейные кристаллы бета-борат бария ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$, BBO), триборат лития (LiB_3O_5 , LBO) и титанил-фосфат калия (KTiOPo_4 , KTP) широко используются в качестве преобразователей частоты лазерного излучения ближнего ИК-диапазона в пределах окон их прозрачности. На длине волны 1064 нм их нелинейные коэффициенты принимают относительно невысокие значения: $d_{22} = \pm 2,3 \text{ пм/B}$ (BBO), $d_{32} = \pm 0,85 \text{ пм/B}$ (LBO) $d_{33} = 10,7 \text{ пм/B}$ (KTP) [1], однако, благодаря высокой лучевой прочности, в особенности боратов, и малому поглощению, они до сих пор остаются популярным. Учитывая эффективность кристаллов для преобразования частот в оптическом диапазоне, можно предположить, что они также применимы и для генерации разнолистной частоты (ГРЧ) в терагерцовом (ТГц) или миллиметровый (мм) диапазоны, поскольку данный процесс опирается на те же нелинейные коэффициенты. Принимая во внимание прогресс в развитии высокointенсивных лазерных установок, мотивацией данного исследования является перспектива создания компактных и мощных источников ТГц- и мм-диапазона, основанных на принципах нелинейной кристаллооптики и обладающих высокой спектральной яркостью.

В данной работе с помощью импульсного терагерцового спектрометра (ЦКП «Спектроскопия и оптика», ИАиЭ СО РАН [2]) изучены оптические свойства кристаллов BBO, LBO и KTP в диапазоне 0,2 – 2 ТГц при комнатной (295 К) и криогенной (77 К) температурах. Определены дисперсионные свойства показателей преломления и аппроксимированы в виде уравнений Селмейера, по которым рассчитаны кривые фазового синхронизма для ГРЧ лазерного излучения ближнего ИК-диапазона (Рис. 1).

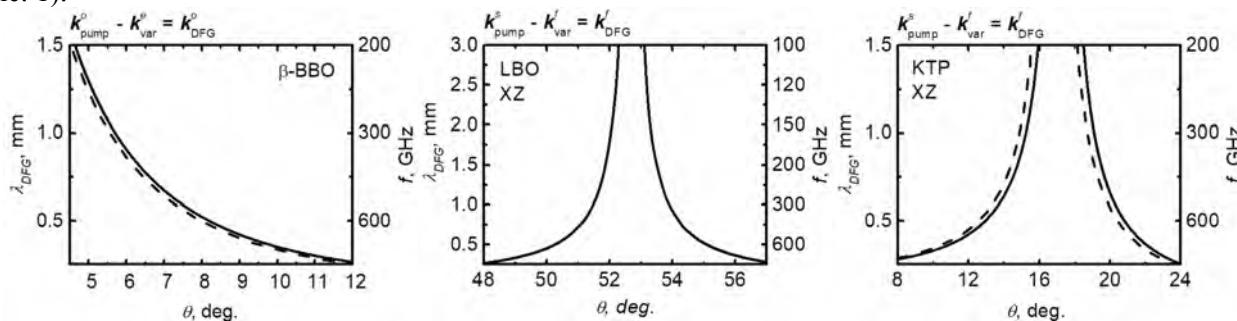


Рисунок 1. Кривые фазового синхронизма процесса ГРЧ при накачке лазерным излучением в окрестности 1064 нм для кристаллов BBO, LBO (плоскость XZ) и KTP (плоскость XZ) при температуре 295 К (сплошные кривые) и 77 К (штриховые кривые). Сверху отображен тип коллинеарного фазового синхронизма.

В результате установлено, что у кристаллов KTP и BBO условия фазового синхронизма не исчезают с криогенным охлаждением, а коэффициенты поглощения резко падают с сохранением существенной анизотропии. Таким образом, ГРЧ в ТГц спектральный диапазон возможен. Картина изменения свойств кристаллов LBO с охлаждением чрезвычайно сложна, и условия фазового синхронизма перестают выполняться при криогенных температурах. Однако, обнаруженная температурная стабильность оси Z и значительное падение оптических потерь для волн с поляризацией параллельной осям X и Y открывают новые перспективы использования данного кристалла для устройств ТГц- и мм-диапазонов. Обсуждаются детали полученных результатов и потенциальные характеристики преобразователей в ТГц-диапазон.

Литература

- [1] Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N. Handbook of nonlinear optical crystals. Springer. 2013. T. 64.
[2] Wang C.R. et al. //Infrared Physics & Technology. 2019. V 97. P 1–5.

Полупроводниковые вертикально-излучающие лазеры для компактных атомных сенсоров

В.М. Устинов^{1,2)}, Н.А. Малеев²⁾, С.А. Блохин²⁾

¹НТЦ Микроэлектроники РАН, Санкт-Петербург,

194021, Политехническая, 26

²Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург,

194021, Политехническая, 26

тел: +7 (812) 297-4059, факс: +7 (812) 297-4059, эл. почта: umust@beam.ioffe.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-78

В последние годы компактные атомные сенсоры (компактные атомные часы, гироскопы на ядерном магнитном резонансе, миниатюрные магнетометры) являются предметом большого количества исследований, в том числе в связи с возможностью из применения в компактных системах навигации. В данных устройствах используются эффекты взаимодействия оптического излучения с тонкой структурой энергетических уровней в атомах газов щелочных металлов (рубидия или цезия) [1]. При этом в качестве источников излучения используются компактные полупроводниковые вертикально-излучающие лазеры, к параметрам которых предъявляются жесткие требования. Например, при использовании в компактных атомных часах кроме точного попадания в требуемую спектральную линию (например, D₁ 133 изотопа цезия (894.3 нм), излучение такого лазера должно быть одномодовым с коэффициентом подавления боковых мод более 20 дБ, линейно поляризованным с коэффициентом подавления ортогональной поляризации более 15 дБ, иметь ширину линии менее 100 МГц, ширина полосы частот эффективной модуляции лазера должна превышать 5 ГГц, а типичный диапазон рабочих температур составляет 60 – 90°C.

В настоящей работе для создания вертикально-излучающих лазеров использовалась структура с нелегированными распределенными брэгговскими отражателями, внутрирезонаторными контактами и активной областью на основе InGaAs квантовых ям, выращенная методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Стабилизация направления поляризации излучения, показанная на рис.1, обеспечивалась ромбовидной формой токовой апертуры, получаемой при селективном окислении в парах воды слоя AlGaAs специальной конструкции [2].

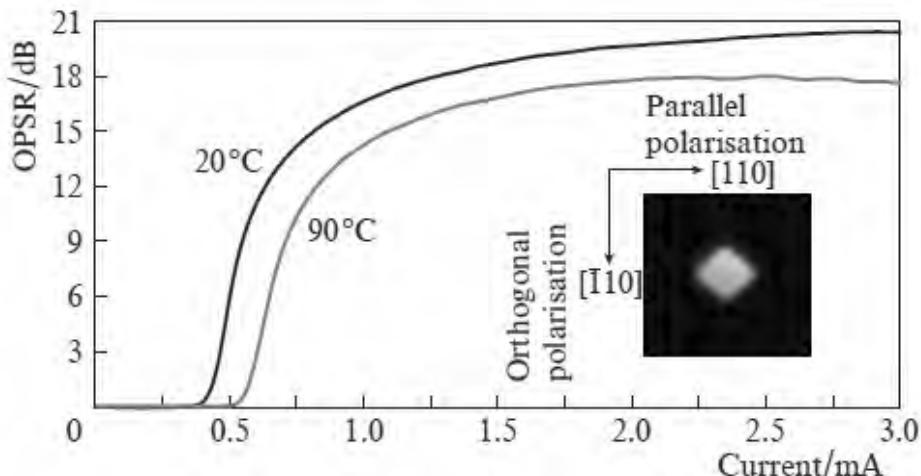


Рис. 1. Зависимость коэффициента подавления ортогональной поляризации от тока накачки. На вставке – картина ближнего поля излучения лазера в предпороговом режиме.

Созданные лазеры демонстрируют высокую выходную мощность в одномодовом режиме с фиксированной поляризацией (более 1 мВт), пороговый ток менее 1 мА, эффективную частоту модуляции более 5 ГГц и ширину линии излучения менее 60 МГц при температурах 65 – 75°C. Достигнутые характеристики обеспечивают возможность эффективного применения разработанных лазеров в компактных атомных сенсорах.

Литература

- [1] Kitching J. Appl. Phys. Rev., 5 (3), 031302 (2018)
[2] D.E. Nazaruk, et al, J. Phys.: Conf. Ser., v. 572, 1 ArtNo: #012036 (2014)

РТ-симметрия терагерцовой фотопроводимости в структурах на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с инверсным спектром

А.В. Галеева¹⁾, А.С. Казаков¹⁾, А.И. Артамкин¹⁾, Л.И. Рябова²⁾, С.А. Дворецкий³⁾, Н.Н. Михайлов³⁾, М.И. Банников⁴⁾, С.Н. Данилов⁵⁾, С.Д. Ганичев⁵⁾, **Д.Р. Хохлов^{1,4)}**

¹ Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва 119991, Ленинские Горы, 1, стр.2

² Химический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва 119991, Ленинские Горы, 1, стр.3

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

⁴ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Ленинский пр-т, 53

⁵ University of Regensburg, Regensburg D-93053, Germany, Universitaetstrasse 31
тел: +7 (495) 939-1151, эл. почта: khokhlov@mig.phys.msu.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-79

Исследования топологических изоляторов являются одной из «горячих» тем современной физики конденсированного состояния. В трехмерных топологических изоляторах (ТИ) сильное спин-орбитальное взаимодействие приводит к инверсии энергетических уровней, соответствующих зоне проводимости и валентной зоне в объеме полупроводника. Как следствие, на поверхности 3D ТИ с необходимостью появляются двумерные топологические электронные состояния. Эти состояния характеризуются дираковским спектром с нулевой эффективной массой. Кроме того, направление спина электрона оказывается фиксированным перпендикулярно к его квазимпульсу в плоскости поверхности, что препятствует рассеянию электронов назад, по крайней мере, в теории. Два упомянутых выше обстоятельства делают очень привлекательной идею использования электронного транспорта по топологическим поверхностным электронным состояниям в электронных устройствах.

Полупроводниковые твердые растворы $Hg_{1-x}Cd_xTe$ представляют собой необычный случай реализации топологической фазы. Во-первых, спин-орбитальное взаимодействие уменьшается с увеличением содержания CdTe в сплаве. Поэтому энергетический спектр электронов инвертирован и соответствует топологическому состоянию при $x < 0.16$, а при $x > 0.16$ спектр является прямым, и формируется тривиальная фаза. Следовательно, можно осуществить переход между топологической и тривиальной фазами при изменении состава сплава. Кроме того, современные методы epitаксиального роста позволяют синтезировать пленки $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с низкой свободной концентрацией носителей $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

В работе представлены экспериментальные результаты по исследованию фотопроводимости, возбуждаемой импульсами терагерцового лазера, в epitаксиальных пленках $Hg_{1-x}Cd_xTe$ в непосредственной близости от точки инверсии зон. В отсутствие магнитного поля наблюдалась положительная и отрицательная фотопроводимость в образцах с инвертированным и прямым энергетическим спектром, соответственно [1,2].

Показано, что в пленках на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с инверсной структурой зон сигнал фотопроводимости оказывается асимметричным по магнитному полю. Данную ситуацию можно рассматривать как нарушение Т-симметрии. Эффект является необычным для материалов, в которых отсутствует встроенный магнитный момент. Кроме того, фотопроводимость оказывается несимметричной для двух зеркально расположенных пар потенциальных контактов, что можно трактовать как нарушение Р-симметрии. В то же время фотоотклик не изменяется при одновременной инверсии магнитного поля и замене пары потенциальных контактов на зеркально расположенную, демонстрируя РТ-инвариантность. Важно подчеркнуть, что вышеуказанные эффекты нарушения симметрии наблюдаются только в неравновесной ситуации. Равновесные характеристики, такие как магнитосопротивление, симметричны по магнитному полю и не отличаются для зеркальных пар потенциальных контактов.

В работе обсуждаются возможные механизмы, приводящие к появлению РТ-симметричной терагерцовой фотопроводимости.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 17-72-10064.

Литература

- [1] А.В. Галеева и др. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т.106. вып.3. С.156-160.
- [2] A.V. Galeeva et al. // Beilstein J. Nanotechnol. 2018. V.9. P.1035-1039.

Широкополосные быстродействующие полупроводниковые зеркала для пассивной синхронизации мод лазеров ближнего ИК диапазона

Н.Н. Рубцова¹⁾, Г.М. Борисов^{1,2)}, В.Г. Гольдорт¹⁾, А.А. Ковалёв¹⁾,
Д.В. Ледовских¹⁾, В.В. Преображенский¹⁾, М.А. Путято¹⁾, Б.Р. Семягин¹⁾

¹Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

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

тел: +7 (383) 3332769, факс: +7 (383) 3332771, эл. почта: rubtsova@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-80

Полупроводниковые зеркала с насыщающимся поглощением [1] – ключевой элемент в получении устойчивого режима синхронизации мод лазеров. Такие зеркала обязаны обеспечивать насыщаемое поглощение заданного уровня в спектральной области усиления данного лазера; обладать быстрым просветлением и восстановлением потерь (быстродействие); обеспечивать высокий коэффициент отражения в спектральной области усиления данного лазера (широкополосность). Эти зеркала должны обладать высоким оптическим качеством (низким уровнем ненасыщаемых потерь) во всей спектральной области усиления данного лазера; быть устойчивыми к высоким интенсивностям рабочего излучения. Часто требуется способность таких оптических затворов стартовать с низкого уровня плотности энергии излучения; желательны большой срок службы зеркал, низкая стоимость, независимость от импорта. Список этих, зачастую противоречивых, требований, несомненно, будет расти по мере развития лазерной техники.

В докладе сообщается о достижениях в проектировании, исследовании и изготовлении широкополосных и быстродействующих зеркал, включающих слои квантовых ям A_3B_5 и предназначенных для лазеров ближнего ИК диапазона. Рассмотрены зеркала монолитные, выращенные из полупроводниковых сверхчистых материалов типа [2-4]; зеркала с диэлектрическим отражателем и с переносом полупроводниковых структур на диэлектрик типа [5].

Последний тип зеркал показал высокое отражение в области ближнего ИК (ширина оптического стола 200 нм), уровень насыщаемых потерь до 40%, регулируемым количеством квантовых ям, а также быстродействие (время восстановления работоспособности зеркала) ~ 2 пс – время релаксации τ_2 на рисунке. Значения времен релаксации соответствуют времени ионизации экзитонов τ_1 , времени установления квазив равновесия фотогенерированных носителей заряда τ_3 и времени электронно-дырочной рекомбинации τ_2 , определяющему быстродействие оптического затвора.

Измеренное быстродействие позволяет надеяться на получение фемтосекундных импульсов ближнего ИК диапазона с частотой следования порядка 1 ГГц.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ № 18-29-20007 и гранта РФФИ и Субъекта РФ в рамках научного проекта № 18-42-543001.

Литература

- [1] U. Keller et al. // IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics. 1996. Vol. 2. P. 435.
- [2] V.E. Kisel' et al. // Optics Letters. 2015. Vol. 40. P. 2707.
- [3] A.A. Kovalyov et al. // Laser Physics Letters. 2015. Vol. 12 P. 075801.
- [4] N.N. Rubtsova et al. // Laser Physics. 2016. Vol. 26. P. 025001 (6pp).
- [5] Н.Н. Рубцова и др. // Прикладная фотоника. 2018. Т.5. С. 211.

Светоизлучающие InAs/GaP гетероструктуры, выращенные на Si подложках

Д.С. Абрамкин^{1,2)}, М. О. Петрушков¹⁾, М.А. Путято¹⁾, Б.Р. Семягин¹⁾, Е.А. Емельянов¹⁾,
Д.Б. Богомолов¹⁾, Т.С. Шамирзаев^{1,2)}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

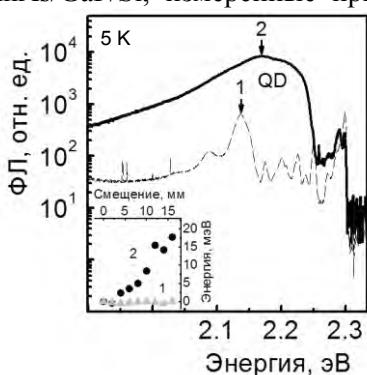
² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, 2
тел: +7 (383) 330-44-75, эл. почта: dalamber.07@mail.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-81

Использование светоизлучающих приборов на основе A3B5 гетероструктур (ГС), выращенных на Si подложках, открывает перспективу значительного ускорения обработки информации как в рамках одного процессора, так и для многоядерных систем. Перспективным с точки зрения интеграции в кремниевую технологию материалом A3B5 является GaP, практически согласованный с Si по параметру решётки. Формирование ГС из узкозонного InAs в широкозонной матрице GaP даёт преимущества сильной локализации носителей заряда, которая обеспечивает возможность варьирования рабочей длины волны излучения в широких пределах за счёт эффектов размежевания. Представляемая в докладе работа, посвящена получению InAs/GaP гетероструктур с квантовыми точками (КТ) с высокой эффективностью излучательной рекомбинации, выращенных на Si подложках.

Эпитаксиальные слои GaP/Si выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Рост начинался с формирования переходной области посредством осаждения на кремниевую подложку слоя GaP, толщиной 6 монослоёв (МС) при температуре подложки (T_s) 300°C в режиме атомно-слоевой эпитаксии. После чего T_s повышалась до 380°C, в слабом потоке фосфора (отношение V/III < 1) высаживался слой атомов Ga толщиной 4 МС, а затем поверхность выдерживалась в потоке фосфора в течении 20 сек. Процедура циклического роста повторялась 50 раз, до тех пор пока общая толщина пленки не достигала 55 нм. Затем температура повышалась до 500°C, и в таком же режиме циклического роста формировался слой GaP толщиной 150 нм. При той же фиксированной температуре 500°C при одновременном осаждении материалов III и V групп с отношением потоков V/III > 2 и скоростью роста 1 МС/с выращивались все последующие слои структуры: (1) Слой GaP толщиной 300 нм, (2) слой квантовых точек, который формировался при осаждении InAs с номинальной толщиной 2 МС и заращивался (3) слоем GaP толщиной 50 нм. Для сравнения в тех же условиях была выращена гетероструктура GaP/Si не содержащая InAs вставки.

Спектры низкотемпературной (5K) фотолюминесценции (ФЛ) гетероструктур GaP/Si и InAs/GaP/Si, измеренные при нерезонансном возбуждении, представлены на рисунке. В спектре



структуры GaP/Si (кривая 1, на рисунке) наблюдается группа полос с максимумами в диапазоне энергий 2.1÷2.3 эВ, обусловленные донорно-акцепторной рекомбинацией в слое GaP [1]. В тоже время, в спектре структуры InAs/GaP/Si (кривая 2), доминирует полоса QD, с максимумом на энергии 2.17 эВ и шириной на половинной интенсивности 110 мэВ, которую мы связываем с рекомбинацией носителей заряда в InAs квантовых точках. Сдвиг положения максимумов полос донорно-акцепторной рекомбинации и полосы QD в спектрах ФЛ, измеренных в различных точках поверхности гетероструктур показан на вставке к рисунку. Видно, что структура GaP/Si пространственно однородна, в то время как положение полосы QD монотонно смещается на 20 мэВ при смещении точки измерения спектра ФЛ вдоль поверхности структуры InAs/GaP/Si. Спектральное смещение полосы QD обусловлено неоднородностью потока атомов In, приводящему к градиенту толщины слоя InAs, из которого формируются квантовые точки, по площади гетероструктуры InAs/GaP/Si. Интегральная интенсивность ФЛ полосы QD, почти на 2 порядка величины превосходит интегральную интенсивность ФЛ гетероструктуры GaP/Si, из-за повышения эффективности излучательной рекомбинации носителей заряда, локализованных в квантовых точках.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 17-72-10038).

Литература

- [1] A. T. Vink, A. J. Bosman, J. A. van der Does de Bye, R. C. Peters, Solid State Commun. 7, 1475 (1969).

Неравновесные спиновые состояния и генерация терагерцового излучения в магнитных гетероструктурах

Е.А. Вилков¹⁾, М.В. Логунов²⁾, С.А. Никитов^{2,3)}, С.С. Сафонов²⁾, С.Г. Чигарев¹⁾

¹ Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН,
Фрязино, 125009, пл. Введенского, 1

² Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН,
Москва, 125009, Моховая, 11/7

³ Московский физико-технический институт (ГУ), Долгопрудный, 141701, Институтский пер., 9
тел: +7 (495) 629-3465, эл. почта: logunov@cplire.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-82

Магнитные гетероструктуры с протекающим по ним спин-поляризованным током являются одними из основных объектов исследований в спинтронике и спин-фотонике [1], что связано с перспективами многочисленных применений в терагерцовой спинтронике [2], трехмерных наномагнитных устройствах [3], запоминающих устройствах и сенсорах [4]. В таких гетероструктурах ток, протекающий в магнитном переходе, спин-поляризуется, что может приводить к значительному неравновесному накоплению спина в ограниченном объеме ферромагнитного материала. Спин-релаксационные переходы электронов проводимости между спиновыми подзонами ферромагнетика стимулированы опосредованно через *sd*-обменное взаимодействие с электромагнитной волной. Такие спин-флип переходы электронов могут сопровождаться испусканием или поглощением фотонов [5, 6] с частотой, определяемой энергией эффективного обменного расщепления спиновых подзон. Для ряда переходов энергия расщепления спиновых подзон соответствует энергии фотонов терагерцового диапазона частот, что представляет интерес с точки зрения применений гетероструктур как основы компактных терагерцовых источников излучения, в том числе работающих при комнатной температуре.

В докладе рассматривается зона проводимости ферромагнитного металла, обменно расщепленная на спиновые подзоны с некоторым энергетическим зазором [7, 8]. При этом зона проводимости считается неравновесной по спину из-за протекающих токов. Показано, что при инжекции спинов током из одного магнитного слоя (инжектора) в другой (рабочий слой) положение неравновесных квазиуровней Ферми (область частот излучения) определяется плотностью протекающего через магнитный контакт тока, углом рассогласования между направлением намагниченности инжектора и рабочего слоя, а также их равновесной спиновой поляризацией. Представлено уравнение динамики движения магнитного момента, усредненного по ансамблю неравновесных спин-инжектированных электронов в ферромагнитном переходе, с учетом обменного взаимодействия и взаимодействия с внешним электромагнитным полем, а также с термостатом. С использованием формализма матрицы плотности рассчитана скорость квантовых переходов электронов с противоположными направлениями спина, определяющих спиновую релаксацию при взаимодействии с термостатом. Обсуждаются модели терагерцовых источников излучения и влияние особенностей спин-флип переходов при релаксации магнитного момента на процессы испускания или поглощения фотонов с энергией, соответствующей энергии эффективного обменного расщепления спиновых подзон, а также возможности перестройки частоты спин-инжекционного излучения в терагерцовом диапазоне частот.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 18-52-16006, 18-29-27020.

Литература

- [1] A. Fert, J.-M. George, H. Jaffr  s et al. // *Europhys. News*. 2003. V. 34. P. 227.
- [2] J. Walowski and M. Munzenberg. // *J. Appl. Phys*. 2016. V. 120. P. 140901.
- [3] A. Fernandez-Pacheco, R. Streubel, O. Fruchart et al. // *Nature Comm*. 2017. V. 8. P. 15756.
- [4] D. Sander, S. O. Valenzuela, D. Makarov et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys*. 2017. V. 50. P. 363001.
- [5] Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, И. В. Маликов и др. // *Письма в ЖЭТФ*. 2011. Т. 93. С. 289.
- [6] V. Korenivski, A. Iovan, A. Kadigrobov, R. I. Shekhter. // *Europhys. Lett*. 2013. V. 104. P. 27011.
- [7] Е. А. Вилков, Г. М. Михайлов, С. Г. Чигарев и др. // *РЭ*. 2016. Т. 61, № 9. С. 1–8.
- [8] Е. А. Вилков, Г. М. Михайлов, С. А. Никитов и др. // *ЖЭТФ*. 2018. Т. 154. С. 1108.

Приборы радиофотоники на основе фосфида индия

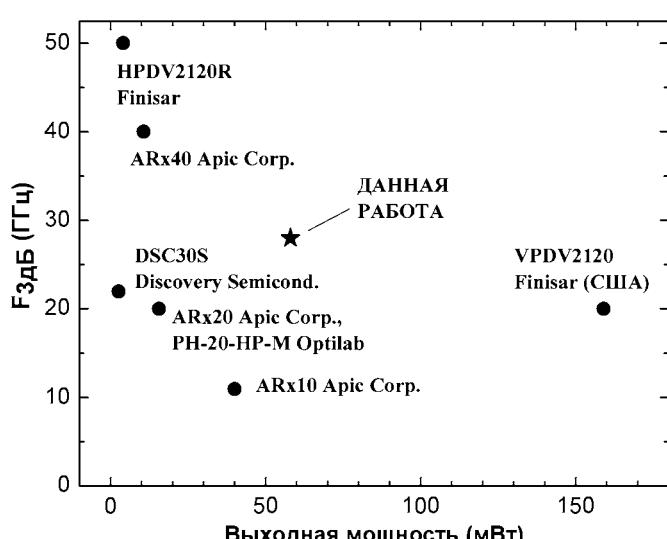
К.С. Журавлев¹⁾, Д.В. Дмитриев¹⁾, А.И. Торопов¹⁾, М.С. Аксенов¹⁾, Н.А. Валишева¹⁾,
А.М Гилинский¹⁾, И.Б. Чистохин¹⁾, А.Л. Чиж²⁾, С.А. Малышев²⁾, К.Б. Микитчук²⁾

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

² ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника»
Национальной академии наук Беларусь, Минск, Беларусь
тел: +7 (383) 330-4475, эл. почта: zhur@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-83

Развитие технологий передачи широкополосных сигналов по волоконно-оптическим линиям открыло новые возможности для создания систем передачи аналоговых СВЧ- и КВЧ-сигналов с характеристиками, недостижимыми при использовании традиционных сред передачи. Основные преимущества аналоговых волоконно-оптических линий по сравнению с существующими СВЧ-кабелями обусловлены малыми погонными потерями волоконно-оптических кабелей (менее 0,2 дБ/км против 1–10 дБ/м в СВЧ-кабеле), сверхширокополосностью оптического канала передачи, его невосприимчивостью к электромагнитным помехам и полной гальванической развязкой цепей, малыми массой и размерами. Благодаря этим преимуществам волоконно-оптические линии передачи аналоговых сигналов перспективны для использования в целом ряде применений – радиолокации, распределенных системах радиосвязи, измерительной СВЧ-технике.



Для построения волоконно-оптических линий передачи аналоговых СВЧ-сигналов с широким динамическим диапазоном необходимо использование мощных (десятка милливатт) лазеров, широкополосных модуляторов излучения и мощных фотодиодов, обеспечивающих выходной ток в десятки миллиампер (выходная СВЧ-мощность до десятков милливатт) в полосе частот до десятков гигагерц.

В настоящей работе рассматриваются современные подходы построения приборов радиофотоники на основе фосфида индия. Описываются разработанные конструкции и технологии изготовления мощных СВЧ-

фотодиодов и электрооптических модуляторов Маха-Цендера для применения в волоконно-оптических линиях передачи СВЧ-сигналов, использующих диапазоны длин волн 1,33 и 1,55 мкм. Фотодиоды выполнены в виде чипов, изготавливаемых на основе двойной гетероструктуры InAlAs/InGaAs, выращиваемой на подложке InP методом молекуллярно-лучевой эпитаксии. Чип фотодиода содержит меза-структуру с барьером Шоттки и массивными металлическими контактами, обеспечивающими высокую электро- и теплопроводность. Контакты фотодиодов выполняются в виде микрополосков, с помощью которых чипы фотодиодов монтируются непосредственно в СВЧ-линию передачи. Подача излучения производится через подложку, прозрачную в указанном диапазоне длин волн.

Изготовленные фотодиоды демонстрируют низкие значения обратного темнового тока 0,05–0,2 нА. Высота барьера Шоттки фотодиодов составляет 0,7 В. Емкость фотодиодов с диаметром меза-структуры 15 мкм при напряжении смещения –2 В равна ≈100 фФ. Чувствительность фотодиодов составляет 0,45–0,55 А/Вт на длине волны 1,55 мкм. Предельная рабочая частота фотодиодов с диаметром фоточувствительной области 15 мкм, установленных в копланарную СВЧ-линию с волновым сопротивлением 50 Ом, составляет 28 ГГц. При этом максимальная выходная СВЧ-мощность фотодиода на частоте 20 ГГц равна 58 мВт. Достигнутые значения рабочей частоты и выходной мощности разработанных фотодиодов соответствуют текущему мировому уровню, иллюстрируемому на рисунке в сравнении с коммерчески доступными моделями.

Функциональные оптические элементы и устройства терагерцовой фотоники на основе метаповерхностей

С.А. Кузнецов^{1,2,3)}, А.В. Гельфанд¹⁾, В.Н. Федоринин¹⁾, А.В. Аржанников^{2,3)}, Н.А. Николаев⁴⁾

¹ Новосибирский филиал Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН "КТИПМ", Новосибирск, 630090, пр. Академика Лаврентьева, 2/1

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

³ Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Академика Лаврентьева, 11

⁴ Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Академика Коптюга, 1

тел: +7 (383) 363-42-95, эл. почта: sakuznetsov@nsm.nsu.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-84

Освоение диапазона терагерцовых (ТГц) частот электромагнитного спектра (0,1–10 ТГц) делает актуальными задачи разработки и изготовления эффективных оптических элементов для управления характеристиками пучков ТГц-излучения. С инструментальной точки зрения данный спектральный диапазон, соответствующий интервалу длин волн 30÷3000 мкм, удобно позиционирован между примыкающими к нему СВЧ и ИК областями, поскольку позволяет сочетать в терагерцовой аппаратуре инструментальные решения как оптической, так и микроволновой техники. Примером таких решений служат тонкие планарные метало-диэлектрические структуры субволновой топологии, известные в технологии метаматериалов как «метаповерхности» (МП). МП являются, как правило, резонансными электродинамическими структурами, которые эксплуатируются в режиме, когда их характерные резонансные частоты лежат значительно ниже точки возбуждения высших дифракционных гармоник, что отличает такие структуры от дифракционных решеток. Последнее достигается малостью периода расположения элементарных ячеек МП в ее латеральной плоскости в сравнении с рабочей длиной волны. Существенно, что амплитудные, фазовые и поляризационные характеристики МП в заданной полосе частот определяются дизайном ее ячеек, соответствующий выбор которого обеспечивает требуемые функциональные свойства МП-устройств. Последние выгодно сочетают малость толщины/веса и высокую эффективность, которая зачастую не может быть достигнута в рамках решений классической оптики. При этом в ТГц-диапазоне характерный размер элементов топологического рисунка МП в большинстве случаев составляет от нескольких единиц до сотен мкм, что позволяет применять для его производства сравнительно недорогие и хорошо отработанные литографические технологии.

В настоящем докладе представлен обзор экспериментальных результатов по разработке оптических элементов и устройств на основе метаповерхностей традиционных и новых конфигураций, которые предназначены как для автономного применения, так и для интеграции с различными метрологическими системами, работающими в области частот от сотни ГГц до нескольких ТГц. Составляя неотъемлемую часть российской элементной базы радиофотоники, разработанные элементы в ряде случаев опережают по функциональным характеристикам отечественные и зарубежные аналоги. Обсуждаются вопросы электродинамического моделирования, технологического производства, спектральной характеризации, а также практического использования следующих типов терагерцовых МП-устройств и систем на их основе:

- 1) частотные фильтры различных видов: band-pass, low-pass, high-pass; дихроичные мультиплексоры пучков излучения; спектрорадиометрические системы на базе полосовых фильтров;
- 2) поляризаторы; преобразователи фазы и поляризации;
- 3) плоские фокусирующие элементы, включая голограммические структуры;
- 4) ультратонкие резонансные поглотители и тепловые детекторы на их основе, включая многоканальные пироэлектрические линейки для спектральных и поляризационных измерений с пространственным разрешением;
- 5) перестраиваемые ЖК-устройства на основе высокоимпедансных поверхностей;
- 6) сенсоры тонкопленочных анализаторов, включая SEIRA-структуры.

Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты РФФИ №18-02-00232, №18-29-20066).

Перспективные конструкции электро-оптических модуляторов на кремнии

О.В. Наумова, Б.И. Фомин, Д.В. Щеглов

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

тел.: +7 (383) 330-6768, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: naumova@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-85

Электро-оптические модуляторы (ЭОМ) являются обязательным, ключевым компонентом систем передачи информации с использованием светового излучения. Большие потери при передаче электрических сигналов на частотах $f \geq 10$ ГГц посредством обычной металлической разводки и большая скоростью передачи данных по оптоволокну (теоретический предел 1014бит/с) определяют актуальность разработок приборов данного типа.

Мотивация изготовления ЭОМ на кремниевом обусловлена: 1) физическими свойствами системы Si/SiO₂, 2) возможностью изготовления волноводов на основе пленок кремния-на-изоляторе и 3) возможностью использования хорошо разработанной КМОП-технологии. Это, в свою очередь: 1) упрощают процесс интеграции для кремниевой фотоники (включая возможность формирования гибридных устройств со встраиванием разных материалов в КНИ-волновод), 2) обеспечивают недорогую платформу для промышленного производства систем оптической связи и 3) дает возможность изготовления оптико-электрических интегральных схем (сетей) чипового масштаба [1,2].

Самый распространенный метод модуляции световой волны, используемый в настоящее время в кремниевых устройствах, основан на эффекте дисперсии свободных носителей заряда [2, 3]. Известными методами изменения концентрации свободных носителей заряда являются их инжекция, обогащение или истощение (обеднение) в р-п-диодных или емкостных МОП-структурках. Поэтому в последние десятилетия велась интенсивная разработка кремниевых ЭОМ с разными конструктивно-технологическими решениями.

В данной работе представлен анализ конструктивно-технологических особенностей современных кремниевых модуляторов на основе р-п-диодов в инжекции, обеднении и емкостных МОП-структур. Показаны наиболее перспективные конструкции.

Работа выполнена при поддержке проекта RFMEFI58117X0026.

Литература

- [1] G. T. Reed, G. Z. Mashanovich, F. Y. Gardes, et al. // Nanophotonics. 2014. Vol. 3, No 4-5. P. 229-245.
- [2] P. Dong, S. Chandrasekhar. Photonic integration. In: Enabling Technologies for High Spectral-efficiency Coherent Optical Communication Networks. Ed. By X. Zhou and C. Xie. Hoboken, New Jersey: John Wiley&Sons. Inc. 2016. P.448-472.
- [3] Reed G. T. Silicon Photonics. An Introduction / G.T. Reed, A. P. Knights . – Chichester : John Wiley & Sons, 2004. 276 p.

Свойства электрооптического модулятора на основе квантово-размерного эффекта Штарка в двуслойном гребенчатом волноводе InAlGaAs на подложке InP

А. В. Царев^{1,2)}, Р. М. Тазиев¹⁾

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

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090

тел: +7 (383) 330-6578, факс: (383) 333-2771, эл. почта: tsarev@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-86

Выполнено численное исследование электрооптического модулятора на основе интерферометра Маха-Цендера (см. Фиг. 1) с делителями пучка MMI 1×2 и 2×2 в структуре с квантовыми ямами на сверхрешетке $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.09}\text{Ga}_{0.38}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.17}\text{As}$ на подложке фосфида индия. Данные структуры обеспечивают высокую эффективность электрооптического управления и формируют двойной гребенчатый волновод с уникальными оптическими свойствами. В частности, путем изменения ширины волновода можно изменять поперечный размер фундаментальной моды и, тем самым, обеспечить более простую и эффективнуюстыковку с оптическим волокном. Наличие квантово-размерного эффекта Штарка обеспечивает высокую эффективность управления. В частности, для квантовых ям шириной 15 нм можно реализовать электрооптический модулятор бегущей волны с управляющим напряжением 1 вольт на активной длине модулятора 100 мкм. Проведено описание оптических и СВЧ свойств электрооптического модулятора на полупроводниковых структурах InAlGaAs на подложках InP. Основные выводы проиллюстрированы методами численного моделирования с использованием оптического пакета от Rsoft [1].

Работы проводились при поддержке проекта RFMEFI58117X0026 в части моделирования работы интерферометра Маха-Цендера.

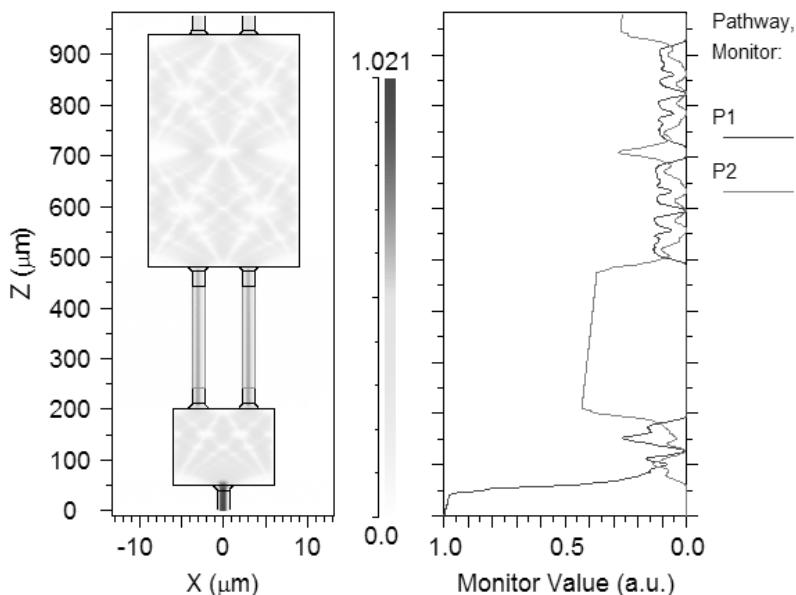


Рис. 1 Интерферометр Маха-Цендера с делителями пучка MMI 1×2 и 2×2 . Справа - эволюция поля волны по мере распространения по интерферометру. Слева - поведение мониторов мощности для центрального (на входе, Р1) и левого (на выходе, Р2) каналов, описывающих работу интерферометра. Расчет методом 3D BPM с учетом квантово-размерного эффекта Штарка и потерь на рассеяние (3 дБ/см).

Литература

[1] Rsoft by SYNOPSYS (<https://optics.synopsys.com/rsoft/>), single license (2018).

Прикладные вопросы проектирования и изготовления фотонных компонентов для приборов и систем

В.К. Струк

НИИ радиофотоники и оптоэлектроники ПАО ПНППК, 614990, Пермь, 25 Октября, дом 106

DOI 10.34077/RCSP2019-87

Устоявшееся определение фотоники на западе дано Пьером Эйграном в 1967 году как науки: «Об генерации, передаче, преобразовании детектировании света и что самое важное использование его интересах человека». Прикладные вопросы фокусируемся именно на последнем тезисе данного определения.

Рассматривая вопросы развития фотоники небезынтересно рассмотреть историю развития электроник, какими этапами оно проходило и как решались эти вопросы.

После получения первых образцов транзисторов на рубеже 50-х годов прошлого века в США не считали, что данный элемент быстро будет востребован и завоюет рынки. Подтверждение тому продажа лицензии на транзисторы японской фирме всего за 25 тыс. долларов. Однако эта фирма выпустила первые малогабаритные радиоприёмники, которые за короткий срок завоевали весь мир, а фирма стала лидером мирового уровня.

Этот успех не мог пройти незамеченным и новой технологии стали уделять большое внимание. Начался бум электроники, и также переход с 1961 года к микроэлектронике. Появлялись наборы микросхем, востребованные на рынке. Если говорить об отечественных микросхемах, то надо отдать должное 133 и 155 серии микросхем, которые сыграли огромную роль в разработке новых изделий.

Рассматривая пути развития фотоники, многие в России также рассматривают такой же путь, через создание ЭКБ или серии фотонных интегральных схем, которая будет востребована разработчиками систем, что очень сомнительно, поскольку конечные разработчики систем пока не владеют преимуществами фотоники и не в состоянии выдать техническое задание на создание таких серий.

Это является следствием того, что здесь мы находимся в начале пути, также как в свое время в США, когда не смогли определить рыночные применения нового направления.

В Европе пошли не путем создания серий фотонных микросхем, а по пути создания гибких производств, увязанных с программным продуктом и стандартизации фотонных технологических решений. В течение четырех лет профинансираны и созданы программные продукты с библиотеками стандартных элементарных фотонных «Строительных блоков». В разные библиотеки элементов содержат более шестидесяти элементарных решений, которые про аналогии с технологиями систем он чип собираются в конечные фотонные решения по микросхемам. Особенность в том, что каждое производство имеет свою специфику, и библиотеки элементов имеют технологическую привязку к конкретному производству. Таким образом разработчик, пользуясь актуальной библиотекой элементов, создает не только схемотехнику, но технологию производства конкретной фотонной схемы.

Фотонные микросхемы создаются на различных подложках, каждая из которых имеет свои достоинства, сферу использования и применения.

В этой связи становится актуальным вопрос создания не серии фотонных схем, а гибкой системы проектирования и производства, те увязанных отечественных программных продуктов, библиотек элементов и новых технологий. Однако это не укладывается пока в техническую политику правительства.

А может фотоника просто новое модное направление, которое сойдет на нет при успехах в развитии микроэлектроники. Одним из аргументов в пользу фотоники является решение вопроса энергосбережения в информационных сетях, которые, согласно расчетам, если ничего не менять к 2035 потребуют электроэнергии столько, сколько сможет произвести весь мир. Эта проблема может быть решена, следующим этапом развития фотоники – фотонно-кристаллическими структурами. Этому направлению мало уделяется внимания в научном сообществе России, однако перспектива, когда фотонные микросхемы станут трехмерными и один бит информации будет передаваться с помощью одного фотона является очень заманчивой, а также такое построение систем обеспечит переход от аналоговой фотоники к цифровой.

А что дальше? Не исключено, что далее в технике будет использован принцип неопределенности как основа носителя информации. На основе фотоники модно спрогнозировать родиться квантоника. Так что данное направление является весьма перспективным как в научном, так и в прикладном аспекте.

Коллоидные квантовые ямы теллурида кадмия: синтез и влияние обмена лигандов на оптические свойства

Л.Д. Козина, А.В. Гаршев, Р.Б. Васильев

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991, Ленинские горы 1
тел: +7 (495) 939-5471, эл. почта: lara.kozina2013@yandex.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-88

Коллоидные двумерные наночастицы халькогенидов кадмия со свойствами, аналогичными полупроводниковым квантовым ямам, в последнее время вызывают большой интерес благодаря рекордно узким полосам поглощения и люминесценции, делающих их перспективными для создания различных оптоэлектронных устройств [1]. В настоящей работе изучен рост коллоидных двумерных наночастиц теллурида кадмия, а также проанализирована взаимосвязь стабилизирующих лигандов с оптическими свойствами и структурой полученных наночастиц. Лиганда разных типов, такие как длинноцепочечные карбоксилаты, фосфонаты, тиолы, амины имеют разную степень и природу связывания с поверхностью нанокристаллов халькогенидов кадмия, что делает возможным обмен лигандов на поверхности.

Двумерные наночастицы CdTe получены методом коллоидного синтеза в некоординирующем растворителе и инертной атмосфере с использованием олеиновой кислоты в качестве стабилизатора [2]. Подбор температуры роста в диапазоне 150–250°C позволил получить наночастицы с толщиной 5, 6 и 7 монослоев и латеральным размером 100–200 нм. Исследование с использованием методов просвечивающей электронной микроскопии, рентгеновской и электронной дифракции показало совершенную кристаллическую структуру цинковой обманки с тетрагональнымискажением. Анализ оптических свойств методами спектроскопии поглощения и люминесценции показал узкие экситонные полосы с шириной порядка 8 нм, спектральное положение которых определялось толщиной наночастицы.

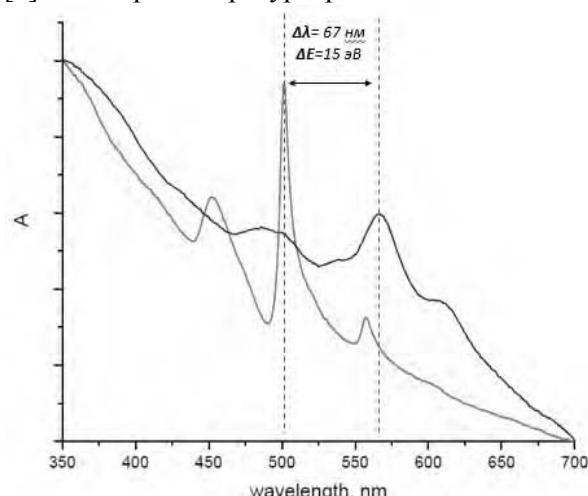


Рис. 1 Спектр поглощения нанолистов CdTe, стабилизированные олеиновой кислотой (а) и октадецилфосфоновой кислотой (б).

(рис.1). Структура полос при этом сохранялась. Анализ кристаллической структуры дифракционными методами показал сохранение структуры цинковой обманки, однако с перераспределением ширин и интенсивностей рефлексов, указывающее на сжимающие механические напряжения. В то же время в малоугловой области наблюдались выраженные рефлексы, отвечающие образованию многостенных структур с расстоянием между слоями, сопоставимым с удвоенным размером молекулы лиганда. Методом просвечивающей электронной микроскопии показано формирование многостенных свернутыхnanoструктур, причем диаметр сворачивания определялся толщиной наночастицы.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 16-29-11694 и 19-03-00481.

Литература

- [1] M. Nasilowski *et al.* // Chem. Rev. 2016, 116, 10934.
- [2] R.B. Vasiliev *et.al.* // Chem. Mater. 2018, 30 (5), pp 1710–1717.

Создание и применение нетрадиционных оптических материалов с повышенной радиационной устойчивостью

М.В. Агринский, В.М. Волынкин, В.В. Старцев

*Акционерное общество «Оптико-механическое конструкторское бюро «АСТРОН»,
Московская область, г. Лыткарино, 140080, ул. Парковая, 1
тел./факс: +7 (495) 941-6272, эл. почта: v@astrohn.ru*

DOI 10.34077/RCSP2019-89

При проектировании объективов с высоким качеством формируемого оптического изображения для обеспечения надежного функционирования их в условиях облучения ионизирующим излучением выбирают оптические материалы из каталога радиационно-стойких стекол. Известно [1], что обычные оптические стекла сохраняют приемлемую пропускающую способность только при экспозиционных дозах (радиационных нагрузках), в среднем не превышающих 10^4 Р. Кроме обычных оптических стекол, существуют радиационно-стойкие *оптические стекла*, т. е. стекла, способные сохранять высокую пропускающую способность в условиях их облучения ионизирующим излучением и могут функционировать в радиационных полях с экспозиционными дозами, превышающими 10^4 Р. В зависимости от предельных радиационных нагрузок радиационно-стойкие стекла отечественного производства представлены в двух каталогах. Первый каталог насчитывает чуть более 60 марок радиационно-стойких стекол, которые называют оптическими стеклами серии 100. Второй каталог радиационно-стойких стекол включает в себя 10 марок стекол, 8 из которых обладают повышенной радиационно-оптической устойчивостью к γ -излучению дозами, превышающими 10^5 Р. Эти стекла называют оптическими стеклами серий 200 и Н [2]. Каталог аналогичных стекол, производимых фирмой Schott, включает 6 марок стекол, которые недоступны или могут поставляться заказчикам только по предварительным заказам.

Для проектирования объективов апохроматов были созданы нетрадиционные оптические материалы:

оптическая среда (гелеобразная) с радиационной стойкостью до 10^6 Р в области прозрачности от 0,3 до 2,5 мкм с показателем преломления $n_e = 1,4120$, работающая в интервале температур от минус 50°C до $+150^{\circ}\text{C}$;

оптическая среда (термопластичная) с радиационной стойкостью до 10^8 Р в области прозрачности от 0,4 до 2,0 мкм с показателем преломления $n_e = 1,5897$, работающая в интервале температур от минус 60°C до $+85^{\circ}\text{C}$.

Проведен расчет и макетирование базового объектива апохромата. Параксиальные характеристики и конструктивные параметры рассчитанной системы следующие: $F'=50$ мм, $2w = 80$, $F/\# = 2,5$. На рисунке 1 представлено схемное изображение объектива.

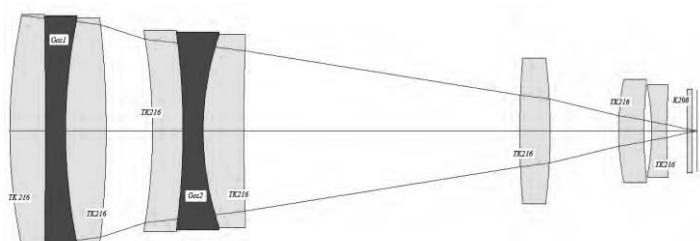


Рисунок 1 – схемное изображение объектива, где в голубой цвет окрашены стекла серии 200, а в синий – созданные среды

Литература

- [1] В.И. Арбузов. Основы радиационного оптического материаловедения. Учебное пособие. СПб: СПбГУИТМО. 2008. – 284 стр.
- [2] ОСТ 3-3677-82. Стекло оптическое серий 200 и Н.

Комплексная мульти- и гиперспектральная обработка изображений видимого и ИК диапазонов в задачах обнаружения и классификации объектов на неоднородном фоне

О.И. Потатуркин, С.М. Борзов

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск,
630090, Акад. Коптюга, 1*

тел.: +7 (383) 330-4020, факс: +7 (383) 330-8878, эл. почта: potaturkin@iae.nsk.su

DOI 10.34077/RCSP2019-90

Предложен метод комплексной классификации мультиспектральных изображений высокого разрешения. Показано, что для природных и антропогенных зон предъявляются различные требования к параметрам пространственной обработки картосхем, полученных на этапе спектральной классификации. Поэтому с помощью преобразования Харриса формируется маска и выполняется локально-адаптивное сглаживание с помощью процедуры выбора наиболее часто встречающегося класса в скользящем окне разного масштаба. В результате отсутствует излишняя детализация изображений на естественных ландшафтах и обеспечивается необходимая точность классификации на антропогенных территориях.

Разработан метод обнаружения слаборазличимых пространственных изменений, вызванных антропогенным воздействием. Он основан на предварительной спектральной фильтрации с последующим попиксельным формированием разностных кадров и их анализе за счет оценки согласованности изменения во времени одинаковых по яркости пикселей изображений с помощью диаграммы прямого и обратного разброса. Эффективность предложенных методов продемонстрирована на реальных данных дистанционного зондирования Земли.

Установлено, что для эффективной обработки гиперспектральных (ГС) изображений природных и антропогенных территорий недостаточно методов, основанных на сравнении с эталонными спектрами, а необходимо также учитывать распределение данных в пространстве признаков. При обработке тестовых изображений природной зоны и городской застройки показано, что сокращение количества спектральных признаков методом главных компонент (до 15-20 для природной зоны и 5-10 для городской застройки) позволяет уменьшить трудоемкость обработки на два порядка, без существенного снижения эффективности классификации.

Исследована эффективность методов спектрально-пространственной классификации ГС данных, основанных на предварительном медианном сглаживании обрабатываемых изображений и на постобработке картосхем попиксельной спектральной классификации путем выбора доминирующего класса в локальных окрестностях (или сегментах). Показано, что учет близкорасположенных пикселей позволяет повысить точность классификации ГС изображений. Так доля верно классифицированных пикселей с использованием только спектральных признаков составила для изображения природной зоны - 79.7%, а использование пространственных признаков позволило ее увеличить до 92-93%.

Выявлены особенности, позволяющие осуществлять классификацию типов поверхности в поле наблюдения, и в частности выделение антропогенных объектов на естественном фоне. Показано, что для их эффективного обнаружения перспективна совместная обработка спектральных и пространственных признаков с последующим синтезом высоконформативных изображений.

Рассмотрена возможность разработки и исследования методов и технических решений для повышения эффективности оптико-электронных средств наблюдения и разведки на основе комплексной обработки в реальном времени узкополосных (квазимонохроматических) изображений с многоэлементных фотоприемных устройств видимого, ближнего и коротковолнового ИК диапазонов.

Цифровые методы повышения качества изображения в тепловизионных приборах

А.В. Голицын¹⁾, И.И. Кремис¹⁾, А.О. Лебедев¹⁾, Б.Н. Новгородов¹⁾, А.Г. Паулиш^{1,2)}, **В.Н Федоринин¹⁾,**
П.И. Шапор¹⁾, К.П. Шатунов¹⁾

¹ Новосибирский филиал Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН

«Конструкторско-технологический институт прикладной микроэлектроники»,

630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 2/1

² Новосибирский государственный технический университет,

630073, г. Новосибирск, просп. К. Маркса, 20

тел: +7 (383) 330-7240, факс: +7 (383) 330-9106, эл. почта: oos@oesd.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-91

Цифровые методы обработки изображения охватывают весь спектр электромагнитных колебаний – от гамма-излучения до радиоволн. Визуальное изображение является наиболее информативной формой связи человека с окружающей средой. Сегодня понятие изображение может быть связано не только с электромагнитными колебаниями, но, например, с акустическими волнами – ультразвуковая диагностика, с электронной эмиссией – электронная микроскопия.

Цифровые методы построения изображения широко используются при разработке тепловизионной аппаратуры и остаются наиболее закрытой частью в большинстве проектов. Процедуры цифровой обработки имеют многоуровневую структуру, где, например, вычислениями низкого уровня характеризуются операции повышения контраста, улучшение резкости, снижение шума, средний уровень характеризуется операциями сегментации, формализации и классификации объектов, распознавание отдельных областей. Высокий уровень включает в себя осмысление набора распознанных объектов и несет в себе познавательные функции.

Уровень цифровой обработки во многом определяется возможностями вычислительных ресурсов и алгоритмами. Разработанная в КТИПМ вычислительная платформа, выстроена по архитектуре Множественный поток Команд, Одиночный поток Данных (МКОД), где одиночный поток данных обрабатывается последовательностью ряда команд, что позволяет организовать многоуровневые вычисления. Одним из направлений деятельности КТИПМ является расширение функциональных возможностей тепловизионных приборов, где поставлены задачи расширения вычислительных возможностей электронных модулей, позволяющие реализовать не только простые операции, но и операции более высокого уровня.

Микросканер на базе синхронного двигателя с внешним ротором для тепловизоров третьего поколения

Р.А. Гладков, И.И. Кремис

Филиал ИФП СО РАН "КТИПМ", Новосибирск, 630090, просп. Лаврентьева, 2/1

тел: (383) 330-91-06, эл. почта: igor21738@ngs.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-92

На сегодняшний день возросла необходимость в получении тепловизионного изображения высокого разрешения. В условиях, когда собственное разрешение матрицы не удовлетворяет требованиям производителей тепловизоров. Решением здесь может быть использование микросканера (МС), позволяющего осуществлять сдвиг проекции изображения в плоскости матрицы на величину до нескольких пикселей. При этом МС способен решить ряд задач, таких как увеличение разрешающей способности тепловизора и устранение дефектов изображения [1].

Существует несколько вариантов микросканеров, разработанных в Филиале ИФП СО РАН «КТИПМ», различных как по принципу работы привода, так и по значению смещения проекции изображения в плоскости матрицы. МС на основе пьезоэлектрического привода, позволяет получить итоговое изображение с частотой смены кадров 50Гц (т.е. частота переключения полей 200 Гц), но имеет не большое смещение проекции ± 20 мкм. МС с магнитным приводом позволяет получить смещение больше (до 120 мкм), но частота переключения полей при этом не превышает 100Гц.

Привод на пьезаэлементах (ПЭ), как правило, выполняют с импортными комплектующими, поскольку отечественная база имеет куда более скромные характеристики и стоимость таких элементов высока. Второй привод может не удовлетворять требованиям конечного потребителя из-за низкой частоты обновления кадров (25Гц), что ограничивает сферу его применения.

На настоящее время в Филиале ИФП СО РАН получен новый результат – микросканер позволяющий объединить в себе преимущества указанных моделей и исключить их недостатки.

Основные характеристики:

Потребляемая мощность, Вт	5
Частота смены полей, Гц	200
Номинальное напряжение питания, В	2-27
Габаритные размеры (диаметр/высота), мм	100/22
Интервал смещения проекции, мкм	0-200
Масса, кг	0,2



Рис.1.

К дополнительным преимуществам микросканера необходимо отнести технологичность в производстве и низкую стоимость, а также и то, что он выполнен исключительно на отечественной элементной базе. Общий вид микросканера показан на рис.1.

Микросканер использует вращающуюся плоскопараллельную пластинку для смещения проекции изображения. Величина смещения изменяется наклоном пластиинки и может гибко настраиваться в диапазоне от 1 до 5 пикселей. Минимальное, для размещения МС, расстояние между компонентами оптики – от 5мм.

Вращение пластиинки обеспечивает синхронный двигатель с внешним ротором и датчиком положения. Синхронность управления позволяет привязать угол поворота ротора с моментом регистрации внешней сцены. Сквозная полость позволяет расположить оптический компонент и органы настройки.

Литература

[1] Кремис И.И, Толмачев Д.А. Гладков// Фильтрация остаточной неоднородности и дефектов изображения в тепловизорах третьего поколения с использованием микро сканирования. Прикладная физика № 1. 2017.

Интегральные микросхемы считывания для ИК фотоприемников на основе твердых растворов теллуридов кадмия-рутти

В.М. Базовкин¹⁾, С.А. Дворецкий¹⁾, А.В. Зверев¹⁾, А.П. Ковчавцев¹⁾, Ю.С. Макаров^{1,2)},
Г.Ю. Сидоров¹⁾, А.В. Глухов²⁾, И.А. Смирнов²⁾, Д.В. Фромичев²⁾

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

²АО «НПП «Восток», Новосибирск, 630049, ул. Дуси Ковальчук, 276

тел: +7-923-134-6760, эл. почта: makarov@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-93

Фотоприемные устройства (ФПУ) на основе твердых растворов HgCdTe (КРТ) представляют собой гибридную сборку матрицы фоточувствительных элементов (ФЧЭ) и кремниевой интегральной микросхемы считывания сигналов (ИМСС). ИМСС регистрирует фототоки со всех элементов матрицы ФЧЭ и затем последовательно выводит полученную информацию для построения изображения и его обработки внешним оборудованием. В настоящее время ключевые параметры ФПУ в значительной степени определяются характеристиками используемых ИМСС.

В средневолновом (3-5 мкм, СВИК) и длинноволновом (8-12 мкм, ДВИК) ИК-диапазонах величина фонового излучения обычно весьма велика, при этом уровень полезного сигнала, как правило, существенно ниже фона. Возможность выделения полезного сигнала на уровне фона ограничена такой характеристикой входной ячейки ИМСС, как зарядовая емкость. Из-за малой зарядовой емкости за полное время кадра накапливается лишь незначительная часть заряда, генерируемого падающим на ФЧЭ излучением. В результате не удается приблизиться к теоретически предельному значению температурного разрешения. В коротковолновом ИК-диапазоне (1-3 мкм, КВИК) величина потока обычно значительно ниже, чем в СВИК и, особенно, ДВИК диапазонах. Характеристики ФПУ в данном случае лимитированы собственными шумами ФЧЭ и ИМСС. Необходимость регистрации слабых потоков излучения требует интеграции емкостного трансисторного усилителя непосредственно во входную ячейку ИМСС.

ИМСС с входной схемой прямой инжекции

ИМСС формата 384×288 с шагом 25 мкм была разработана и изготовлена в режиме «foundry» по технологии XC06 фирмы XFab. Основные характеристики: зарядовая емкость в режиме считывания во время интегрирования (ITR) 20 Мэ⁻; частота вывода информации 20 МГц; кадровая частота 680 Гц; потребляемая мощность не более 100 мВт. Подробное описание конструкции и функциональных возможностей представлено в [1].

Ведется разработка ИМСС формата 640×512 с шагом 15 мкм по технологии XC018 фирмы XFab. Ожидаемые характеристики: размах выходного напряжения 1,5 В; зарядовая емкость входной ячейки в режиме считывания после интегрирования (ITR) 12 Мэ⁻, в режиме IWR 9 Мэ⁻; частота вывода информации 20 МГц, кадровая частота 240 Гц; потребляемая мощность не более 60 мВт. В проект заложены следующие функциональные возможности: управление с помощью последовательного интерфейса; возможность выбора накопительной емкости между двумя фиксированными значениями; режим «окна»; встроенные ЦАПы для формирования управляющих напряжений; возможность подстройки коэффициентов преобразования аналоговых узлов.

ИМСС с входной схемой на базе емкостного трансисторного усилителя

ИМСС формата 2000×2000 работает в режиме моментального снимка («snapshot»), при этом считывание осуществляется после интегрирования. Размах выходного напряжения 2 В, зарядовая емкость 1,9 Мэ⁻, частота вывода информации не менее 8 МГц. ИМСС имеет восемь сигнальных выходов, потребляемая мощность не превышает 450 мВт. Собственный шум считывания менее 300 е⁻. Дополнительно реализована функция «антибллюминга», предотвращающая переполнение входной ячейки и последующее растекание заряда. На базе данной ИМСС впервые в России изготовлены гибридные КРТ ФПУ с форматом, превышающим один мегапиксель.

ИМСС формата 1536×1536 предназначена для использования в составе стыкуемых гибридных КВИК фотоприемных модулей (ФМ). ФМ стыкуются по двум сторонам, образуя мозаичное ФПУ формата 3072×3072. ИМСС также работает в ITR режиме. Помимо функции «антибллюминга» имеется возможность выбора величины накопительной емкости между двумя фиксированными значениями. Размах выходного напряжения 2,5 В, зарядовая емкость входной ячейки переключается между 450 кэ⁻ и 2,2 Мэ⁻, частота вывода информации не менее 8 МГц. ИМСС имеет четыре сигнальных выхода, потребляемая мощность не превышает 400 мВт.

Литература

- [1] A.V. Zverev, Yu. S. Makarov, E. A. Mikhantiev, I. V. Sabinina, G. Yu. Sidorov, and S. A. Dvoretzkiy, Journal of Physics: Conference Series 643, 012055 (2015).

Тепловизионная автоматизированная система для экспериментальных исследований сорбционных и катализитических свойств поверхности твердых тел

Б.Г. Вайнер^{1,2)}, А.Е. Настовъяк¹⁾, А.В. Шепелин²⁾, Э.А. Эминов²⁾

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

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

тел: +7 (383) 330-7781, эл. почта: BGV@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-94

Актуальной для академической науки и тонкой экспериментальной задачей является изучение динамики протекания тепловых процессов, отражающих взаимодействие молекул газа с поверхностью конденсированных сред [1]. Наблюдаемые здесь температурные явления обусловлены выделением/поглощением теплоты адсорбции/десорбции. Привлечение нестандартных скоростных высокочувствительных и высокоинформационных экспериментальных методов и подходов к решению этой проблемы позволяет точнее понять физико-химические механизмы, определяющие кинетику сорбционных и катализитических процессов и динамику межмолекулярных взаимодействий в системе "газ-твердое тело".

В настоящей работе представлены результаты применения новой методологии, позволяющей бесконтактным способом количественно анализировать начальные и последующие стадии взаимодействия молекул газа с твердыми телами. Эта методология основана на применении инфракрасной термографии (тепловидения) нового поколения. Матричное тепловидение сегодня – единственный инструмент экспериментальных исследований, позволяющий без прямого контакта с зоной, где расположен изучаемый объект, количественно и прецизионно исследовать быструю эволюцию зарождения и развития температурных превращений, сопровождающих сорбционно-катализитические процессы и отражающих физико-химическую природу последних. Подобная термодинамика пока еще практически не изучалась на материалах с микро- и наноструктурированной поверхностью, представляющих основной научный интерес в настоящей работе.

Результаты вышеописанных экспериментов предельно чувствительны к процедуре исследований. В первую очередь, здесь требуется обеспечить высокую воспроизводимость экспериментальных условий, поскольку первая, вторая и последующие реакции взаимодействия газа с поверхностью твердого тела могут протекать неодинаково из-за изменений физико-химических поверхностных свойств образцов в ходе самого опыта, и такие явления не должны затеняться возможными спонтанными артефактами. По указанной причине проведение эксперимента необходимо "поручить", исключительно, автоматизированной системе, управляемой компьютером, чтобы полностью исключить влияние человеческого фактора.

Полная архитектура системы программного и электронного управления и ввода/вывода данных созданного измерительного комплекса изображена на рис. 1. Система позволяет координировать газовые потоки [2], направляемые в реакционную камеру с входным окном, прозрачным в ИК области спектра и позволяющим проводить тепловизионный количественный анализ процесса.

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

Литература

[1] B.G. Vainer // RCCT-2017 / Novosibirsk: NIIC SB RAS, 2017. P. 56.

[2] Б.Г. Вайнер, А.Е. Настовъяк, Э.А. Эминов // Труды АПЭП-2018 / Новосибирск: НГТУ, IEEE, 2018. Т. 5. С. 61-67.

Структуры с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe для ИК фотоприемников: рост и характеристика

Н.Н. Михайлов^{1,2)}, С.А. Дворецкий^{1,3)}, Д.Г. Икусов¹⁾, В.В. Карпов⁴⁾, В.Г. Ремесник¹⁾, В.А. Швец^{1,2)}, Е.В. Сусов⁴⁾, И.Н. Ужаков¹⁾, А.В. Филатов⁴⁾

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

² НГУ, ул. Пирогова, 2 Новосибирск, 630090

³ НИ ТГУ, пр. Ленина 36, Томск, 634050

⁴ АО «МЗ «Сапфир», Днепропетровский проезд, 4А, стр. 3А, Москва, 117545

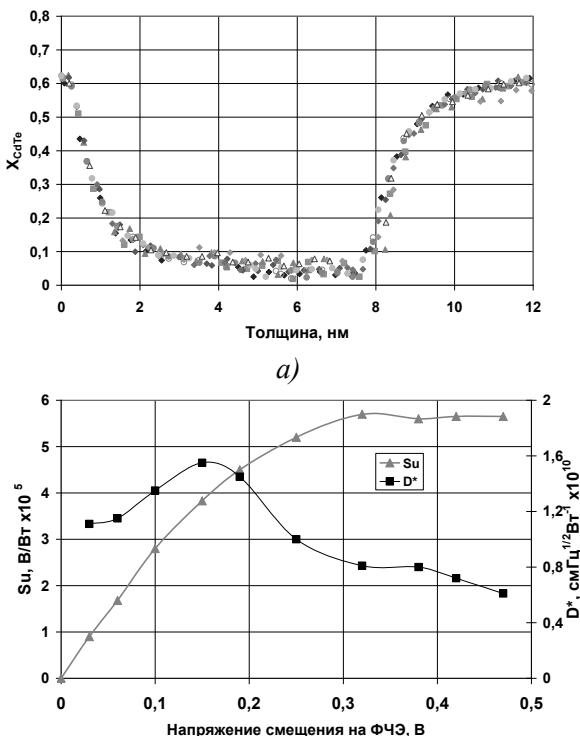
тел: +7 (383) 330-49-67, факс: +7(383) 330-49-67, эл. почта: mikhailov@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-95

Проведено выращивание структур с множественными квантовыми ямами (КЯ) HgTe методом молекулярно-лучевой epitаксии с *in situ* эллипсометрическим контролем. Представлены спектры поглощения и фотопроводимости, характеристики структур с множественными HgTe КЯ. Измерены спектры поглощения и фотопроводимости. На основе структур с множественными квантовыми ямами HgTe по заводской технологии были изготовлены ИК фоторезисторы (50×50 мкм) и измерены их характеристики.

Рост структур производился на модернизированной установке МЛЭ “Обь-М”. Количество HgTe КЯ изменялось от 5 до 200, толщина слоев HgTe варьировалась от 3 до 18 нм. Состав барьеров $X_{CdTe} \geq 0,6 \div 0,75$, толщина барьеров HgCdTe составляла ~30 нм. Разработан эллипсометрический метод прецизионного восстановления состава в множественных HgTe КЯ, основанный на замене слоя переменного состава на «эффективную» подложку постоянного состава с эффективными оптическими постоянными. Данный метод позволяет с высокой точностью восстановить распределение состава по толщине в последовательно выращенных HgTe КЯ. На рис.1а представлены типичные профили распределения состава в структуре с 50 HgTe КЯ. Видно, что в выращенных КЯ наблюдается воспроизводимое изменение распределение состава. Средний статистический разброс для фиксированной координаты составил $\Delta X_{CdTe} \sim 0,02$ молярных долей.

По заводской технологии АО “МЗ “Сапфир” методом струйного аэрозольного травления на основе МСКЯ HgTe/HgCdTe были изготовлены ИК фоторезисторы, размером 50×50 мкм без просветляющего покрытия, и измерены их характеристики. Контакты создавались электрохимическим осаждением индия. На рис.1б показана зависимость вольтовой чувствительность (S_u) и обнаружительной способности (D^*) от напряжения смещения. Наблюдается увеличение S_u с выходом на полку при напряжении смещения $\geq 0,25$ В, а D^* проходит через максимум при $0,15 \div 0,2$ В. Проведено исследование параметров фоторезисторов при различных фоновых потоках. Значение вольтватной чувствительности составило



$5,8 \times 10^5$ В/Вт для ИК фоторезисторов с длинноволновой границей $\lambda_{\max} = 11,6$ мкм, изготовленных на основе структур с множественными HgTe КЯ (толщина HgTe КЯ = 8,6 нм, 50 слоев HgTe).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект №18-29-20053) и проекта №0306-2018-0010.

Наноструктурированные магнитные полупроводники для ИК-оптоэлектроники

А.В. Телегин, Б.А. Гижевский, Е.В. Мостовщикова, Ю.П. Сухоруков

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН,

Екатеринбург, 620137, С. Ковалевской 18

тел.: +7 (343) 378-3743, факс: +7 (343) 374-5244, эл. почта: telegin@imp.uran.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-96

Наноструктурированные магнитные полупроводники (МПП) представляют интерес как функциональные материалы с управляемыми оптическими и радиочастотными свойствами. Среди физических способов получения однофазных наноматериалов перспективными являются размол в вибромельнице и пластическая деформация под давлением [1]. Оптические и магнитооптические (МО) методы являются эффективными инструментами изучения особенностей наноматериалов [2]. В тоже время мало данных об особенностях магнитооптических свойств наноструктурированных МПП.

Практический интерес представляют МПП, обладающие прозрачностью в ИК-области спектра и большими магнитооптическими и магнитотранспортными эффектами: шпинели $(\text{Cd},\text{Hg})\text{Cr}_2\text{Se}_4$, мanganиты $\text{A}_{1-x}\text{B}_x\text{MnO}_3$, феррит-гранаты и т.д. По специально разработанной технологии были созданы высокоплотные ИК-прозрачные нанокерамики и прессованные многокомпонентные и полимерные гибкие нанокомпозиты [3].

В результате исследований были определены основные особенности электронной структуры и оптических свойств наноструктурированных МПП в сравнении с моно- и поликристаллами, оценена роль размерного фактора, дефектности и восстановительных отжигов в формировании электронных и магнитных свойств наноматериалов [4,5]. Обнаружены эффекты магнитопоглощения и магнитоотражения ИК-излучения в нанокерамиках и нанокомпозитах МПП, сравнимые с пленками и монокристаллами [6,7]. Обнаружен гигантский эффект Фарадея в нанокерамиках ЖИГ [8]. Получен эффект сдвига края фундаментального поглощения в нанокерамике оксидов меди [9]. Показано, что в МПП гигантские МО эффекты наблюдаются и в ТГц области частот [10]. При этом частота модуляции излучения за счет эффекта магнитопропускания в среднем ИК-диапазоне может достигать в МПП порядка 10^9 - 10^{14} Гц [11].

Таким образом, высокоплотная нанокерамика и нанокомпозиты могут заменить монокристаллы и позволяют варьировать температурный и спектральный рабочий диапазон МПП. Полученные эффекты могут быть использованы для создания оптических элементов высокочастотных модуляторов среднего ИК и ТГц диапазона.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин» № АААА-А18-118020290104-2), при поддержке программы УроРАН № 18-10-2-37.

Литература

- [1] Б.А. Гижевский и др. // Петрология. 2012. Т.20, вып.4. С.351-366.
- [2] A.V. Telegin et al. // J. Supercond. Nov. Magn. 2012. V.25, Iss.8, P.2683-2686.
- [3] А.В. Телегин и др. // Патент на изобретение № 2497166. Бюллетень №30 от 27.10.2013
- [4] E.V. Mostovshchikova et al. // Sol. Stat. Phenomena. 2012. V.190, P.683-687.
- [5] V.R. Galakhov et al. // J. of Appl. Phys. A. 2015. V.118, P. 649–654.
- [6] A.V. Telegin et al. // J. of Appl. Phys. 2013. V.113, №17. P.17A932.
- [7] N.N. Loshkareva et al. // JMMM 2013. V.341, P.49-55.
- [8] B.A. Gizhevskii et al. // Solid State Phys. 2009. V.51, №.9, P.1836–1842.
- [9] Б.А. Гижевский и др. // ЖЭТФ. 2006. Т.129, С.336-342.
- [10] T.J. Huisman et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. V.106, P.132411.
- [11] Ю.П. Сухоруков и др. // Патент на изобретение №2346315. Бюллетень №4 от 10.02.2009

Стабилизация характеристик термооптического преобразователя на базе матрицы микрорезонаторов Фабри-Перо

В.Б. Залесский, А.И. Конойко, В.М. Кравченко, К.А.Рещиков

ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника», Беларусь, г. Минск, 220072, пр-кт Независимости, 68, тел.: +375173553425; e-mail: kon54@yandex.by

DOI 10.34077/RCSP2019-97

В этом докладе рассматриваются методы преобразования информации из одной области оптического спектра в другую на базе микрорезонаторов Фабри-Перо, например, из ИК или ультрафиолетовой области электромагнитного спектра в видимую [1]. Предлагаемые методы позволяют минимизировать влияние температурных флуктуаций окружающей среды на характеристики как одного, так и двух микрорезонаторов Фабри-Перо, преобразующих информацию из одной области спектра в другую. Минимизация осуществляется в первом случае, когда начальная температурная рабочая точка микрорезонатора соответствует максимуму величины изменения интенсивности зондирующего излучения от температуры, а во втором, когда фиксированным сдвигом начальной температуры обладает только один резонатор из двух.

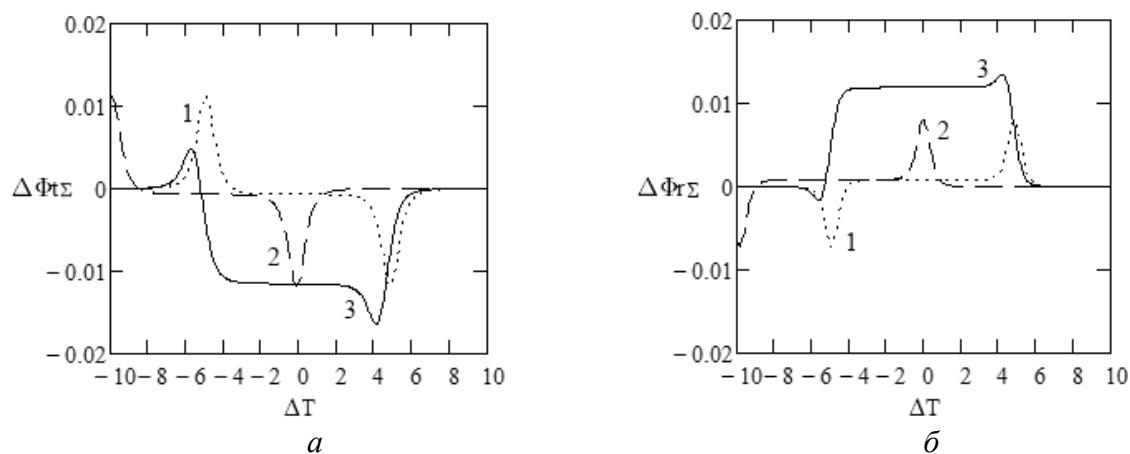


Рисунок – Зависимости величины изменения светового потока $\Delta\Phi_{j\Sigma}$ от величины изменения начальной температуры резонатора ΔT

На рисунке представлены зависимости величины изменения светового потока зондирующего излучения на выходе двух резонаторов $\Delta\Phi_{j\Sigma}$ а) – работающих на пропускание и б) – работающих на отражение под воздействием ИК излучения от величины изменения начальной температуры резонатора ΔT без (кривая 1) и при наличии (кривая 2) фиксированного сдвига начальной температуры обоих резонаторов, необходимого для того, чтобы их начальная температура соответствовала экстремуму зависимости изменения зондирующего светового потока от изменения температуры. При наличии фиксированного сдвига начальной температуры одного из резонаторов зависимость величины изменения светового потока зондирующего излучения представлена кривой под номером 3. Причем сдвиг начальной температуры должен обеспечить смещение максимума спектрального коэффициента пропускания одного резонатора относительно максимума коэффициента пропускания или отражения другого на половину ширины спектра излучения пропускаемого одним резонатором.

Литература

- [1] В.В.Тарасов, Ю.Г.Якушенков. Современные проблемы инфракрасной техники. - М.: Изд. МИИГА и К, 2011. - 84 с.

Псевдобинокулярные очки ночного видения с зеркально-линзовым и линзовым объективами

В.Г. Волков, П.Д. Гиндин, В.В. Карпов

Акционерное общество «Московский завод «САПФИР», Москва, 117545,

Днепропетровский проезд, 4А, стр. 3

тел: + 7 (495) 312-02-03, факс: + 7 312-00-55, эл. почта: info@mzsapphir.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-98

Известны псевдобинокулярные очки ночного видения (ОНВ) с линзовым объективом [1]. Предлагаемые псевдобинокулярные ОНВ (см. рисунок), содержат зеркально-линзовый объектив 1 с фокусным расстоянием $f = 60$ мм, углом поля зрения $2\omega = 15^\circ$. В центральной нерабочей части линзы-зеркала 2 установлена группа линз 5. Вместе с линзовым компенсатором 4 полевых aberrаций объектива 1 эта группа 5 образует короткофокусный линзовый объектив. Для него $f = 7,34$ мм, $2\omega = 100^\circ$. Оба объектива сфокусированы на фотокатод диаметром 17,5 мм ЭОП 6. На его экран сфокусирована псевдобинокулярная окулярная система 7. Ее увеличение $\Gamma = 12,5^\times$, линейное поле зрения $21 = 17,5$ мм. При работе объектива 1 для ОНВ $\Gamma = 3^\times$ при $2\omega = 15^\circ$. Для ОНВ при работе линзового объектива $\Gamma = 0,3^\times$ при $2\omega = 100^\circ$. Линзовый объектив используется для поиска в широком угле поля зрения объекта наблюдения, а объектив 1 - для его распознавания. Фактически ОНВ с объективом 1 превращаются в наголовный бинокль. Дальность распознавания в него ростовой фигуры человека (РФЧ) в нормированных условиях составляет 300 м. Дальность обнаружения РФЧ в ОНВ с линзовым объективом с $2\omega = 100^\circ$ составляет 200 м. Схема ОНВ дополняется тепловизионным (ТВП) каналом. Его ИК объектив 8 оптически сопряжен с фотоприемным устройством (ФПУ) 9, объединяющим матрицу микроболометров (МБМ) и электронный блок управления. Сигнал с его выхода передается в OLED дисплей 10. Его изображение с помощью линзового компонента 11 через полупрозрачное зеркало 12 оптически сопряжено с окулярной системой 7 и вводится в ее левый канал. ТВП канал работает в области спектра 8 - 12 мкм, имеет дальность распознавания РФЧ 300 м, $2\omega = 8 \times 12^\circ$, $\Gamma = 1^\times$. На выходе полупрозрачного зеркала 12 установлен ТВ канал для дистанционной передачи изображения. Его объектив 13 сфокусирован на матрицу ПЗС ТВ камеры 14, и изображение с экрана ЭОП 6 и с OLED дисплея 10 вводится в ТВ канал.

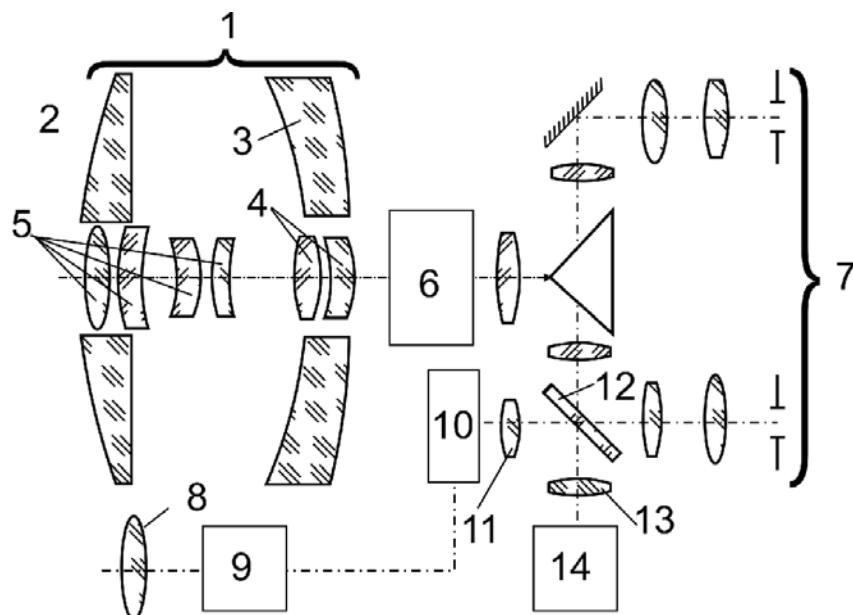


Рисунок. Схема псевдобинокулярных ОНВ.

Литература

[1] Гейхман И.Л., Волков В.Г. Видение и безопасность. М.: Новости. 2009. 840 с.

К вопросу создания эффективных тепловых узлов установок выращивания монокристаллов германия

К.Е. Аношин, А.В. Наумов, В.В. Старцев

*Акционерное общество «Оптико-механическое конструкторское бюро «АСТРОН»,
Московская область, г. Лыткарино, 140080, ул. Парковая, 1
тел./факс: +7 (495) 941-6272, эл. почта: v@astrohn.ru*

DOI 10.34077/RCSP2019-99

Полупроводники на основе германия, являются чрезвычайно перспективными для использования в микроэлектронике, оптоэлектронике, солнечной энергетике и ИК оптике. Известен широкий ряд технических решений, направленных на усовершенствование теплового узла устройств для выращивания монокристаллов из расплава методом Чохральского. Тепловые узлы современных установок выращивания монокристаллов имеют, как правило, открытое для свободного излучения зеркало расплава. Это приводит к значительным (до 46%) потерям мощности установки. Известны также тепловые узлы, в которых используется конические экраны («колодцы»), опирающиеся на горизонтальные экраны. Над расплавом создается замкнутая полость, препятствующая излучению от охлаждаемых стенок камеры. Однако, такая конструкция сужает поле зрения оператора, которому необходимо видеть свободную поверхность расплава, для вмешательства вплоть до повторения процесса затравления в случае неудачного начала. И в том и в другом случае наблюдаются повышенные значения градиентов температур и термоупругих напряжений в кристалле. [1-3]

Нами разработан плавающий на поверхности расплава экран специальной конструкции. Текло, передаваемое кольцевым плавающим экраном от расплава на поверхность растущего слитка, улучшает симметричность радиального температурного распределения на поверхности расплава. Размеры и материал плавающего экрана подобраны таким образом, чтобы его масса и теплопроводность обеспечивали необходимое выделение тепловой энергии над расплавом в области фронта кристаллизации при росте монокристаллов, но при этом не происходило нарушение конвекционных потоков в расплаве за счет погружения экрана в расплав. Техническим результатом применения плавающего экрана, является создание тепловых условий в области фронта кристаллизации, обеспечивающих равномерное распределение температур, для получения кристаллов больших диаметров, имеющих плотность дислокаций менее 200 см^{-2} и равномерное распределение в объеме легирующих примесей. [4]

Литература

- [1] И.А. Каплунов, А.И. Колесников, Е.И. Каплунова. Выращивание крупногабаритных монокристаллов германия для инфракрасной оптики. Journal of Siberian Federal University. Engineering & Technologies 3 (2013 6) 324-333.
- [2] И.С. Гейдт, Е.Д. Кравцова, О.И. Подкопаев «Влияние мощности экрана-нагревателя, а процессы тепло и массопереноса при получении малодислокационных кристаллов германия методом Чохральского» // Новый университет, 2013, №11-12, с. 54-60.
- [3] Оптимизация конструкции теплового экрана в установке "Редмет-30" для выращивания низко дислокационных кристаллов германия диаметром свыше 100 мм - К.Е. Аношин, О.М. Алимов, А.В. Наумов - XI Конференция и X Школа молодых ученых и специалистов по актуальным проблемам физики, материаловедения, технологий и диагностики кремния, нано метровых структур и приборов на его основе КРЕМНИЙ-2016». 12-16 сентября 2016 г., Новосибирск.
- [4] Заявка рег№ 2019108025 от 20.03.2019 (РФ). «Устройство для выращивания бездислокационного монокристалла из расплава» К. Е. Аношин, А.В. Наумов, В.В. Старцев (на оформлении, вх № 015511) 2019.

Характеристики отражения света от микромассивов кремниевых нанопилларов, сформированных на подложках КНИ

Л.С.Басалаева¹⁾, Ю.В.Настаушев¹⁾, Ф.Н.Дульцев¹⁾, Н.В.Крыжановская²⁾, М.В.Фетисова²⁾, С.А.Щербак²⁾

^{1)ИФП СОРАН, Новосибирск, 630090, Ак. Лаврентьева, 13}

^{2)СПбАУ, Санкт-Петербург, 194021, ул. Хлопина, 8/3}

тел.: +7 (383) 330-90-82, факс: +7(383)333-27-71, эл. почта: basalaeva@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-100

Одна из важных задач современной фотоники - это реализация новых высокоэффективных фотонных устройств, работа которых основана на взаимодействии света сnanoструктурами [1]. Диэлектрические nanoструктуры с высоким показателем преломления поддерживают высокодобротные электрические и магнитные резонансы в видимой части спектра [2]. Такие диэлектрические нанорезонаторы обладают уникальными свойствами и перспективны для создания на их основе универсальных модулей для управления светом на наномасштабе. Микромассивы, упорядоченных в квадратную решетку, кремниевых нанопилларов (Si НП, от англ. nanopillar-nanoстолбик) в последние годы привлекают значительный интерес исследователей как один из перспективных вариантов реализации подобных резонансных наносистем [3]. Большинство работ в этой области направлено на исследование изолированных Si НП в воздухе или Si НП, размещенных на подложке с низким показателем преломления, например, на кварцевой подложке [4]. Однако, для многих практических приложений, в частности, для фотovoltaических элементов, Si НП необходимо размещать поверх материала с высоким показателем преломления.

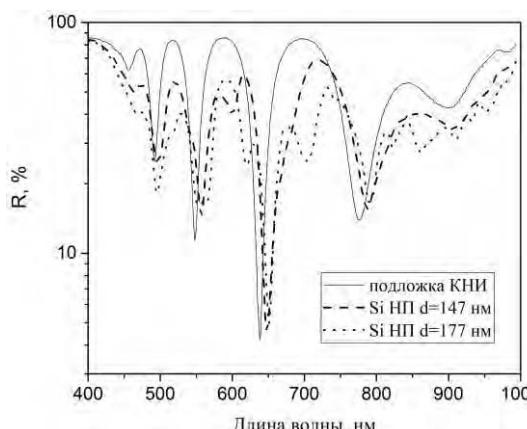


Рис.1 Спектры отражения микромассивов Si НП на КНИ. Период Si НП 500 нм. Диаметры Si НП 147 нм и 177 нм. Высота Si НП ~200 нм, толщина загубленного окисла 300 нм, толщина остаточного слоя кремния ~300 нм.

различных микромассивов Si НП в диапазоне длин волн от 400 нм до 1000 нм. Нормировка сигнала проводилась на сигнал от алюминиевого зеркала. В спектрах отражения наблюдались узкие резонансные линии, которые связаны с интерференционными явлениями в верхнем слое кремния, а также с решеточными резонансами (Рис.1).

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, а также проекта Минобрнауки России (3.9787.2017/8.9).

Авторы благодарны д.ф.-м.н. В.П. Попову и Н.В. Дудченко за изготовление КНИ-структур.

Литература

- [1] Z-J Yang et al. // Physics Reports 2017. V.701, P. 1-50.
- [2] V.Babicheva et al. // ACS Photonics 2018. V.5, P. 2022-2033.
- [3] N. Dhindsa et al. // Nanotechnology 2016. V.27, P. 495203.
- [4] C.-S. Park et.al. // Scientific Reports 2017. V.7, P. 2556.

Контроль распределения концентрации носителей заряда в гетероструктурах AlGaAs/GaAs

В.Е. Гончаров^{1,2)}, А.В. Никонов^{1,3)}, А.К. Ильясов¹⁾

¹АО «НПО «Орион», Москва, 111538, ул. Косинская, 9

²МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, 119454, проспект Вернадского, 78

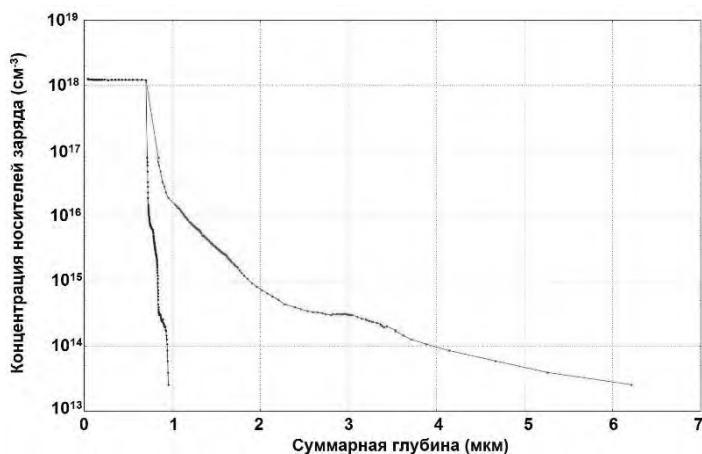
³МФТИ, Москва, 117303, ул. Керченская, д. 1А, корп. 1

тел: +7 (499) 373-6011, эл. почта: vg10.orion@gmail.com

DOI 10.34077/RCSP2019-101

В технологии матричных фотоприемных устройств (МФПУ) для перспективных оптико-электронных систем инфракрасного диапазона спектра важным фактором является оптимизация фоточувствительного полупроводникового материала [1]. Фотоэлектрические характеристики, в частности, распределение концентрации носителей заряда по толщине эпитаксиальных структур, оказывают значительное влияние на качество фотоприемного устройства в целом, поэтому перед разработчиками остро стоит вопрос совершенствования комплекса методик контроля характеристик фоточувствительных материалов и гетероэпитаксиальных структур на их основе. В основе классических вольт-фарадных методов контроля фотоэлектрических характеристик многослойных структур для МФПУ II и III поколений лежит электронная теория приповерхностной области поверхности заряда и дифференциальной емкости, но такие методы являются ограниченными по глубине профилирования концентрации носителей заряда [2-4]. Хорошой альтернативой традиционным методам является электрохимическое вольт-фарадное профилирование, позволяющее определять концентрацию носителей на глубине до десятков мкм [5].

При исследовании многослойных структур с различными уровнями легирования, в том числе квантоворазмерных, крайне важно знать, на какой глубине проводится профилирование при переходе от слоя к слою. Для анализа возможностей контроля концентрации по профилю отдельных эпитаксиальных слоев проведено исследование зависимости глубины области пространственного заряда от значений концентрации носителей в слое.



Проведены исследования распределения концентрации носителей заряда по профилю многослойных ГЭС соединений $\text{Al}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ на примере эпитаксиальных слоев GaAs и AlGaAs с различными значениями концентрации, выращенных на оптически прозрачных подложках GaAs <100>.

Разработана расчетная аналитическая модель, позволяющая из измеренного ЕСВ-профиля установить значения толщины выращенных слоев и качество интерфейсов. Для выяснения возможностей контроля концентрации по профилю отдельных эпитаксиальных слоев

проведено исследование зависимости глубины ОПЗ от значений концентрации носителей в слое. Данный метод является эффективным дополнением к существующим методикам входного и межоперационного контроля фоточувствительных материалов и структур.

Литература

- [1] Дирочка А.И. и др. // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. N 5. С. 509-519.
- [2] Брунков П.Н. и др. // Физика и техника полупроводников. 2011. Т. 45. N 6. С. 829-835.
- [3] Вакив Н.М. и др. // Технология и конструирование в электр. аппаратуре. 2005. N 3. С. 40-45.
- [4] Груздов В.В. Контроль новых технологий в твердотельной СВЧ электронике / Груздов В.В., Колковский Ю.В., Концевой Ю.А. – Москва: Техносфера, 2016. – 327 с.
- [5] Гончаров В.Е. и др. // Успехи прикладной физики. 2018. Т. 6. N 4. С. 290-296.

Влияние условий отжига подложки (001)InP в потоке As на качество эпитаксиальных слоёв InAlAs

**Д.В. Дмитриев, А.И. Торопов, А.М. Гилинский, Д.А. Колсовский, Т.А. Гаврилова, А.С. Кожухов,
К.С. Журавлёв**

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

тел: (383)330-69-45, факс: (383)333-27-71, эл. почта: ddmitriev@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-102

В работе показана зависимость плотности структурных дефектов в решёточно-согласованных слоях InAlAs от условий отжига подложки (001)InP в потоке As. Отработана технология отжига, на основе которой синтезированы структуры мощных СВЧ фотодиодов и модуляторов.

Гетероструктуры на основе слоев InAlAs решёточно-согласованных с подложкой (001)InP, в настоящее время привлекают большое внимание исследователей из-за применения в широком спектре современных приборов[1]. Характеристики приборов напрямую зависят от качества гетероэпитаксиальных слоёв [2]. В работе показана зависимость плотности структурных дефектов в решёточно-согласованных слоях InAlAs от условий отжига подложки InP в потоке As.

Образцы выращены методом МЛЭ на установке Riber Compact-21T, оснащенной с системой дифракции быстрых электронов на отражении. Для роста использовались полуизолирующие легированные Fe (001) InP подложки фирмы AXT.

Подложки отжигались в широком диапазоне температур 500-560°C, для удаления окисного слоя до появления сверхструктуры (4x2). Отжиг проводился в потоке мышьяка, препятствующем разложению подложки и образованию индивидуальных капель. Поток мышьяка варьировался в широком диапазоне (0.5-7)*10⁻⁵ Торр. В процессе отжига происходит замещение атомов фосфора атомами мышьяка и на поверхности подложки образуется слой InAs. Методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) в режиме энергодисперсионной спектроскопии (EDS) было показано, что этот слой может достигать нескольких нанометров, в зависимости от условий отжига. Постоянная кристаллической решётки InP составляет 5.869 Å, тогда как InAs 6.058 Å. Такая существенная разница приводит к решёточному рассогласованию на начальных этапах роста слоёв InAlAs и возникновению напряжений, которые релаксируют в виде прорастающих дислокаций. На АСМ картинах поверхности наблюдаются структурные дефекты в виде ямок сформированные комплексами дислокаций. Плотность ямок на поверхности слоя InAlAs увеличивается с увеличением толщины слоя InAs на гетерогранице слой/подложка, и может достигать 10⁻⁹ см². Толщина слоя InAs зависит от температуры отжига и времени экспозиции подложки в потоке мышьяка. В работе экспериментально полученные оптимальные условия отжига: температура подложки <520°C, эквивалентный поток мышьяка <1,6*10⁻⁵ Торр, время экспозиции при формировании сверхструктуры (4x2) <30 секунд. При этих условиях с поверхности удаляются окислы, но не формируется существенный слой InAs, что позволяет синтезировать высококачественные слои InAlAs для оптоэлектронных приборов. Нами были получен мощные СВЧ фотодиоды 1.55 мкм спектрального диапазона, с частотами до 40Гц, а также продемонстрированы гетероэпитаксиальные структуры для модуляторов.

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

Литература

- [1] X. Meng, C.H. Tan, S. Dimler, J.P.R David, J.S. Ng, Optics Express vol. 22, iss. 19, p.22608. (2014).
- [2] I.B. Chistokhin, M.S. Aksenov, N.A. Valisheva, D.V. Dmitriev, A.P. Kovchavtsev, A.K. Gutakovskii, I.P. Prosvirin, K.S. Zhuravlev, Materials Science in Semiconductor Processing 74, 193 (2018).

In-situ контроль температуры поверхности ГЭС КРТ в процессе роста методом низкотемпературной поляризационной пирометрии

**С.А. Дулин, С.В. Рыхлицкий, Е.К. Иванов, Н.И. Назаров, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий,
М.В. Якушев**

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр.Ак. Лаврентьева 13

тел: (383) 330 -8716,, факс (383) 333-2771, эл. почта: dulin@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-103

Представлены усовершенствованный метод низкотемпературной поляризационной пирометрии и его аппаратно-программная реализация для in-situ бесконтактного измерения температуры поверхности ГЭС КРТ в процессе молекулярной эпитаксии.

Большинство технологических ростовых камер МЛЭ снабжены специальными оптическими окнами для визуального и эллипсометрического контроля поверхности роста.

Эти окна, после некоторой модернизации, могут быть использованы и для задач in-situ низкотемпературной пирометрии (измерения температуры) растущего слоя ГЭС КРТ. В работе обсуждаются проблемы, связанные с практическим применением метода низкотемпературной поляризационной пирометрии в камере МЛЭ и пути их преодоления [1]. В частности, при многократных циклах роста происходит запыление поверхности рабочего окна и, как следствие, уменьшение оптического пропускания измерительного тракта. Для отслеживания этого процесса и своевременной корректировки показаний, в прибор введен дополнительный двухспектральный фотометрический канал.

Выбранные поддиапазоны дополнительного канала ($1.9 \div 2.0 \text{ мкм}$. и $2.4 \div 2.5 \text{ мкм}$.) на определенной стадии эпитаксиального роста, когда структура становится непрозрачной, позволяют использовать их для пирометрического определения температуры.

Таким образом, обеспечивается дополнительный контроль показаний основного канала и внесение поправок, связанных с возможными помехами от низкотемпературных источников.

В рабочем диапазоне удалось достичь линейную зависимость фотометрического сигнала от температуры, что позволяет проводить калибровку пирометра непосредственно на рабочей камере. Приведены измерительная схема и краткое техническое описание разработанного низкотемпературного пирометра, а также методика и результаты экспериментальных измерений.

Литература

- [1] С.А. Дворецкий, С.А. Дулин, Н.Н. Михайлов, С.В. Рыхлицкий, Ю.Г. Сидоров. Способ бесконтактного измерения температуры. Патент РФ № 2149366, Бюл. № 14 от 20.05.2000г.

Анализ рентгеновских спектров дифракционного отражения для контроля параметров фотоприемных структур с множественными квантовыми ямами

Д.В. Ильинов, А.Д. Шабрин, Д.А. Пашкеев

АО «НПО «Орион», Москва, 111538, ул. Косинская, 9

тел: +7 (499) 373-6011, эл. почта: dv.iljinov@physics.msu.ru

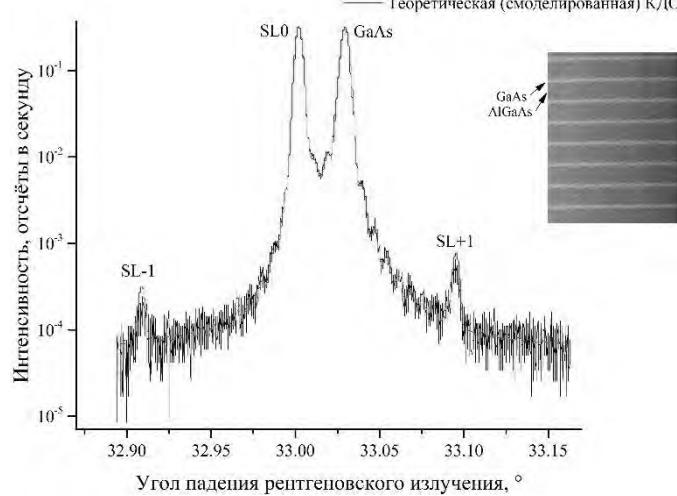
DOI 10.34077/RCSP2019-104

В настоящее время на основе гетероструктур с множественными квантовыми ямами успешно разрабатываются и изготавливаются матричные фотоприемные устройства [1]. Для улучшения их характеристик необходим прецизионный контроль параметров гетероструктуры. Неразрушающим методом исследования и контроля характеристик гетероструктур является метод рентгеновской дифрактометрии, однако спектры рентгеновского отражения от многослойных периодических структур имеют сложный вид и влияние дефектов трудно интерпретируемо [2]. Поэтому требуется изучение свойств спектров и влияния на них параметров гетероструктур с квантовыми ямами на основе новых подходов.

В основе метода высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии лежит измерение кривых качания. В них содержится основная информация о степени кристаллического совершенства и параметрах эпитаксиальных слоёв. В работе решается обратная задача дифракции: путем поочерёдного варьирования параметров структуры проводится численный расчет соответствующих

кривых качания и выявляются причины, влияющие на их изменения. В основу численной модели был заложен метод матрицы переноса в рамках динамической теории дифракции.

Рассчитаны кривые качания многослойных периодических гетероструктур AlGaAs/GaAs в зависимости от толщин d , состава слоев x и количества периодов N . Было установлено, что при фиксированных значениях d и x барьера $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (25 нм, $x=0,25$) и ямы GaAs (5 нм) с увеличением числа периодов в гетероструктуре толщинные осцилляции и пики-сателлиты значительно проявляются к 10 периодам. Дальнейшее увеличение N приводит к пропорциональному росту осцилляций и уменьшению их амплитуды.



Амплитуда сателлитов увеличивается. Для $N > 60$ амплитуда осцилляций сильно уменьшается и они становятся мало различимы. Изменение x с 0,15 до 0,35 при фиксированных остальных параметрах приводит к смещению углового положения нулевого пика с $33,0154^\circ$ до $32,9968^\circ$. Количество сателлитов не изменяется, однако изменяется их угловое положение. С возрастанием x сателлиты положительных порядков приближаются к пику подложки на величину порядка $0,02^\circ$, а сателлиты отрицательного порядка смещаются дальше от нулевого пика на ту же величину. Повышение толщины барьера AlGaAs с 15 нм до 35 нм (при фиксированных $x=0,26$ и $N=50$) приводит к увеличению интенсивности нулевого пика с 0,164 до 0,298 отсчетов в секунду, интенсивность максимума, соответствующего GaAs, снижается с 0,332 до 0,294 отсчетов в секунду. А угловое положение сателлита 1-го порядка θ_1 изменилось на $0,1355^\circ$, а -1-го порядка θ_{-1} - на $0,1264^\circ$.

Результаты численного анализа использованы при выращивании методом молекулярно-лучевой эпитаксии фотоприемных устройств с квантовыми ямами на основе гетеропары AlGaAs/GaAs. На рисунке приведены экспериментальная и расчетная кривые качания для структуры с 50 квантовыми ямами. По уточненным с помощью моделирования данным: доля алюминия $x = 0,267$, средняя толщина квантовых барьеров и ям – 51,6 нм и 4,6 нм соответственно.

Литература

- [1] A. Rogalski, P. Martyniuk, M. Kopytko. InAs/GaSb type-II superlattice infrared detectors: Future prospect. Applied physics reviews 4, 031304 (2017). <http://dx.doi.org/10.1063/1.4999077>.
- [2] И.С. Васильевский и др. // Физика и техника полупроводников. 2014. Т.48, вып.9. С.1258-1264.

Моделирование кремниевого электрооптического модулятора с адиабатическим рупором для решеточного элемента связи с оптическим волокном

А. В. Царев^{1,2)}, Р. М. Тазиев¹⁾

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

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090

тел: +7 (383) 330-6578, факс: (383) 333-2771, эл. почта: tsarev@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-105

Выполнено численное моделирование электрооптического модулятора на основе интерферометра Маха-Цендера в структуре кремний на изоляторе с обратными р-п переходами. Для снижения оптических потерь, применяется адиабатический переход (см. Рис.1) оптического излучения из кремневого гребенчатого волновода в планарное основание, на котором располагаются решеточные элементы ввода-вывода оптического излучения в одномодовое оптическое волокно. В дизайне интерферометра Маха-Цендера применяется комбинация делителей пучка на основе многомодовой интерференции (MMI) 1×2 и 2×2 , выводящая модулятор в рабочую точку при нулевом сдвиге фаз плеч интерферометра. Основные выводы проиллюстрированы методами численного моделирования с использование оптического пакета от Rsoft [1]. Управление модулятора осуществляется с помощью обратных р-п переходов в двухтактной схеме (Push–Pull), что обеспечивает низкое управляющее напряжение при компактных размерах модулятора. Например, для случая горизонтального р-п перехода оно составляет 1 вольт в полосе частот 12 ГГц на длине в 0.68 см. Расчеты подтверждают перспективность практического использования применяемой оптической схемы.

Работы проводились при поддержке проекта RFMEFI58117X0026

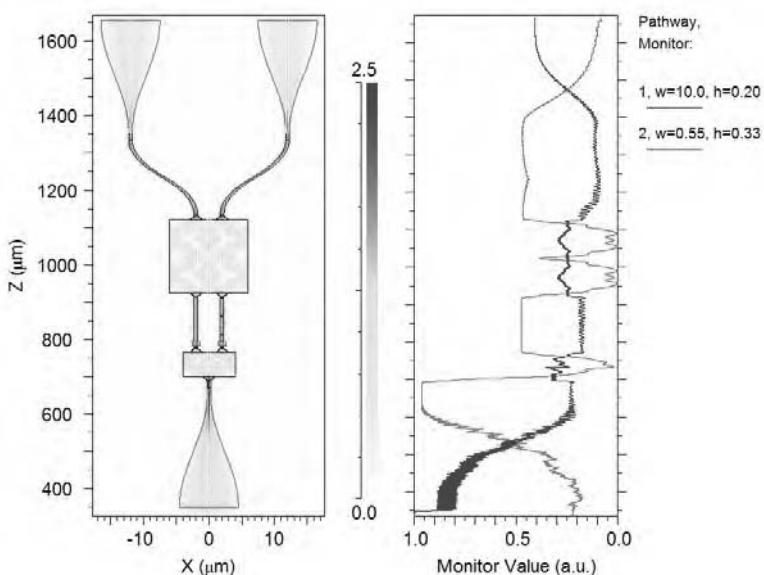


Рис. 1. Иллюстрация оптической схемы Интерферометра Маха-Цендера с делителями пучка 1×2 и 2×2 . В левой части рисунка поперечное распределение поля на глубине, соответствующему верхнему краю планарной части структуры. В правой части рисунка – эволюция интеграла перекрытия для мощности широкого (в планарном основании) и узкого (гребенчатого волновода) пучков. Расчет выполнен методом 3D BPM.

Литература

[1] Rsoft by SYNOPSYS (<https://optics.synopsys.com/rsoft/>), single license (2018).

Синтез InAlAs/InP гетероструктур для приборов радиофотоники

Д.А. Колосовский^{1,2)}, Д.В. Дмитриев¹⁾, А.И. Торопов¹⁾, А.М. Гилинский¹⁾, Т.А. Гаврилова¹⁾,
А.С. Кожухов¹⁾, К.С. Журавлев¹⁾

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

² НГУ, Новосибирск, 630090, Пирогова, 2

тел: +7 (913) 954-5584, эл. почта: daniel-ak@yandex.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-106

Гетероэпитаксиальные структуры (ГЭС) InAlAs/InP согласованные по параметрам кристаллической решетки нашли свое применение в современных оптоэлектронных и СВЧ приборах используемых в новом научно-техническом направлении – радиофотоника [1-4]. При создании таких приборов необходимо учитывать характеристики ГЭС. В работе [5] показано, что качество ГЭС влияет на параметры приборов. Для транзисторных структур большое количество дефектов ведет к большим токам утечки, а в случае фотодиодных и лазерных структур к большим темновым токам [6]. В работе представлены условия синтеза эпитаксиальных слоёв InAlAs/InP с плотностью структурных дефектов меньше чем 10^4 см^{-2} .

Синтез ГЭС проводился методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на установке Riber Compact-21T на подложках (001)InP в диапазоне температур 450-560°C, в потоке мышьяка, варьирующемся в диапазоне от 10^{-6} до 6×10^{-5} Торр. Отношение потока материалов третьей группы (In и Al) подбиралось для получения решеточно-согласованного, с подложкой InP, состава X = 0.52. Состав ГЭС контролировался методом фотолюминесценции (ФЛ). Морфология поверхности характеризовалась методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Структурный анализ слоев проводился методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ).

В работе показано, что на согласованных по параметру кристаллической решётки ГЭС InAlAs/InP наблюдается плотность ростовых дефектов от 8×10^4 до $1 \times 10^7 \text{ см}^{-2}$. При отклонении от решеточно-согласованного состава плотность дефектов может достигать 10^9 см^{-2} . Показано, что наименьшая плотность дефектов наблюдается при температурах роста 500-510°C и отношении потока мышьяка к потокам элементов третьей группы не ниже 75. На СЭМ изображениях поперечного скола ГЭС видно, что дефекты образованы выходами дислокаций из гетерограницы InAlAs/InP. Вероятно, дислокации появились в результате замещения атомов фосфора атомами мышьяка в процессе высокотемпературного отжига подложки InP. Замещение мышьяком фосфора приводит к образованию островков InAs и решеточному рассогласованию на начальных этапах роста InAlAs слоя. Возникающие напряжения в кристаллической решетке, релаксируют в виде дислокаций. Известно, что дефекты, прорастающие из подложки, могут замыкаться на гетерограницах [7]. Поэтому были использованы буферные сверхрешетки InAlAs/InGaAs, что привело к снижению плотности дефектов на 1-2 порядка. На АСМ картинах таких слоёв видны моноатомные ступени, среднеквадратичное значение шероховатости не превышает 0.6 нм.

Используя разработанную технологию эпитаксиального роста, были получены ГЭС для СВЧ фотодиодов и электро-оптических модуляторов Маха–Цендера.

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

Литература

- [1] D.-H. Kim, J.A. delAlamo, // IEEE Trans. Electron Dev., 2010. V. 57, pp. 1504-1511.
- [2] D.-H. Kim, J.A. delAlamo, // IEEE Trans. Electron Dev., 2010. V. 57, pp. 806-808.
- [3] P. Gutowski, I. Sankowska, // Journal of Crystal Growth, 2017. V. 466, pp. 22-29.
- [4] Д.В. Дмитриев, А.И. Торопов // Труды XXV международной научно-технической конференции и школы по фотоэлектронике и приборам ночного видения, 2018, с. 57-59.
- [5] I.B. Chistokhin, M.S. Aksenov, // Materials Science in Semiconductor Processing, 2018. V. 74, pp. 193-198.
- [6] G. Karve, X. Zheng, // IEEE Journal of Quantum Electronics, 2003. V.39, pp. 1281-1286.
- [7] Leroy L. Chang and K. Pkoog, // Martinus Nijhoff Publisher, 1985. P. 719.

Оптимизация режимов эпитаксиального синтеза структур с квантовыми точками для фотоприемников и солнечных элементов

А.П. Коханенко, К.А. Лозовой, Р.М.Х. Духан, В.В. Дирко, А.В. Войцеховский

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

тел: +7 (382) 241-3517, факс: +7 (382) 241-2772, эл. почта: lka@sibmail.com

DOI 10.34077/RCSP2019-107

Одним из самых перспективных путей увеличения эффективности солнечных элементов является использование германиевых квантовых точек на кремниевых подложках. В таких структурах формируется так называемая промежуточная зона – область разрешенных состояний в запрещенной зоне кремния. Поэтому становится возможным двухступенчатый переход носителей из валентной зоны в зону проводимости через промежуточную зону, вызванный поглощением низкоэнергетических фотонов. В результате наблюдается продление спектра чувствительности солнечного элемента в длинноволновую область и соответствующее увеличение эффективности преобразования солнечной энергии. Кроме того, достоинством структур с квантовыми точками Ge/Si (гетероструктур II типа) является большое время жизни носителей, обусловленное непрямыми оптическими переходами и пространственным разделением электронов и дырок [1, 2].

Фотодетекторы с квантовыми точками германия в кремнии также привлекают большое внимание исследователей благодаря совместимости с хорошо развитой кремниевой технологией, работе в диапазоне длин волн прозрачности атмосферы, а также потенциально высокой чувствительности. Однако для реализации всех потенциальных возможностей фотодетекторов и солнечных элементов на основеnanoструктур с квантовыми точками германия в кремнии необходима тщательная отработка технологии их синтеза [3, 4].

В данной работе проводится анализ перспектив дальнейшего использования наногетероструктур с квантовыми точками германия на кремнии в различных оптоэлектронных устройствах, таких как, например, солнечные элементы и фотоприемники видимого и инфракрасного диапазонов. С использованием комплексной математической модели, позволяющей рассчитать зависимости параметров выращиваемых методом молекулярно-лучевой эпитаксии массивов самоформирующихся наноструктур германия-кремния от условий роста, потоков осаждаемых материалов, состояния подложки теоретически оценены ростовые параметры, необходимые для синтеза таких приборно-ориентированных гетероструктур. Произведен расчет темнового тока и обнаружительной способности для реальных фоточувствительных структур с квантовыми точками германия на кремнии. Оценены темновые токи в таких структурах, вызванные тепловой эмиссией и барьерным туннелированием носителей, а также обнаружительная способность фотоприемника в приближении ограничений генерационно-рекомбинационными шумами. Показано, что при выборе для параметров модели (в том числе расстояния между энергетическими уровнями и дисперсии этих расстояний от точки к точке, определяемой разбросом островков в массиве по размерам) значений, соответствующих экспериментальным исследованиям морфологии и энергетической структуры рассматриваемых образцов, результаты моделирования хорошо соответствуют экспериментальным данным.

Особое внимание также уделяется теоретической оценке режимов роста для создания ансамблей островков требуемого размера и высокой плотности, с заданными положениями дискретных энергетических уровней и промежуточной зоны для создания солнечных элементов на их основе.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-20082.

Литература

- [1] Liu Z. et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103. P. 082101.
- [2] Okada Y. et al. // Appl. Phys. Rev. 2015. V. 2. P. 021302.
- [3] Yakimov A.I. et al. // J. Appl. Phys. 2017. V. 122. P. 133101.
- [4] Izhnin I.I. et al. // Opto-Electron. Rev. 2018. V. 26. P. 195–200.

Оптические свойства тонких слоев $Hf_xTi_{1-x}O_2$ ($1 \leq x \leq 1$), полученных методом молекулярного наслаждания

В.Н. Кручинин¹⁾, М.С. Лебедев²⁾, Е.В. Спесивцев¹⁾, С.В. Рыхлицкий¹⁾

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

²Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН,
Новосибирск, 630090, Лаврентьева, 3

тел: +7 (383) 330-8946, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: kruch@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-108

Пленки $Hf_xTi_{1-x}O_2$ ($0 \leq x \leq 1$) являются перспективным *high-k* диэлектриком для КМОП-технологий и создания оптоэлектронных систем фотоники. Комбинирование соотношения $Hf:Ti$ в пленке позволяет перестраивать значения диэлектрической проницаемости и ширины запрещенной зоны в зависимости от концентрации Hf и Ti . Ввиду изовалентности Hf и Ti ожидается, что при допировании не должно возникать высокой концентрации вакансий кислорода, являющихся причиной токов утечки. Перспективы использования пленок $Hf_xTi_{1-x}O_2$ в оптоэлектронных приборах описаны в работе [1].

Пленки $Hf_xTi_{(1-x)}O_2$ получены в данной работе методом молекулярного наслаждания на установке *Sunale R-200 Picosun OY, Finland*. В качестве предшественников использовались тетракис (этилметиламид) гафния (IV) $[Hf(NC_2H_5CH_3)_4]$, общепринятое сокращение – ТЕМАН] и тетрахлорид титана (IV) $[TiCl_4]$ в комбинации с парами H_2O . Последовательное проведение циклов наслаждания компонентов в заданном соотношении m/n (m, n - Hf , Ti -содержащие компоненты) получена серия пленок толщиной $d \sim 50$ нм с соотношением m:n = 1:0, 1:5, 1:3, 1:1, 3:1, 5:1, 0:1 (см. таблицу 1) [2].

Таблица 1. Оптические свойства слоев $Hf_xTi_{1-x}O_2$

№ обр.	m/n (Hf/Ti)	$Hf/(Hf+Ti)$, РФЭС	n, (1.96 эВ)	Eg, эВ
1	1/0	-	2.076	5.493
2	5/1	0.86	2.185	4.857
3	3/1	0.77	2.216	4.315
4	1/1	0.51	2.293	4.043
5	1/3	0.23	2.340	3.595
6	1/5	0.17	2.369	3.582
7	0/1	-	2.455	3.320

Данные рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) показывают, что отношение содержания элементов в пленках близко к отношению m/n (см. табл. 1). Дисперсионные зависимости показателя преломления, n(E) и коэффициента экстинкции k(E) пленок $Hf_xTi_{(1-x)}O_2$ рассчитывались по данным спектральной эллипсометрии. Для этого спектральные зависимости эллипсометрических параметров $\Psi(E)$ и $\Delta(E)$

измерялись на спектральном эллипсометре “ELLIPS-1991” в диапазоне энергий фотонов 1.12-4.96 эВ. Дальнейший расчет зависимостей n(E) и k(E) проводился в приближении модели однослоиной отражающей системы с использованием дисперсионной модели Таука-Лорентца [3]. Эллипсометрические измерения и расчеты показали, что при величинах энергии фотона $E < 3$ эВ исследованные в работе пленки TiO_2 , HfO_2 и $Hf_xTi_{(1-x)}O_2$ могут рассматриваться как прозрачные, тогда как при $E > 3$ эВ в пленках становится заметно поглощение света. Величины показателя преломления, n закономерно увеличиваются с увеличением содержания Ti в пленках в пределах 2.08-2.46 (см. табл. 1). Оценка ширины запрещенной зоны, Eg из данных 2-х осцилляторной модели Таук-Лорентца показывает ее изменение в широких пределах от HfO_2 (5.49 эВ) до TiO_2 (3.32 эВ).

Литература

- [1] F. Jiang, et al. // Opt. Mater. Express. 2016. V. 6. P. 1871-1880.
- [2] V.V. Atuchin, et al. // J Mat. Sci: Mat. Elect. 2019. V.30, P. 812-823.
- [3] H. Chen et al. // Eur. Phys. J. B. 2005. V. 43. P. 503-507.

Рост ультратонкой популяции коллоидных нанолистов CdSe с УФ люминесценцией

Д.А. Куртина¹⁾, А. В. Гаршев²⁾, Р. Б. Васильев³⁾

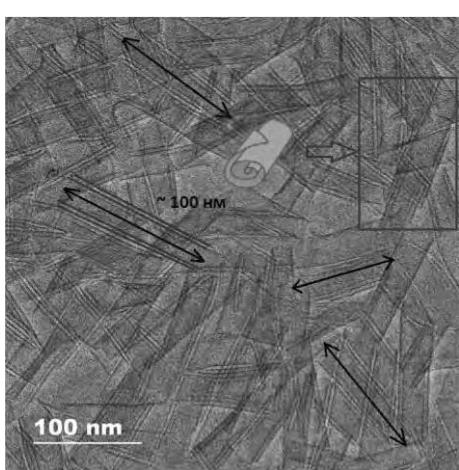
¹ Московский Государственный Университет им.М.В.Ломоносова,

Москва, 119991, Ленинские горы

тел.:+7 (915) 152-0917, эл. почта: kurtinadaria@gmail.com

DOI 10.34077/RCSP2019-109

Двумерные (2D) полупроводники обладают уникальными электронными и оптическими свойствами, возникающими из-за атомно-тонкой толщины и двумерной электронной структуры. Изменяя размер таких частиц, можно контролировать длину волны люминесценции и поглощения, что представляет не только фундаментальный, но и практический интерес. Среди возможных сфер применения можно выделить солнечные элементы, катализ, оптоэлектронику и т.п. В настоящей работе мы впервые вырастили и изучили структуру и свойства атомно-тонких нанолистов CdSe со спектральным положением экситонных полос 396 нм. Данные квазидвумерные наночастицы интересны благодаря чрезвычайно узким полосам поглощения и люминесценции и иначе называются коллоидными квантовыми ямами (quantum wells) [1,2].



Изображения ПЭМ полученных наночастиц CdSe.

В рамках данной работы впервые были разработаны условия препартивного синтеза квазидвумерных наночастиц CdSe в системе октадецен – ацетат кадмия – олеиновая кислота в атмосфере аргона при температурах роста 110–160°C с использованием триоктилfosфинселенида в качестве прекурсора селена. Получены квазидвумерные наночастицы CdSe с длиной волны первого экситонного максимума 396 нм. Температурная зависимость роста была проанализирована с использованием спектроскопии поглощения. Путем тщательного подбора условий синтеза удалось избавиться от примесной популяции с длиной волны первого экситонного максимума 463 нм. Была предложена методика последовательного увеличения латеральных размеров нанолистов с прецизионным сохранением толщины. Были получены нанолисты с латеральным размером до 1 мкм со строго фиксированной толщиной 2 монослоя. По данным электронной микроскопии была установлена морфология

полученных наночастиц, которые представляют собой многократно свернутые прямоугольные листы, а так же был рассчитан их приблизительный латеральный размер, который составил 150 нм для одностадийного синтеза и до 1 мкм для многостадийного. Исходя из данных рентгеновской дифракции, был сделан вывод, что полученные наночастицы обладают структурой цинковой обманки с тетрагональнымискажением. Проанализированы оптические свойства синтезированных наночастиц, показавшие наличие узких экситонных полос поглощения и люминесценции с длиной волны 396 нм и шириной порядка 10 нм.

Таким образом в настоящей работе были достигнуты цели по разработке условий препартивного синтеза квазидвумерных наночастиц на основе CdSe и изучению уникальных свойств полученных образцов, которые, благодаря своим узким полосам люминесценции и высокой чистоте света, могут найти широкое применение в оптоэлектронике.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 16-29-11694 и 19-03-00481.

Литература

- [1] R.B.Vasiliev et.al. // Phys. Rev. B, 2017, 95, 165414.
- [2] M. Nasilowski *et al.* // Chem. Rev. 2016, 116, 10934.

Эллипсометрический метод *in situ* расчёта профиля состава квантовых структур, выращиваемых на основе соединения $Hg_{1-x}Cd_xTe$

В.А. Швец^{1,2)}, С.А. Дворецкий^{1,3)}, Н.Н. Михайлов^{1,2)}, Д.Г. Икусов¹⁾, И.Н. Ужаков¹⁾

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

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

³Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050, Томск,

пр. Ленина, 36

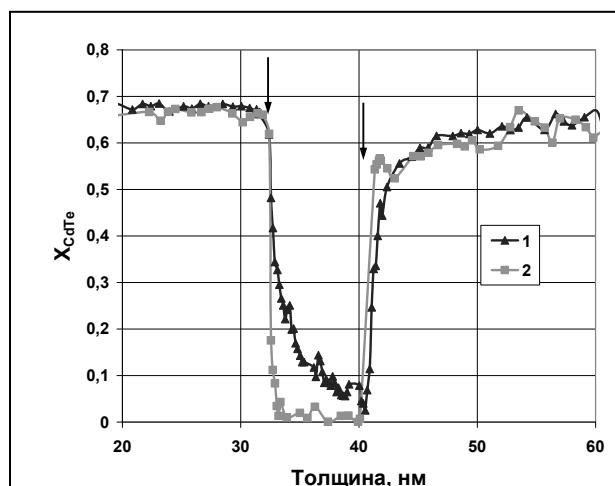
тел: +7 (383) 330-8716, факс: +7(383)333-27-71, эл. почта: basil5353@mail.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-110

Множественные квантовые ямы (КЯ) на основе соединения $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (КРТ) – перспективные структуры для создания как излучающих устройств, так и фотоприемников среднего и дальнего (сверхдальнего) ИК диапазона. Для воспроизводимого выращивания КЯ с заданными оптическими свойствами необходим прецизионный контроль толщин слоев и распределения состава в них. В качестве такого метода контроля нами успешно используется одноволновая эллипсометрия ($\lambda=632.8$ нм) *in situ* с высоким быстродействием. В наших предыдущих исследованиях было показано [1], что сравнение зависимости параметров Ψ и Δ , измеренной в процессе роста, с расчётной номограммой позволяет определять толщины слоёв и качественно характеризует изменение состава на границе широкозонного слоя и КЯ.

В продолжение этих исследований нами разработан и экспериментально реализован эллипсометрический метод расчёта профиля состава в таких структурах, основанный на разбиении исследуемого участка структуры на тонкие слои (~0.5 нм) с последующим определением состава каждого такого слоя путём решения обратной задачи. Применяя метод эффективной подложки и используя измерения в начале и в конце роста слоя, удается определить его оптические постоянные и состав. Толщина слоя определялась по скорости его роста. Для этого перед началом выращивания структуры, в широкозонной обкладке создавалась ступенька состава ($\delta X_{CdTe} \leq 0,1$), которая приводила к интерференционным колебаниям Ψ , Δ и позволяла провести прецизионную калибровку скорости роста.

С учётом малости толщин слоёв d_i , обратная задача решалась в приближении Друде. В результате разложения основного уравнения эллипсометрии по малому параметру d_i/λ получается квадратное уравнение относительно комплексного показателя преломления i -го слоя. Это позволяет рассчитать состав аналитически, а не поисковыми методами, что повышает надёжность решения и делает возможным реализацию предложенного алгоритма в реальном времени. Численным моделированием установлено, что точность определения состава в области дна КЯ не хуже ± 0.005 при пространственном разрешении ~0.5 нм.



На рисунке показано распределение состава в отдельных КЯ практически одинаковой толщины для двух выращенных структур. Стрелками отмечены моменты открытия и закрытия заслонок. На рисунке хорошо видно, что для одной КЯ имеет место резкое, почти ступенчатое изменение состава, в то время как для другой – монотонное его изменение как при открытии, так и при закрытии заслонки. Эти отличия связаны с различными режимами работы источника потока кадмия.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ (проект №18-29-20053) и проекта №0306-2018-0010.

Литература

- [1] Михайлов Н.Н. и др. Фотоника-2017. Тезисы докладов, Новосибирск, 2017, с. 62.

Влияние морфологии супраструктур поликристаллических пленок халькогенидов свинца на спектральную плотность мощности шума

И.Н. Мирошникова^{1,2)}, Б.Н. Мирошников^{1,2)}, М. Ю. Пресняков³⁾, В.П. Астахов⁴⁾

¹ Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, 111250, Красноказарменная, 14
тел. +7 (495) 362-7168, эл. почта: MiroshnikovaIN@mpei.ru

² Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва, 115487, Нагатинская, 16а, ст. 11

³ Национальный исследовательский центр Курчатовский институт, Москва, 123182, пл. академика Курчатова, 1

⁴ АО «Московский завод «Сапфир», Москва, 117545, Днепропетровский проезд, д. 4а

DOI 10.34077/RCSP2019-111

Связь морфологии со спектральной плотностью мощности шума фотодиодов на основе PbS детально обсуждалась в [1, 2].

Наши исследования в этой области были продолжены на фотодиодных структурах на основе PbSe и PbCdS. Данные образцы были изготовлены с целью получения фоточувствительных слоев с высокой чувствительностью в диапазоне длин волн 1,5-5 мкм.

В докладе приведены результаты измерений как значения шума на частотах 400, 800 и 1200 Гц, так и спектральной плотности мощности шума в диапазоне 1 – 10 000 Гц. Показано, что наличие шума типа 1/F во всем диапазоне частот напрямую связано со степенью упорядочения полупроводникового материала. Так для субструктур, представленных на рисунке 1 (с приведенными для них картинами дифракции электронов) легко видеть различия между «шумящей» структурой (верхний рисунок) и малошумящей (с преобладанием генерационно-рекомбинационного шума).

Работа проводилась при финансовой поддержке РФФИ (ГРАНТ № 18-29-11051).

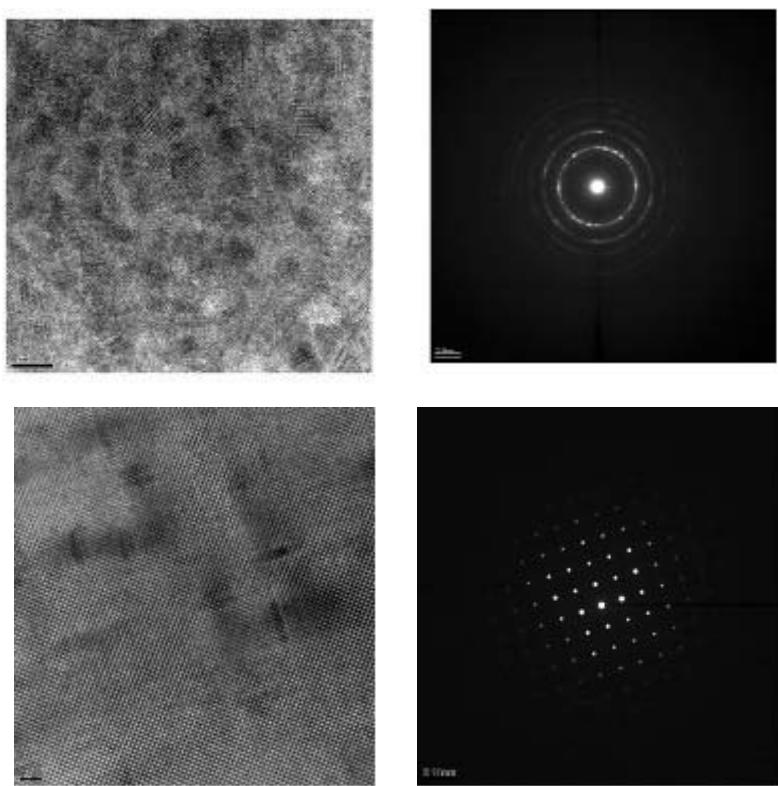


Рис. 1. Строение зерна и дифракционная картина электронов от него

Литература

- [1] Б.Н. Мирошников и др. //Измерительная техник. 2015. №2. С. 37-41.
- [2] Комиссаров, А.Л. и др.// Вестник МЭИ. – 2010. – №4. – С. 57-62.

Разупорядочение кристаллической решетки и точечные дефекты в слоях HgCdTe, выращенных методом МЛЭ на подложках Si и GaAs

К.Д. Мынбаев^{1,2)}, Н.Л. Баженов²⁾, Д.А. Андрющенко¹⁾, В.С. Варавин³⁾, Н.Н. Михайлов³⁾,
Д.В. Марин³⁾, С.А. Дворецкий³⁾, В.Г. Ремесник³⁾, М.В. Якушев³⁾

¹ Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Кронверкский пр., 49

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

³ ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

тел: +7 (812) 292-7182, факс: +7 (812) 247-1017, эл. почта: karim.mynbaev@niuitmo.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-112

Твердые растворы HgCdTe являются важным материалом для изготовления фотоприемников, работающих в инфракрасной области спектра. В силу существенной ионности химических связей, для HgCdTe характерно значительная плотность дефектов кристаллической решетки, – в том числе, протяженных, связанных с разупорядочением твердого раствора (см., например, [1]), а также точечных. Концентрация подобных дефектов может возрастать в материале, выращенном неравновесными методами, включая широко используемый метод молекуллярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Причины возникновения дефектов, параметры процесса изготовления материала, влияющие на их концентрацию, и возможность снижения этой концентрации пост-ростовой обработкой до сих пор остаются предметом исследований и дискуссий.

Нами были проведены исследования макроскопических дефектов, связанных с разупорядочением кристаллической решетки, а также точечных дефектов, в гетероэпитаксиальных слоях твердых растворов HgCdTe, выращенных МЛЭ на подложках GaAs и Si. Исследования проводились методами фотолюминесценции (ФЛ) и оптического пропускания (ОП). Для исследований были выбраны образцы Hg_{1-x}Cd_xTe с составами (мольной долей CdTe) фоточувствительной области гетероэпитаксиальных структур $x=0.35\text{--}0.40$, актуальными для создания фотоприемников, работающих в диапазоне длин волн 3–4 мкм. Образцы были выращены в Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова (Новосибирск, Россия) с буферными слоями ZnTe и CdTe. Общая толщина гетероэпитаксиальных слоев составляла от 5 до 9 мкм. Сигнал ФЛ возбуждался полупроводниковым лазером с длиной волны 1.03 мкм и регистрировался охлаждаемым фотоприемником на основе InSb. Спектры ФЛ записывались с использованием решеточного монохроматора в диапазоне температур 4.2–300 К. Спектры ОП записывались при температуре 300 К с использованием FTIR-спектрометра Shimadzu 8400.

Непосредственно после выращивания часть исследованных образцов продемонстрировала значительную степень разупорядочения твердого раствора. Это выражалось в существенном отличии положения края ОП и максимума спектра ФЛ от значений, которых можно было бы ожидать, исходя из номинального химического состава исследуемого материала, а также в аномально большом значении полуширины (ширины на половине высоты) линии межзонной (экситонной) ФЛ. Однако после термических отжигов, проведенных в диапазоне температур 260–300 °C в течение 2–6 ч в атмосфере гелия при малом (10^{-5} ат) давлении паров ртути, оптические свойства этих образцов оказались близки к таковым, характерным для отожженных образцов, не выказывавших аномального разупорядочения после выращивания, а также для образцов, выращенных равновесным методом – жидкофазной эпитаксией. В работе будет проанализирована возможная связь наблюдавшихся эффектов с различными типами дефектов, характерными для твердых растворов HgCdTe, выращенных методом МЛЭ (в частности, с так называемыми V-дефектами [2]), и причины способности этих твердых растворов к «восстановлению» дальнего порядка кристаллической структуры в результате различных видов термических отжигов. Также будут рассмотрены вероятные причины формирования в слоях, выращенных на подложках из Si, точечных дефектов, ответственных за формирование акцепторных состояний, глубина залегания которых может колебаться в пределах от 10 до 90 мэВ при отсчете от потолка валентной зоны. В частности, будет рассмотрена возможная связь подобных дефектов со структурными дефектами, формирующимиися в гетероэпитаксиальных композициях со значительным рассогласованием параметров кристаллической решетки составляющих композицию слоёв.

Литература

- [1] П.А.Бахтин, В.С. Варавин, С.А. Дворецкий и др. // ФТП. 2003. Т.37, вып.11. С.1369-1373.
- [2] Yu.G. Sidorov, A.P. Anciferov, V.S. Varavin, et al., Molecular Beam Epitaxy of Cd_xHg_{1-x}Te, chapter 12 in Advances in Semiconductor Nanostructures: Growth, Characterization, Properties and Applications. Amsterdam: Elsevier; 2017, p. 297–323.

МЛЭ буферных слоев GaP на Si для формирования квантово-размерных гетероструктур

М.О. Петрушков, М.А. Путято, Б.Р. Семягин, Е.А. Емельянов, Д.С. Абрамкин, А.В. Васев, Д.Б. Богомолов, В.В. Преображенский

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Академика Лаврентьева, 13, тел.: +7 (383) 333-19-67, эл. почта: maikdi@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-113

Интеграция соединений $A^{III}B^V$ в кремниевую технологию требует получения совершенных буферных слоев с малой толщиной (до 1 мкм). Фосфид галлия является перспективным материалом для решения этой задачи. Во-первых, из-за малого несоответствия параметров решетки GaP с Si (около 0.3%). Во-вторых, в квантово-размерных гетероструктурах из узкозонных материалов в широкозонной матрице GaP наблюдается сильная локализация носителей заряда, что обеспечивает высокую температурную стабильность приборов на их основе. Несмотря на хорошее согласование параметров решеток, выращивание GaP на Si с требуемыми характеристиками является нетривиальной задачей. Для ее решения необходимо обеспечить формирование совершенного сплошного слоя GaP на Si на начальных этапах роста.

В настоящее время наиболее успешным способом достижения указанной цели является использование методики эпитаксии с повышенной миграцией (ЭПМ) (migration-enhanced epitaxy – MEE). ЭПМ представляет собой поочередное взаимодействие поверхности подложки с потоком молекул III и V групп. Временное отсутствие потока фосфора позволяет адсорбированным на поверхности атомам Ga более длительное время мигрировать по поверхности полупроводника без образования химической связи. Это позволяет формировать на поверхности Si сплошные пленки GaP без перехода в островковый режим роста.

На начальных этапах роста толщина таких слоев должна составлять не менее 100 нм. Это обеспечивает сохранение сплошности пленки и подавление развития рельефа поверхности при дальнейшем росте в обычном режиме МЛЭ. Получение эпитаксиальных слоев такой толщины методом ЭПМ требует значительных временных затрат.

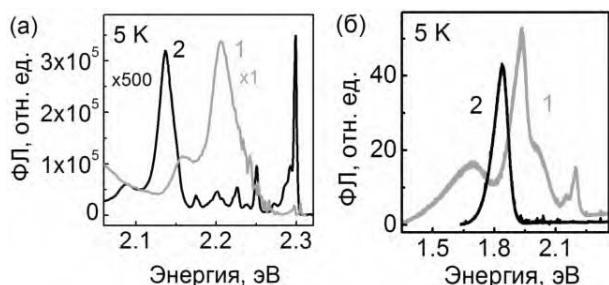
В данной работе предложен модифицированный метод ЭПМ для роста GaP на Si. Главное отличие заключается в том, что на поверхность подложки поток молекул V группы подается постоянно, при этом отношение потоков V/III устанавливается меньше 1. Таким образом, обеспечиваются условия обогащения поверхности атомами третьей группы, что также как и в методе ЭПМ, способствует увеличению длины диффузии атомов Ga по поверхности. Чтобы избежать образования капель Ga, необходимо периодически закрывать заслонку источника галлия и выдерживать поверхность в потоке молекул фосфора, пока весь избыточный Ga не встроится в кристалл. Таким образом, время роста слоя оказывается в несколько раз меньше, чем при ЭПМ.

С использованием предложенной методики были выращены буферные слои GaP на Si толщиной 500 нм и гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) GaAs в матрице GaP на аналогичных буферных слоях. Для сравнения были выращены такие же структуры на подложках GaP. Образцы исследованы методом низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ).

На рисунке 1 (а) представлены спектры ФЛ слоев GaP, выращенных на подложках GaP и Si (обозначены как «1» и «2», соответственно). В обоих спектрах доминируют полосы донорно-акцепторной рекомбинации. Интегральная интенсивность ФЛ в слое GaP/Si почти в 500 раз ниже, чем для слоя GaP/GaP, что свидетельствует о высокой концентрации центров безызлучательной рекомбинации в структуре GaP/Si.

На рисунке 1 (б) представлены спектры ФЛ гетероструктур с КЯ GaAs/GaP, выращенными на подложке GaP и буферных слоях GaP на Si. Несмотря на высокую концентрацию центров безызлучательной рекомбинации в слое GaP на Si, интенсивность ФЛ КЯ сравнима с интенсивностью ФЛ аналогичной КЯ, выращенной на подложке GaP, что обусловлено сильной пространственной локализацией носителей заряда в КЯ. Структуры характеризуются высокой эффективностью и температурной стабильностью ФЛ, сравнимой с гетероструктурами, выращенными на согласованных GaP подложках.

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



Контейнеры для выращивания кристаллов германия

Е.Ю. Подшибякина, Т.В. Кулаковская, А.Ф. Шиманский

ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет», Институт цветных металлов и
материаловедения, Красноярск

660025, г. Красноярск, пр. им. газеты «Красноярский рабочий», 95
тел.: +7 (923) 307-1294, эл. почта: podshibyakina.elena@mail.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-114

Современная область применения кристаллов полупроводникового германия, обязательным требованием к которым является низкое содержание дефектов и посторонних примесей, включает космическую фотовольтаику и электронную технику, полупроводниковые детекторы, инфракрасную оптику и тепловизоры.

В технологии получения монокристаллов германия важную роль играет материал контейнера для расплава. До недавнего времени в этом качестве преимущественно использовался ультрачистый графит. Вместе с тем при использовании графитовых контейнеров эффективный коэффициент распределения ряда примесей в германии, например, Al, B, Ga, приближается к единице и, соответственно, очистка от них не происходит. Одним из путей решения данной проблемы является применение новых материалов. К их числу относятся нитрид бора и аморфный оксид кремния, например, в форме плавленого кварца. Из работы [1] следует, что угол смачивания поверхности плавленого кварца расплавом германия изменяется в интервале от 150 до 117°. Нитрид бора смачивается значительно меньше, контактный угол составляет 173°. Однако изготовление контейнеров из нитрида бора является сложной технической задачей, что обусловлено его высокой температурой плавления [2]. В работе [3] нами предложен способ изготовления двухслойных кварцевых контейнеров по керамической технологии с использованием метода шликерного литья. Суть его состоит в том, что на внутреннюю поверхность керамического кварцевого контейнера, изготовленного по шликерной технологии, наносится, также методом шликерного литья, покрытие требуемого состава, которое контактирует при выращивании кристалла с расплавом германия.

Цель настоящей работы – получение кварцевых контейнеров с покрытием на основе аморфного оксида кремния с добавкой нитрида бора для уменьшения смачивания расплавом германия.

Кварцевые керамические контейнеры изготавливали методом шликерного литья в гипсовую форму. Для формования применяли водный шликер, содержащий 70 мас. % аморфного SiO₂. Приготовление шлиker'a осуществлялось по методике одностадийного мокрого помола с использованием плавленого кварца. С этой целью в шаровую мельницу загружали дробленое кварцевое стекло, добавляли воду, исходя из заданной концентрации твердой фазы. Соотношение массы шаров и массы загрузки составляло 3:1. После помола в течение 48 ч получали шликер для литья изделий. После формования изделия избыток шлиker'a сливали и проводили сушку полуфабриката при комнатной температуре. Для формирования покрытия на внутреннюю поверхность отливки из плавленого кварца до обжига также методом шликерного литья наносили покрытие с комбинированным составом, содержащее SiO₂ и BN в количестве 75 и 25 масс. %, соответственно. Введение в состав покрытия большего количества нитрида бора приводило к тому, что внутренний слой получается неоднородным и растрескивается, либо в ходе сушки изделия, либо при отжиге. После формования контейнера проводили сушку и обжиг в атмосфере азота при 1200 °C в течение 2 ч.

Установлено, что плотность основы контейнера из плавленого кварца и материала покрытия составляет 1,95 г/см³, пористость ~ 11,0 %, размер зерен изменяется от 1 до 100 мкм.

Литература

- [1] Wetting angle and surface tension of germanium melts on different substrate materials / N. Kaiser, A. Cröll, F. R. Szofran et al.// Journal of Crystal Growth. – 2001. – Vol. 231. – P. 448–457
- [2] Boron Nitride Coated Ceramic Crucible With a Hole in the Bottom—a New Device Replacing Expensive Crucibles for the Preparation of Fusion Bead Samples for X-ray Fluorescence Analysis// Johan Malmqvist and Ragnar Tegman// Analytical Communications. –1997.– Vol. 34.P. 343–350
- [3] Пат. 2333900 Российская Федерация, МПК C 04 B 35/14. Способ получения кварцевых тиглей / Шиманский А.Ф. (RU), Пивинский Ю.Е. (RU), Савченко Н.С. (RU), Подкопаев О.И. (RU); № 2006142548/03; заявл. 30.11.06; опубл. 20.09.08, Бюл. № 26

Гетероструктура карбид кремния на кремнии для солнечных элементов

В.В. Танеев, А.В. Щербак

Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева,
г. Самара, 443086, Московское шоссе, 34
тел.: +7 (937) 186-9644, эл. почта: vadim@taneev.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-115

Увеличение производства энергии до сих пор происходило в основном за счет использования ископаемых источников энергии — нефти, природного газа, угля, ядерного топлива. Однако удовлетворить дальнейший рост энергопотребления только за счет использования ископаемых источников невозможно [1].

Одним из самых привлекательных и перспективных возобновляемых источников энергии на сегодняшний день является фотovoltaika, т. е. прямое преобразование солнечной энергии в электрическую [2-5].

Для того чтобы солнечная энергия могла соперничать с ископаемыми источниками энергии, необходимо снизить цену на энергию, вырабатываемую солнечными элементами в несколько раз. Соответственно нужно создать дешевую и эффективную технологию и конструкцию фотоэлектрических преобразователей.

В данной работе рассмотрены основные фотоэлектрические процессы в полупроводниковых преобразователях оптического излучения. Подробно рассмотрены механизмы, приводящие к снижению эффективности фотопреобразователей солнечного излучения. Для увеличения КПД фотопреобразователей предлагается использовать пористые структуры.

Рассмотрены способы получения пористого кремния и пористого карбида кремния.

Исследована морфология поверхности полученных образцов пористого карбида кремния. Процесс карбидизации не нарушает морфологию поверхности исходного пористого кремния.

Получены спектры отражения образцов пористого карбида кремния, пористого кремния, а также текстурированного кремния. Коэффициент отражения пористых слоев существенно ниже коэффициента отражения текстурированной поверхности. Нанесение просветляющего покрытия на пористый кремний повышает коэффициент отражения, в то время как карбидизация пористого кремния методом эндотаксии не увеличивает коэффициент отражения.

Проведено исследование удельного поверхностного сопротивления и времени жизни избыточных носителей заряда в пористом карбиде кремния. Показано, что удельное поверхностное сопротивление снижается практически на порядок, а время жизни существенно увеличивается (в 15 – 20 раз) по сравнению с аналогичными параметрами пористого кремния. Применение структур пористого карбида кремния в фотоэлектрических преобразователях перспективно для увеличения их эффективности.

Литература

- [1] Перспективы энергетических технологий 2008. Сценарии и стратегии до 2050 г. Международное энергетическое агентство. OECD/IEA, 2008.
- [2] Де Роза А. Возобновляемые источники энергии. Физико-технические основы: Учебн. Пособие [текст]// Пер. с англ. Долгопрудный: Изд. дом «Интеллект»; М.: Изд. дом МЭИ, 2010. 704.
- [3] Рязанов К. В. Перспективы развития солнечной энергетики [текст]//КАБЕЛЬ-news. 2009. № 12–1. С. 81–85.
- [4] Ежов В. Тенденции развития электронных технологий. Ближайшиеперспективы [текст]/ В. Ежов// Новая электроника России 2009: Отраслевой деловой ежегодник. С. 11–17.
- [5] Thin-film silicon solar cells. Editor: Arvind Shah [текст]// EPFL Press, 2010. 430 p.

Использование Sn в качестве катализатора роста бездислокационных наноструктур SiSn

В.А. Тимофеев¹⁾, В.И. Машанов¹⁾, А.И. Никифоров^{1,2)}, Т.А. Гаврилова¹⁾, Д.В. Гуляев¹⁾, И.А. Четырбин³⁾, С.А. Тийс¹⁾, А.К. Гутаковский¹⁾

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

² Томский государственный университет, Томск, 634050, пр. Ленина 36

³ Институт катализа имени Г.К. Борескова СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева 5
тел: +7 (383) 330-7934, эл. почта: Vyacheslav.t@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-116

Интерес к классу материалов Si-Ge-Sn значительно возрос в последние годы в связи с возможностью реализации прямозонного материала и монолитной интеграции электронных и фотонных устройств на едином кремниевом кристалле [1, 2]. Большинство исследований направлены на создание структур на основе GeSn и GeSiSn. Тем не менее, SiSn также является важным материалом для кремниевой фотоники.

Наши исследования были посвящены изучению влияния Sn на образование твердого раствора SiSn на подложке Si(100) методом молекуларно-лучевой эпитаксии. Вначале на поверхности Si формировалась пленка Sn различной толщины, а затем отжигалась для создания массива островков Sn, которые использовались в качестве катализаторов роста островков SiSn с кремниевыми пьедесталами. Основным методом контроля морфологии и структуры поверхности была дифракция быстрых электронов. Морфологию

пленки, включая островки Sn и островки SiSn с пьедесталами, анализировали с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и сканирующей туннельной микроскопии. Элементный состав исследовали методами энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии, встроенной в систему СЭМ, и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФС). Оптические свойства образцов изучали методом спектроскопии фотoluminesценции (ФЛ).

Массив островков SiSn с кремниевым пьедесталом на подложке Si(100) получен методом молекуларно-лучевой эпитаксии по механизму пар-жидкость-кристалл (ПЖК) [3]. Образование твердого раствора SiSn в островках было подтверждено методами энергодисперсионной рентгеновской

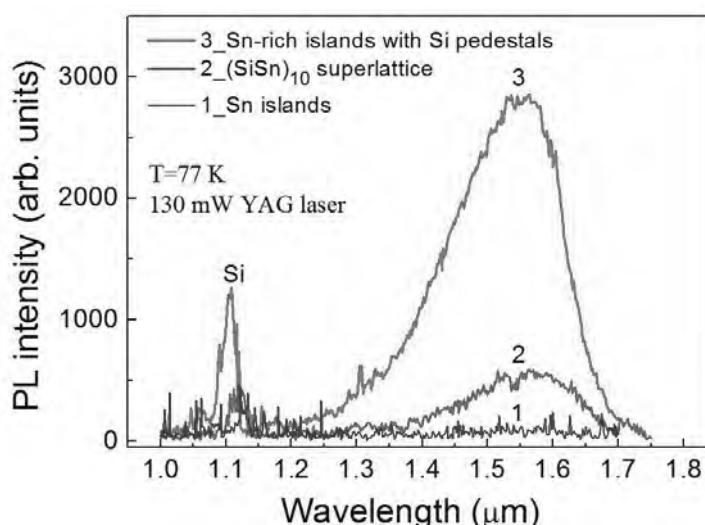


Рисунок. Спектры фотолюминесценции от образца, содержащего островки Sn (1), от образца, включающего сверхрешетку (2) с гетеропереходом Si/Si_{0.75}Sn_{0.25}, и от образца с островками SiSn (3).

спектроскопии и РФС. Уникальность этих структур заключается в отсутствии каких-либо дислокаций и дефектов. Кроме того, они продемонстрировали интенсивную фотолюминесценцию в ближней инфракрасной (ИК) области 1,3-1,7 мкм (рисунок). Эти структуры показывают фотолюминесценцию, которая больше, чем сигнал фотолюминесценции от многослойных периодических структур (кривая 2 на рисунке), включая псевдоморфные слои SiSn и полученные нами ранее.

Литература

- [1] T. R. Harris et al. // J. Appl. Phys. 2016. V.120, P.085706.
- [2] S. Assali et al. // Nano Letters. 2017. V. 17, P.1538.
- [3] Е.И. Гиваргизов. Рост нитевидных и пластинчатых кристаллов из пара // М.: Наука. 1977. С. 303.

Пьезо-фототронный эффект в вюрцитной фазе нановискеров из GaAs

П.В. Гейдт¹⁾, П.А. Алексеев²⁾, В.А. Шаров²⁾, И.П. Сошников²⁾, В.В. Лысак²⁾, Г.Э. Цырлин²⁾, Е. Lähderanta³⁾

¹ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, Пирогова, 2

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

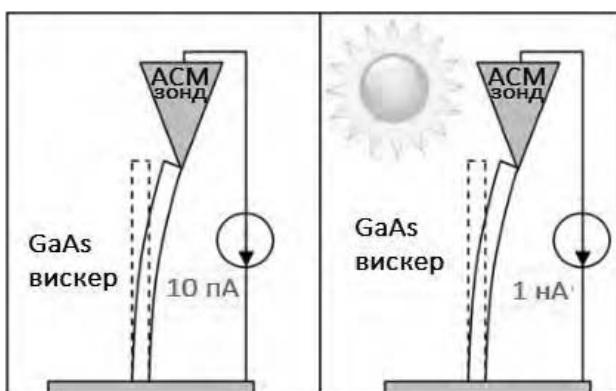
³ LUT-University, Lappeenranta, Finland, 53850, Skinnarilankatu, 34

тел: +7 (383) 363-4425, эл. почта: pavel.geydt@gmail.com

DOI 10.34077/RCSP2019-117

Полупроводниковые нановискеры активно исследуются научными группами по всему миру ввиду их перспективности для применений в гибких эффективных детекторах, транзисторах, фотодиодах, солнечных панелях и низкоразмерных экологичных генераторах тока. Одним из наиболее востребованных материалов для приложений фотоники является GaAs, так как это прямозонный полупроводник со значением ширины запрещённой зоны (1.4 эВ), оптимальным для высокоэффективного светопоглощения видимого солнечного излучения на нашей планете.

На нынешнем уровне развития технологии производства солнечных панелей, декорированных квазидномернымиnanoструктурами (вискерами) из GaAs, было достигнуто КПД 15.3% [1] с перспективой его дальнейшего увеличения. Повышение эффективности основано на оптимизации диаметра и регулярности расположения вертикальных nanoструктур согласно расчётам по эффективности в модели энергетического баланса Шокли-Квайссера и оптимизации запутывания фотонов в массиве нанопроводов. Вместе с этим, благодаря чрезвычайной работоспособности группы Ж.Л.Ванга из Университета Джорджии, активно развивается направление пьезотронники. Лабораторные прототипы его пьезотронных наногенераторов тока с автономным питанием на нановискерах ZnO и CdS получили широкое признание как одна из прорывных идей в современных нанотехнологиях. Стоит отметить, что использование полупроводников, которые могут повышать концентрацию носителей при облучении светом является новым направлением пьезо-фототронники [2].



Моделирование свойств вюрцитной фазы GaAs и других материалов позволило выстроить общую процедуру исследования. Обнаруженный феномен усиления тока при засвечивании деформированных вискеров из вюрцитной фазы GaAs может привести к использованию этого материала в пьезо-фототронных генераторах тока ввиду комбинации подходов фотоники и пьезоэффекта. В докладе будет сообщено об эксперименте, проведённом нами на сканирующем зондовом микроскопе, и описан феномен пьезо-фототронной генерации тока.

На рисунке отображена концепция генерации тока в вюрцитных нановискерах GaAs на основе комбинированного вклада засветки и пьезопотенциала, индуцированного при изгибе. Токовые импульсы регистрировались в структуре при изгибе. Осуществление засветки приводило к росту значений тока на два порядка величины.

Нами была обнаружена генерация тока в вюрцитной фазе единичных вискеров GaAs [3]. Вюрцитный GaAs чрезвычайно привлекателен тем, что объединяет оптимальное значение ширины запрещённой зоны с нецентросимметричной структурой кристалла, которая обуславливает наличие пьезоэффекта. Экспериментальный результат был достигнут на массиве вертикальных нановискеров с помощью проводящего ACM зонда и аккуратно проведённой микроскопии в режиме постоянной высоты.

Литература

- [1] I. Åberg, G. Vescovi, D. Asoli и др. // IEEE J Photovolt. 2016. Т.6, вып.1. С.185-190.
- [2] Z.L. Wang // Nano Today. 2010. Т.5, вып.6. С.540-552.
- [3] P.A. Alekseev, V.A. Sharov, P. Geydt и др. // Phys. Status Solidi RRL. 2018. Т.12, вып.1. С.1700358.

Стенд для исследования параметров фотоприемника ФУР 160 при воздействии лазерного излучения

**В.В. Карпов, М.Е. Козырев, Н.С. Кузнецов, А.В. Марущенко, В.И. Петренко, Е.В. Сусов,
А.В. Филатов**

Акционерное общество «Московский завод «САПФИР», Москва,

117545, Днепропетровский проезд, 4А, стр. 3А

тел: +7 (495) 312-02-03, факс: +7 (495) 312-00-55, эл. почта: info@mzsapphir.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-118

В статье приводятся результаты создания стенда для исследования параметров многоэлементного фотоприемника (ФП) ФУР 160 [1] в условиях воздействия лазерного излучения на длине волны 10,6 мкм.

ФП охлаждается при помощи двухступенчатого термоэлектрического охладителя (ТЭО) до температуры порядка минус 45°C, фоточувствительный элемент фотоприемника выполнен в топологии пятиразрядного кода Грея из ГЭС ICPT МЛЭ с шириной чувствительной площадки 0,5 мм.

Характеристики фотоприемника:

- спектральный диапазон чувствительности - 2,0-11,5 мкм;
- размер фоточувствительной зоны - 6x12 мм;
- количество линеек -10;
- количество элементов - 36;
- отношение сигнала к шуму на выходе ФП при минимальной облученности 10^{-8} Дж/см² во всех условиях эксплуатации - не менее 4,5;
- максимальная рабочая облученность - не менее 10^{-4} Дж/см²;
- разброс сигналов по площадкам фоточувствительного элемента - не более 15 %;
- максимальная потребляемая мощность - не более 10 Вт;
- время готовности ФП к работе - не более 120 с;
- темповое сопротивление в НКУ - 0,7-1,6 кОм;
- напряжение питания ТЭО - 6,0±0,2 В;
- ток потребления ТЭО - 1,6±0,04 А;
- диапазон рабочих температур - минус 50÷плюс 55°C;
- масса - 43 г.

В процессе комплексных испытаний опытных образцов ФП был создан стенд, на котором исследовалась работоспособность ФП при максимальной облученности 10^{-4} Дж/см² и ширине полосы лазерного излучения 300 мкм на длине волны 10,6 мкм, в том числе измерялось отношение сигнала к шуму на выходе ФП при минимальной облученности 10^{-8} Дж/см².

Проведенные на созданном стенде предварительные испытания опытных образцов ФП ФУР 160 позволили признать опытные образцы соответствующими требованиям ТЗ. По своим характеристикам созданные фотоприемники из гетероэпитаксиальных структур КРТ не имеют отечественных аналогов и по своим параметрам находятся на уровне лучших зарубежных образцов.

Литература

- [1] Гиндин П.Д. и др. Фоторезистор с кодом Грея из гетеро-эпитаксиальных структур КРТ для регистрации импульсного излучения СОг лазера. Труды XXIII Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. - М.: ОАО «НПО «Орион», 2014 г.

Экспрессная характеристизация кристаллического совершенства структур $Cd_xHg_{1-x}Te$ методом генерации на отражение второй гармоники зондирующего излучения

М.Ф. Ступак^{1,2)}, Н.Н. Михайлов^{2,3)}, С.А. Дворецкий^{3,4)}, М.В. Якушев³⁾

¹ КТИ НП СО РАН, Новосибирск, 630058, Русская, 41

² НГУ, Новосибирск, 630090, Пирогова, 2

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

⁴ НИ ТГУ, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

тел: +7 913 948-9824, эл. почта: stupak@tdsie.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-119

Представлены сравнительные результаты численного моделирования и эксперимента при регистрации азимутальных угловых зависимостей сигнала отраженной от структур $Cd_xHg_{1-x}Te$ второй гармоники при нормальном падении на образец зондирующего лазерного излучения и азимутальном вращении плоскости его поляризации. Оценены возможности получения количественной и качественной информации о кристаллическом совершенстве слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$.

Основные результаты

Одним из наиболее эффективных методов неразрушающего оптического контроля структурных свойств приповерхностных слоев кристаллов класса $\bar{4}3m$ является метод генерации второй гармоники (ВГ) [1-3], чувствительный как к изменениям на границе раздела различных сред, так и к физико-структурным свойствам приповерхностного слоя. Для сравнения экспериментальных результатов с расчетными использовалось численное моделирование.

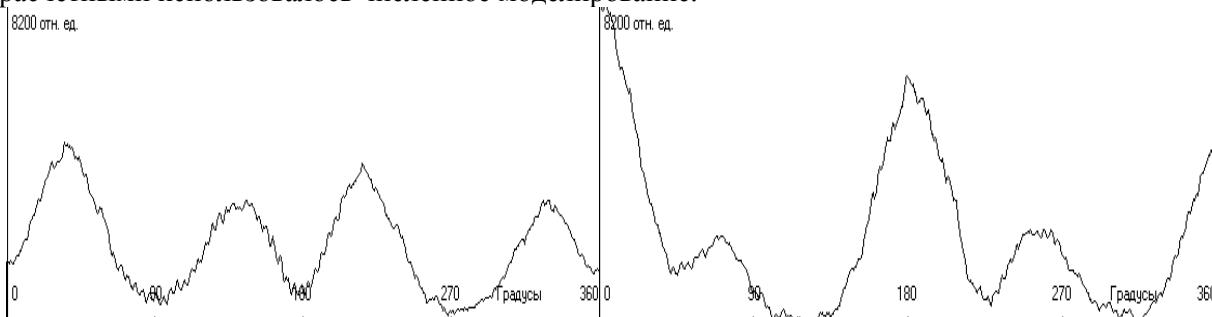


Рис. 1. Экспериментальная угловая зависимость ВГ от КРТ на кремнии. Срез близок к (013).

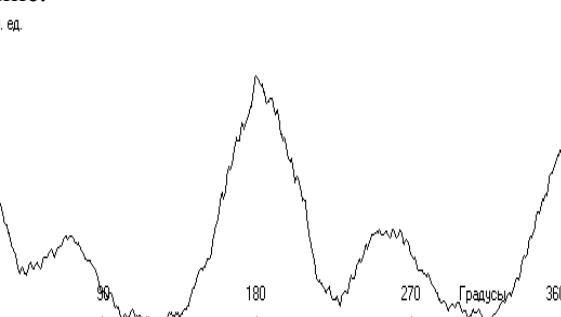


Рис. 2. Экспериментальная угловая зависимость ВГ от образца 141010-1 (КРТ на GaAs среза (013)). Срез структуры отличен от (013) по углу ф на ~7-8 градусов.

Были проведены исследования подложек GaAs, буферных слоев CdTe/ZnTe/GaAs и $Cd_xHg_{1-x}Te/ZnTe/GaAs(Si)$, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке "Объ-М". Толщины буферных слоев $d_{ZnTe} \approx 30$ нм и $d_{CdTe} \approx 5,5$ мкм. Слои КРТ были варизонными на гетерограницах с плавно изменяющимся составом X_{CdTe} от 0,45 до рабочего 0,22: толщина $d_{var\text{ н}} \approx 1,5$ мкм, толщина рабочего состава $d_{KPT} \approx 6$ мкм и от рабочего слоя к поверхности $d_{var\text{ в}} \approx 0,5$ мкм. Проведен сравнительный анализ результатов численного моделирования с большим числом экспериментальных данных, полученных при регистрации азимутальных угловых зависимостей сигнала отраженной (см., например, Рис. 1-2) второй гармоники при нормальном падении на различные образцы структур $Cd_xHg_{1-x}Te$ зондирующего лазерного излучения. Показана возможность получения экспрессной количественной информации о реальной ориентации структуры с погрешностью не более градуса, об относительной плотности дефектов в однотипных структурах и качественной информации о кристаллическом совершенстве исследуемых слоев.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ (проект №18-29-20053) и проекта №0306-2018-0010.

Литература

- [1] Ахманов С.А., Емельянов В.И., Коротеев Н.И., Семиногов В.В./УФН. 1985. №147. С.675.
- [2] V.V. Balaniuk, S.L. Musher, A.M. Rubenchik, V.E. Ryabchenko, M.F. Stupak, S.A. Dvoretskii, V.I. Liberman, A.A. Fedorov, V.S. Syskin// MATERIALS SCIENCE AND ENGINEERING.1997. B44, P.168-172.
- [3] И.Д. Бурлаков, А.В. Демин и др./Измерительная техника. 2010.№6. С.15-17.

Разработка нейроморфного акселератора

Д.Е. Ипатов¹⁾, А.В. Зверев²⁾

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

²ООО «Motiv HT», Москва, 121205, тер. инноваций центра Сколково, Большой бульвар, 42 с 1.
эл. почта: ipdmev@gmail.com

DOI 10.34077/RCSP2019-120

Наступающая эпоха больших данных нуждается в новых вычислительных средствах, способных в режиме реального времени обрабатывать огромные объемы зашумленной информации [1]. Существует множество задач, где разработка чётких алгоритмов с высокой производительностью для традиционных систем является чрезвычайно трудной и часто неосуществимой в разумных временных затратах (например, оптическое распознавание объектов с фотоприёмных приборов, системы контроля производственных процессов и т.д.). Для преодоления этих достаточно жестких ограничений используется машинное обучение искусственных нейронных сетей.

Аппаратная реализация нейронных сетей на центральных процессорах (ЦП) и графических ускорителях (ГП) требует больших энергетических ресурсов, что сильно усложняет применение нейронных сетей в различных областях человеческой деятельности. Современные успехи в области микроэлектроники позволяют разрабатывать и изготавливать интегральные схемы с нейроморфной архитектурой [2], которая старается упрощённо имитировать принципы работы биологических нейронных систем. Такие ИС значительно отличаются от реализации на ЦП и ГП в энергоэффективности и компактности. На данный момент не существует единого решения на счет рационального устройства нейроморфной архитектуры [3,4], поэтому для разработки нейроморфной заказной СБИС существует необходимость в разработке аппаратной инфраструктуры для исследования и пробной эксплуатации импульсных нейронных сетей, построенных с использованием данных СБИС. К такой инфраструктуре относится ряд программных и аппаратных решений, в том числе прототип нейроморфной СБИС на базе программируемых логических матриц в целях апробации основных нейроморфных подходов.

В рамках проекта по разработке нейроморфной СБИС была разработана модульная система, поддерживающая масштабирование размеров моделируемой нейронной сети. Элементарной ячейкой нейронной сети является нейрон, а архитектура предполагает выполнение функций множества нейронов по алгоритму, который реализуется в виде конечного автомата (ядро). Временной шаг работы нейронной сети определяется сигналом тик, за время которого каждое ядро последовательно обрабатывает все свои нейроны. Если потенциал нейрона какого-либо ядра становится достаточно высоким, то он испускает пакет или спайк на заранее указанный адрес дендрита другого нейрона. Объединением ядер в двумерную матрицу с направлениями «Север», «Восток», «Запад» и «Юг» мы получили легко масштабируемую нейронную сеть.

Аппаратная реализация модульной системы состоит из модуля акселератора на базе ПЛИС и объединительной платы. Модуль нейроморфного акселератора на базе ПЛИС представляет собой компактную печатную плату с двумя ПЛИС, которые 131 тысячу нейронов и 67 миллионов синаптических связей. Объединительная плата позволяет устанавливать до 16 модулей нейроморфных акселераторов и предоставляет внешний интерфейс для связи с ПК стандарта USB 3.1. При этом на плате имеются все необходимые скоростные интерфейсы для масштабирования размеров моделируемой нейронной сети за счет объединения плат в корзины и их установки в стойки.

Литература

- [1] Hashem et al. The rise of "Big Data" on cloud computing: Review and open research issues. Information Systems, Vol. 47, 2015, pp. 98–115.
- [2] B. Benjamin et al. Neurogrid: A Mixed-Analog-Digital Multichip System for Large-Scale Neural Simulations. Proceedings of the IEEE, Vol. 102, No. 5, 2014. pp. 699 - 716.
- [3] F. Akopyan et al. TrueNorth: Design and Tool Flow of a 65 mW 1 Million Neuron programmable Neurosynaptic Chip. IEEE Transactions on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, Vol. 34, No. 10, 2015. pp. 1537 - 1557.
- [4] M. Davies et al. Loihi: A Neuromorphic Manycore Processor with On-Chip Learning. IEEE Micro, Vol. 38, No. 1, February 2018. pp. 82 – 99.

Применение Ge(Si) самоформирующихся наноостровков для создания эффективных солнечных элементов на основе тонкого кристаллического кремния

А.В. Новиков¹⁾, М.В. Шалеев¹⁾, Д.В. Юрасов¹⁾, Н.А. Байдакова¹⁾, Е.Е. Морозова¹⁾, Y. Ota²⁾, V.H. Nguyen²⁾, K. Gotoh²⁾, Y. Kurokawa²⁾, N. Usami²⁾

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

² Nagoya University, Nagoya, Japan, 464-8603, Furocho, Chikusa-ku,

тел: +7 (831) 417-9480, факс: +7 (831) 417-9474, эл. почта: anov@ipmras.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-121

Необходимым условием для развития современной солнечной энергетики является понижение стоимости солнечных элементов (СЭ) на основе кремния при сохранении их высокой эффективности. Одним из путей снижение стоимости СЭ является уменьшение толщины используемых пластин кристаллического Si (c-Si) до толщин 100 мкм и менее. В данной работе представлены результаты исследований возможности использования Ge(Si) самоформирующихся наноостровков для увеличения эффективности СЭ на основе тонкого c-Si за счет текстурирования его поверхности.

Для текстурирования поверхности Si использовались полученные методом МПЭ Ge(Si) самоформирующиеся наноостровки, которые выступали в качестве маски для анизотропного травления Si. Подробно методика текстурирования поверхности Si с помощью Ge(Si) наноостровков представлена в [1]. Преимуществом предлагаемого метода текстурирования поверхности СЭ является малая (< 1 мкм) толщина удаляемого при этом слоя Si, которая значительно меньше толщины в 5-10 мкм, удаляемой при стандартно используемой в настоящее время процедуре текстурирования поверхности Si за счет его травления в KOH. Выполненные сравнительные исследования спектральной зависимости коэффициента поглощения в тестовых образцах (без текстурирования) и в пластинах различной толщины с текстурированной поверхностью продемонстрировали, что развитый метод создания микрорельефа на поверхности Si может быть использован для существенного увеличения доли поглощаемого излучения (рис. 1а). Это, как следствие, ведет к росту максимально достижимых значений плотностей тока в СЭ, формируемых на тонких текстурированных пластинах c-Si (рис. 1б).

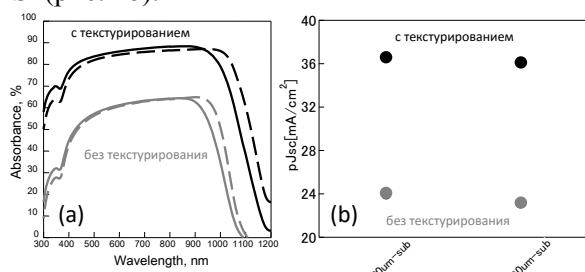


Рисунок 1. (а) Спектральные зависимости поглощения в структурах с текстурированной и не текстурированной поверхностью для образцов, сформированных на подложках Si(001) толщиной 100 (сплошная линия) и 200 мкм (штриховая линия). (б) Соответствующие значения рассчитанной плотности тока короткого замыкания для данных структур.

числе и на тонких пластинах c-Si, за счет текстурирования их поверхности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-52-50008_ЯФ_a) и Japan Society of Promotion Science (JSPS).

В работе на Si пластинах различной толщины, с поверхностью, текстурированной с использованием развитой методики, были созданы и исследованы Heterojunction with Intrinsic Thin layer (HIT) СЭ. При формировании HIT СЭ осаждение слоев аморфного Si осуществлялось методом плазмохимического осаждения из газовой фазы. Была выполнена оптимизация основных параметров СЭ от условий роста и параметров структур с Ge(Si) островками, а также от условий формирования текстурированной поверхности. Показано, что фактор заполнения и КПД для HIT СЭ, сформированных на c-Si пластинах с текстурированной поверхностью, значительно выше, чем в СЭ, созданных на исходных c-Si пластинах. Таким образом, продемонстрирована возможность применения Ge(Si) островков для увеличения эффективности СЭ на основе Si, в том

Литература

- [1] D.V. Yurasov, A.V. Novikov, M.V. Shaleev et al. // Materials Science in Semiconductor Processing. 2018. V.75, P.143.

Кремниевый бетавольтаический преобразователь

И.Б. Чистохин¹⁾, Б.И. Фомин¹⁾, В.В. Преображенский¹⁾, В.Г. Сидоров²⁾, П.В. Зеленков²⁾,
А.Т. Лелеков^{2,3)}

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

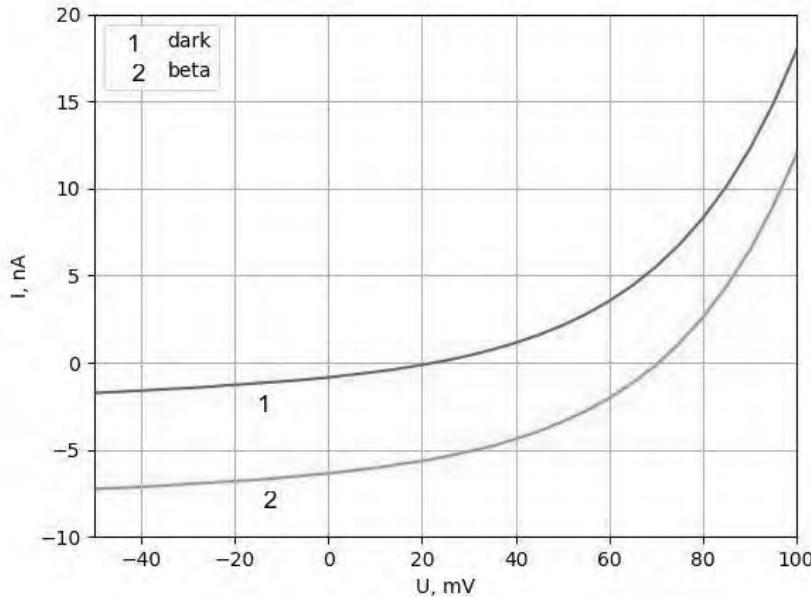
² Сибирский государственный университет науки и технологий имени академика М.Ф. Решетнева,
Красноярск, проспект им. газ. «Красноярский рабочий», д. 31

³ Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения
Российской академии наук», Красноярск, Академгородок, 50.

DOI 10.34077/RCSP2019-122

Для функционирования миниатюрных микроэлектронных устройств (кардиостимуляторы, разнообразные сенсоры, оборудование для космических аппаратов и т.д.) необходимы автономные источники электрического питания с длительным временем работы. Одним из типов таких устройств являются полупроводниковые бета-преобразователи энергии, основанные на разделении зарядов в р-п переходе, сгенерированных потоками бета-частиц, аналогично солнечным элементам. В качестве источника бета-излучения перспективно использование распада радиоизотопа никеля-63, имеющего среднюю энергию бета-частиц около 17кэВ (максимальное 63кэВ) с периодом полураспада около 100 лет. Вследствие эффекта самопоглощения активность источника на никеле-63 ограничена величиной около 40 мКи. Для повышения к.п.д. структуры бета-вольтаического преобразователя пытаются использовать помимо кремния такие широкозонные полупроводники как SiC или GaN. Однако, в настоящее время, значения времени жизни неравновесных носителей заряда (ННЗ) в этих кристаллах существенно уступают соответствующим значениям в кремнии. Другой путь – увеличение удельной площади преобразователя за счет объемного структурирования поверхности полупроводника. В настоящее время в мире не существует коммерчески доступного законченного устройства подобного типа.

В работе представлен бета-преобразователь типа PIN диода на основе высокоомного кремния (>5 кОм см) с тонким р⁺ слоем (около 100 нм). Разработанная технология включала использование геттерного слоя, позволившего сохранить после применения высокотемпературных обработок в процессе изготовления PIN диода высокие значения времени жизни ННЗ. На изготовленных PIN диодах площадью 5x5 мм² величина обратного темнового тока составляла менее 2 нА при внешнем смещении 3 В.



излучения, падающего на активное окно чипа, составил 0,29%, направленные на оптимизацию бетавольтаического преобразователя.

Работа выполнена в рамках ГЗ 0306-2016-0011, 0306-2018-001, а также при поддержке ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технического комплекса России на 2014-2020 годы», соглашение №14.577.21.0117, уникальный идентификатор RFMEFI57714X0117.

При испытаниях отдельных чипов PIN диодов получены следующие результаты. На рисунке представлены вольтамперные характеристики PIN диода в отсутствии облучения (dark) и при облучении источником BNi3.S3.4.R (beta) активностью 9 мКи/см² путем приложения источника к чипу. Средние значения для серии экспериментальных образцов чипов – ток короткого замыкания I_{KZ} составил 7,8 нА, напряжение холостого хода U_{xx} 60 мВ. КПД, рассчитанный от поверхностной мощности

Предложены дальнейшие шаги,

Рост гетероструктур AlGaN:Si брэгговских зеркал для спектрального диапазона, соответствующего зеленой люминесценции

И.В. Осинных¹⁾, Т.В. Малин¹⁾, Д.С. Милахин¹⁾, И.А. Александров¹⁾, К.С. Журавлев¹⁾

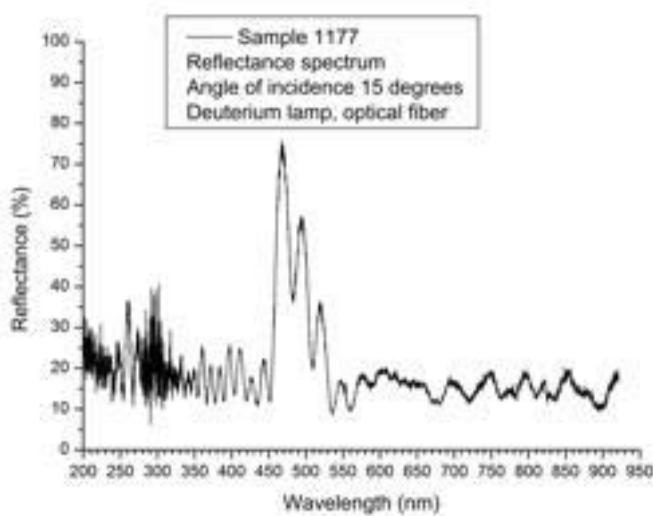
¹⁾Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 633090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

тел: +7 (383)330-44-75, факс: +7 (383)333-27-71, эл. почта: igor-osinnykh@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-123

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 запрещенной зоны в диапазоне 3.4 – 6.2 эВ) твердом растворе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, сильно легированном донорами. Широкий спектр излучения дефектов в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ дает основание для создания источников света от сине-зеленого 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). Для исследования эффектов усиления спонтанного излучения и возможности получения лазерной генерации необходимы структуры с резонаторами. В предыдущих работах зеркалами резонатора являлись сколотые поверхности структуры. Распределённые брэгговские отражатели (брэгговские зеркала) позволяют отражать световые волны с гораздо более узкой полосой отражения и большим коэффициентом отражения, чем зеркала, полученные путём скола торцов лазеров. В данной работе представлены результаты роста гетероструктур AlGaN:Si с брэгговскими зеркалами для спектрального диапазона, соответствующего зеленой люминесценции.



чередующихся слоёв $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N}/\text{GaN}$. Для измерения спектра отражения использовалась 30-ваттная дейтериевая лампа. Фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась Не-Cd лазером (длина волны 325 нм) и 4-й гармоникой импульсного Nd:YLF лазера (длина волны 263 нм, длительность импульсов 5 нс, частота повторений 1 кГц).

Измерение спектра отражения сформированного брэгговского зеркала путём засветки со стороны сапфировой подложки показало усиление 4, 3 и 2 раза для длин волн 475нм, 500нм, 525нм (см. Рисунок). При заданном содержании Al энергетическое положение максимума интенсивной полосы ФЛ составляет 500 нм, что соответствует зеленому спектральному диапазону. При возбуждении ФЛ с лицевой стороны данный образец продемонстрировал усиление излучения активного слоя на длине волны 500нм.

Для отработки роста гетероструктур AlGaN:Si с брэгговскими зеркалами была выращена структура с одним брэгговским зеркалом с отражением 50%. Гетероструктура состояла из буферного слоя AlN толщиной около 200нм, брэгговского зеркала $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N}/\text{GaN}$ и активного слоя $\text{Al}_{0.62}\text{Ga}_{0.38}\text{N}:Si$ толщиной 640нм. Рост буферного слоя AlN производился после процесса нитридизации, оптимизация условий которого позволяет выращивать слои AlN с гладкой морфологией поверхности без инверсионных доменов азотной полярности. Легирование активного слоя осуществлялось газовым источником с 0.7% силаном (SiH_4), разбавленным в азоте (N_2). Структура самого брэгговского зеркала состояла из 16 периодов

Пассивация поверхности InAlAs анодными слоями, сформированными в таунсендовской газоразрядной плазме

М.С. Аксенов¹⁾, А.А. Нужина^{1,2)}, Н.А. Валишева¹⁾, Д.В. Дмитриев¹⁾, А.К. Гутаковский¹⁾, А.П. Ковчавцев¹⁾

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

² Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, 630073, пр. К. Маркса, 20

тел: +7 (383) 330-8807, эл. почта: aksenov@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-124

Хорошо известно, что границы раздела диэлектрик/полупроводник играют важную роль при создании приборных структур на основе полупроводников A_3B_5 . Тройное соединение InAlAs является перспективным материалом для создания транзисторов с высокой подвижностью электронов и СВЧ-фотодетекторов [1, 2]. Достижение предельных параметров приборов на основе InAlAs, как и для других полупроводников A_3B_5 , обеспечивается, в том числе, решением актуальной задачи формирования границы раздела диэлектрик/InAlAs(A_3B_5) с низкой плотностью электронных состояний (density of interface traps, D_{it}), которая, в отличие от границы раздела SiO_2/Si ($D_{it}=10^{10} \text{ эВ}^{-1}\text{см}^{-2}$), далека от совершенства. В представленных к настоящему времени работах, посвященных формированию границы раздела диэлектрик/InAlAs [3, 4], используют high-k диэлектрики: Al_2O_3 и HfO_2 , выращенные методом атомно-слоевого осаждения (АСО). Показано, что тип АСО диэлектрика (Al_2O_3 , HfO_2), его толщина и предварительная химическая обработка (пассивация) поверхности InAlAs не оказывают существенного влияния на величину D_{it} , которая во всех случаях составляет величину более $5 \cdot 10^{12} \text{ эВ}^{-1}\text{см}^{-2}$.

Одним из методов пассивации, который позволил резко (до значений $\sim 5 \cdot 10^{10} \text{ эВ}^{-1}\text{см}^{-2}$ (77 K)) снизить D_{it} на границе раздела диэлектрик/InAs, является формирование на поверхности полупроводника фторсодержащих анодных оксидных слоев (АОС) методами электролитического [5] или плазмохимического окисления [6]. Метод сухого анодного окисления в таунсендовской газоразрядной плазме (ТГП) [6] за счет использования одинакового состава газовой среды для различных полупроводников является более универсальным и простым по сравнению с электролитическим окислением, в связи с чем, позволяет эффективно пассивировать боковые стенки меза-структур, сформированных на многослойных полупроводниковых гетероэпитаксиальных структурах A_3B_5 сложного состава. Близость составов InAs и $In_{0.52}Al_{0.48}As$ позволяет предположить, что данная методика пассивации будет эффективна и для InAlAs.

Целью данной работы было изучение электрофизических и физико-химических свойств границ раздела АОС/InAlAs, сформированных в таунсендовской газоразрядной плазме (ТГП) в среде $Ar-O_2$ с различным содержанием CF_4 .

Методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии при послойном травлении ионами Ar изучен химический состав АОС для различных соотношений O_2/CF_4 . Показано, что АОС без фтора, в основном, состоит из смеси As_2O_3 , In_2O_3 и Al_2O_3 . Введение CF_4 в состав окислительной среды приводит к накоплению фтора в анодной пленке и образованию оксифторидов элементов полупроводника. Методом электронной микроскопии высокого разрешения показано, что при окислении без CF_4 формируется резкая граница раздела АОС/InAlAs. Добавление CF_4 приводит к существенному увеличению шероховатости границы раздела. Анализ ВФХ Au/ $SiO_2/InAlAs$ МДП-структур показал, что модификация поверхности InAlAs окислением в ТГП без CF_4 перед осаждением SiO_2 обеспечивает существенное уменьшение D_{it} вблизи середины запрещенной зоны. Введение фторсодержащего анодного подслоя на границе раздела $SiO_2/InAlAs$, наоборот, приводит к закреплению уровня Ферми ниже середины запрещенной зоны.

Литература

- [1] T. Takahashi et al. // IEEE Trans. Electron. Devices. 2017. V.64. P.89.
- [2] Chizh et al. High-Power InGaAs/InAlAs Schottky Photodiode with Low Amplitude-to-Phase Noise Conversion // 2018 International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP). 2018.
- [3] Brennan et al. // J. Appl. Phys. 2013. V.114. P.104103.
- [4] L.-F. Wu et al. // Chin. Phys. B 2016. V.25. P.108101.
- [5] Н.А. Валишева // Микроэлектроника 2009. Т.38. С.99-106.
- [6] M.S. Aksenov et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. V.107, P.173501.

Влияние плотности ростовых ямочных дефектов поверхности InAlAs на температурные зависимости параметров Au/Ti/n-InAlAs(001) диодов Шоттки

М.С. Аксенов, И.Б. Чистохин, Н.А. Валишева, Д.В. Дмитриев, К.С. Журавлев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

DOI 10.34077/RCSP2019-125

Тройное соединение InAlAs является перспективным материалом для создания СВЧ-фотодетекторов с барьером Шоттки (БШ) [1]. Природа формирования БШ на границе раздела металл/полупроводник и связанные с ней механизмы переноса зарядов являются предметом интенсивных исследований уже несколько десятилетий, поскольку свойства этой границы раздела определяют рабочие характеристики приборов, их стабильность и надежность. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) реальных БШ обычно не соответствуют идеальной модели термоэлектронной эмиссии (ТЭ). Неидеальное поведение ВАХ БШ (коэффициент идеальности больше 1) в слаболегированном (менее 10^{16} см^{-3}) полупроводнике часто связывают с наличием естественного оксидного слоя и интерфейсных ловушек. С другой стороны, в работе Танга [2] показано, что неидеальное поведение ВАХ может быть количественно объяснено предположением о наличии на границе раздела металл/полупроводник локально расположенных областей с пониженной высотой барьера и линейными размерами порядка глубины области обеднения. Аргументом в пользу использования модели Танга для анализа ВАХ является проявление в экспериментах аномальной корреляционной зависимости коэффициента идеальности (n) и высоты БШ (ϕ_{b0}) от температуры. В большинстве работ, в которых модель Танга применяется для объяснения поведения температурных зависимостей параметров различных БШ, отсутствуют предположения о природе неоднородностей.

В данной работе изучено влияние плотности ростовых ямочных дефектов поверхности слоев InAlAs (рис. 1 а, вставка), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках InP (001), на температурные (78–380 К) зависимости вольт-амперных характеристик барьеров Шоттки Au/Ti/n-InAlAs. Показано, что уменьшение плотности ростовых дефектов с 10^7 до 10^6 см^{-2} оказывает слабое влияние на ВАХ при температурах выше 200 К, которые хорошо описываются теорией ТЭ со значениями n и ϕ_{b0} близкими к 1.1 и 0.69 эВ, соответственно (рис. 1). В тоже время изменение плотности дефектов оказывает существенное влияние на параметры БШ при температурах ниже 200 К, поведение которых хорошо описывается моделью Танга, предполагающей наличие на поверхности InAlAs локальных неоднородностей с пониженной высотой барьера. Сопоставление полученных данных показывает, что ростовые ямочные дефекты являются причиной возникновения таких областей.

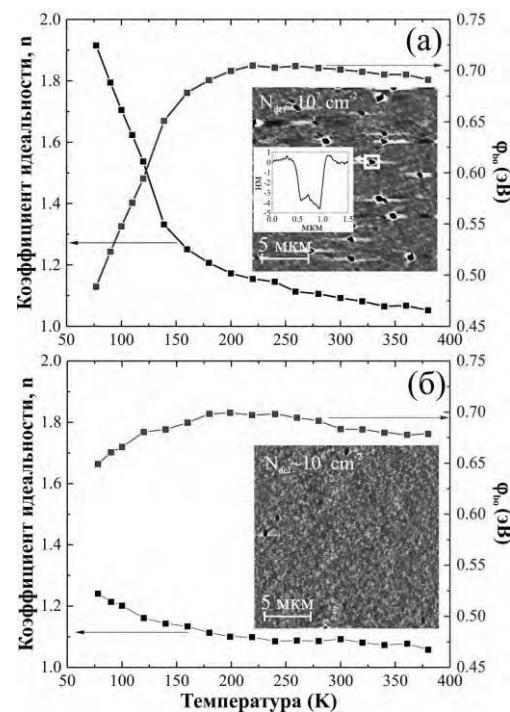


Рис. 1. Температурные зависимости n и ϕ_{B0} в диапазоне 78–380 К Au/Ti/n-InAlAs БШ, сформированных на поверхности с плотностью ростовых дефектов 10^6 (а) и 10^7 см^{-2} (б). На вставках представлены 20x20 мкм ACM-изображения поверхности InAlAs перед формированием БШ.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00548.

Литература

- [1] A. Chizh et al. High-Power InGaAs/InAlAs Schottky Photodiode with Low Amplitude-to-Phase Noise Conversion // 2018 International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP). 2018.
- [2] R.T. Tung // Phys. Rev. B. 1992. V. 45. N. 23. P. 13509-13523.

Гетероэпитаксиальные структуры InAlGaAs на подложке InP для электрооптического модулятора на основе квантово-размерного эффекта Штарка

Д.В. Гуляев¹⁾, Д.В. Дмитриев¹⁾, А.И. Торопов¹⁾, Н.А. Валишева¹⁾, А.В. Царев^{1,2)}, Е.А. Колосовский¹⁾, Л.А. Федюхин¹⁾, А.В. Горчаков²⁾ и К.С. Журавлев^{1,2)}

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

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090

тел: +7 (383) 330-4475, факс: (383) 333-2771, эл. почта: gulyaev@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-126

В данной работе изучены свойства гетероэпитаксиальных структур (ГЭС) InAlGaAs на подложке InP для новой версии электрооптического модулятора на основе квантово-размерного эффекта Штарка. Особенностью предлагаемой конструкции модулятора является размещение слоя из нескольких квантовых ям над толстым буферным слоем In_{0.52}Al_{0.48}As с показателем преломления, превышающим показатель преломления подложки InP. В этом случае слой множественных квантовых ям остается волноводным и в нем формируется основная оптическая мода с небольшим сечением. Оптическая мода во втором волноводе, сформированном из буферного слоя In_{0.52}Al_{0.48}As, характеризуется гораздо большим поперечным сечением, что может обеспечить удобное соединение с оптическим волокном.

При выращивании гетероструктур методом молекулярно-лучевой эпитаксии отработаны условия роста четырехкомпонентного твердого раствора InGaAlAs с кристаллической решеткой согласованной с (001) InP подложкой, и определены оптимальные условия роста для каждого слоя ГЭС. В результате были получены гетероструктуры с концентрацией дефектов на поверхности не более 500 на см², что достаточно для создания на их основе интегрированных оптических модуляторов.

Методами фотолюминесценции и отражения вблизи угла Брюстера в исследованных ГЭС изучено влияние состава и толщины слоев множественных квантовых ям In_{0.53}Ga_{0.47X}Al_{0.47(1-X)}As/In_{0.52}Al_{0.48}As на величину электрооптического эффекта. А также определен коэффициент преломления каждого слоя ГЭС на рабочей длине волны модулятора 1.55 мкм. Проведено сравнение полученных данных с данными моделирования и выбрана оптимальная конструкция структуры для создания на ее основе оптического модулятора InP.

Полученные ГЭС использованы для отработки и изучения особенностей технологии изготовления оптического модулятора с применением разработанных режимов формирования волновода (в разрядной плазме в BC13), планаризации и металлизации омических контактов с соответствующими слоями ГЭС на основе Ge / Композиции Au / Ni / Au и Ti / Au.

Методика ИК-интерферометрических измерений оптических параметров и толщин разнолегированных слоёв InGaAs - InAlAs в гетероструктурах на подложках из фосфида индия

Е.А. Колосовский¹⁾, Л.А. Федюхин¹⁾, К.С. Журавлёв¹⁾, Д.В. Гуляев¹⁾, А.В. Горчаков²⁾, Д.В. Дмитриев¹⁾

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, Пирогова 2

тел.: +7(383)330-90-55, факс: +7(383)333-27-71, эл. почта: kolos@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-127

Фосфид индия сегодня рассматривается как важный кандидат - платформа *фотонных* интегральных чипов из оптических элементов, подобно тому, как кремний стал базой для схем микроэлектроники. Интегрирование оптических элементов на чипе имеет те же преимущества, что и интегрирование электронных компонент в СБИС. Кроме экономии за счет уменьшения размеров увеличиваются производительность и надежность. В случае использования подложек *InP* имеется возможность создания объединённых устройств, включающих в себя лазеры, модуляторы, мультиплексоры, волноводы и управляющую электронику.

Математическое моделирование устройств, применительно к нуждам фотоники, полностью завязано на знании оптических констант выращиваемых InGaAs – InAlAs гетероструктур, которые (с изменением режимов роста) будут правильнее и проще *измерить*, чем вычислить. Поскольку рабочие длины волн лежат в ИК области, измерения должны выполняться на соответствующей длине волны света непосредственно, без вариантов.

Мы предлагаем применять оптическую методику определения нужных констант исходя из угловой зависимости R-отражения и T-прохождения света через гетероструктуру, которая вполне может рассматриваться как составной многослойный интерферометр Фабри-Перо. В зависимости от состава слоёв, интерференционные пики, имеющие сами по себе сложную форму, будут смещаться и ‘уплотняться’ по-разному в разных частях угловой зависимости, см. Рис 1. Значения (комплексных) констант материалов затем извлекаются математической обработкой. Важное требование методики состоит лишь в аккуратности измерений.

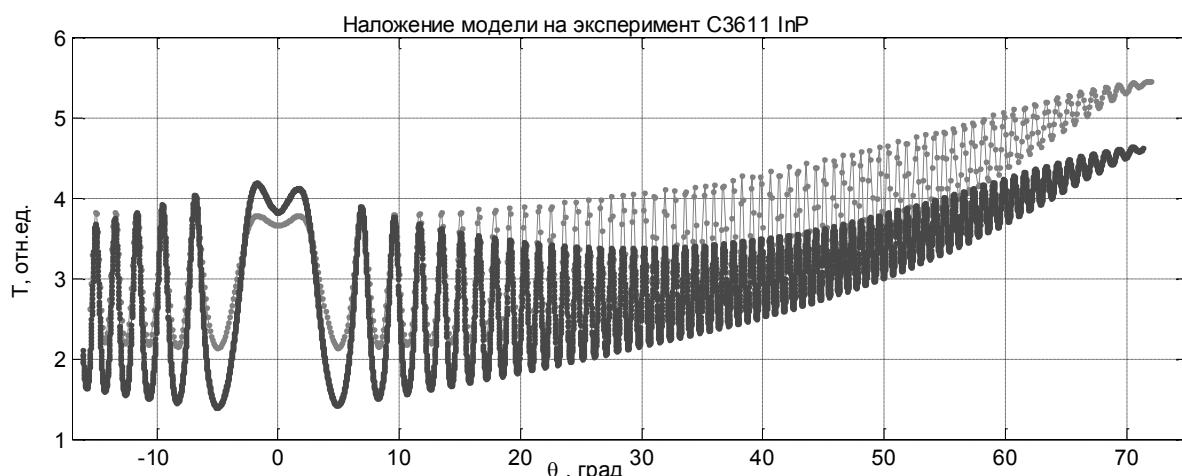


Рис 1. Интерференционная картина Т-прохождения света через слоистую структуру из трёх легированных слоёв $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}/\text{Al}_y\text{As}$ и 12-ти периодов сверхрешетки четверного состава InGaAlAs для *p*-поляризации на рабочей длине волны $\lambda_0 = 1.55$ мк. Наложение эксперимента и расчёта.

Таким образом, методика даёт *прямые и непосредственные* измерения оптических параметров на нужной длине волны света. За счёт многократных прохождений-переотражений, она обладает высокой чувствительностью, свойственной всем интерферометрическим измерениям.

Литература

- [1] А. Джеррард, Дж. М. Бёрч. Введение в матричную оптику. – М.: Мир, 1978г. 341с.
- [2] А.В. Ржанов и др. Основы эллипсометрии. – Новосибирск: Наука, 1978г. 424 с.

Измерение электрооптического эффекта в сверхрешетках InAlAs/ InGaAlAs ИК-интерферометрической методикой

Е.А. Колосовский¹⁾, Л.А. Федюхин¹⁾, К.С. Журавлёв¹⁾, Д.В. Гуляев¹⁾, А.В. Горчаков²⁾, Д.В. Дмитриев¹⁾

¹⁾ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²⁾ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, Пирогова 2

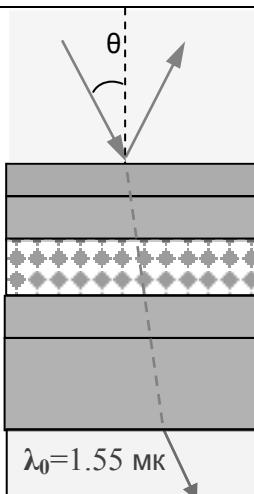
тел: +7(383)330-90-55, факс: +7(383)333-27-71, эл. почта: kolos@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-128

Электрооптический модулятор является ключевым компонентом интегральной микроволновой фотоники (радиофотоники). Существуют успешные реализации модулятора, выполненные по схеме Маха-Цендера (интерферометрического типа) на платформе InP-совмещенных InAlGaAsP гетероструктур. Основными характеристиками InP- модуляторов являются полуволновое напряжение, рабочая полоса частот, вносимые оптические потери, стабильность по температуре и положению рабочей точки. Основное их назначение - работа в полосе частот до сотен ГГц.

Оптические волноводы в модуляторе формируются в виде области сверхрешеток, см.Рис1. Вследствие квантово-размерного эффекта Штарка в подобных гетеронаноструктурах с квантовыми ямами InGaAs/GaAs происходит вполне достаточное изменение показателя преломления при подаче напряжения ~ 1 В.

Мы предлагаем применять оптическую методику для непосредственного измерения скачка показателя преломления от прикладываемого напряжения на гетероструктуру, которая вполне может рассматриваться как составной многослойный интерферометр Фабри-Перо. Измерение R-отражения предлагается проводить в области угла Брюстера, при максимальном гашении отраженного луча, чтобы ЭО-эффект был замечен максимально. Используется *p*-поляризация .

N	образец C3611 Состав	Легир.		Толщина, нм
1	p-In _{0.53} Ga _{0.47} As	C ($5 \cdot 10^{18}$)		100
2	p-In _{0.52} Al _{0.48} As	C ($5 \cdot 10^{18}$)		200
3	СВШ 12 периодов(*)	-		287.4
4	n-In _{0.52} Al _{0.48} As	Si ($5 \cdot 10^{18}$)		300
5	InP substrate	-		$450 \cdot 10^3$
6	воздух			

(*) Четвертой СВШ состав InGaAlAs слоя InAlAs (12.85 нм)/ In_{0.53}GaAlAs(11.7)нм получался чередованием тонких слоев InAlAs (1.75 нм) и InGaAs (0.59 нм).

Рис 1. Схема измерения ЭО-эффекта сверхрешеток (N3) на подложке InP. Напряжение прикладывается к 1-му и 4-му проводящему слою. В центре выделена сверхрешетка (СВШ) .

Таким образом, методика даёт прямое и непосредственное измерение скачка показателя преломления, вследствие Штарк-электрооптического эффекта, на нужной, рабочей длине волны света. Методика позволяет отбраковывать и подбирать режимы технологии выращивания гетероструктур с нужными для модулятора параметрами сверхрешеток, по числу слоёв, их составу и толщине.

Литература

- [1] E.T. Kunkee, Member IEEE, et. al, Electrorefractive Coupled Quantum Well Modulators: Model and Experimental Results // IEEE Jour. of Quantum Electronics., vol. 43, N 8, august 2007, p.641-650.

Температурная зависимость времени жизни в нанокристаллах CdS, сформированных с помощью метода Ленгмюра-Блоджетт

К.А. Свит, А.А. Зарубанов, К.С. Журавлев

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

тел: +7 (923)141-2731, факс: (383) 330-27-71, эл. почта: svit@nanotech.nsk.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-129

Полупроводниковые нанокристаллы (НК) - многообещающие материалы для новых оптических приборов, так как длина волны люминесценции НК может меняться с изменением их размеров. Распространенными способами изготовления НК являются молекулярная лучевая эпитаксия и электронная литография. Также существуют более простые и дешевые химические методы: коллоидный синтез и метод Ленгмюра-Блоджетт (ЛБ).

В данной работе исследовалась кинетика фотолюминесценции (ФЛ) НК CdS, сформированных в матрице пленки Ленгмюра-Блоджетт. Было обнаружено, что кинетика ФЛ длится необычно долгое время, более 1 мкс и затухание ФЛ идет по биэкспоненциальному закону. С целью изучения механизмов, приводящих к длительной микросекундной кинетики в данной работе была исследована нестационарная ФЛ НК CdS в диапазоне температур 5-300 К.

Кривая затухания интенсивности ФЛ, измеренная при $T=5$ К, описывается биэкспоненциальной зависимостью от времени и содержит два участка: быстрый и медленный. Зависимость интенсивности ФЛ от времени может быть описана суммой двух экспонент, с характерными временами жизни 40 и 150 нсек соответственно. Быстрое время затухания интенсивности ФЛ мы связываем с рекомбинацией отрицательных трионов [1]. Температурную зависимость излучательного времени жизни триона можно объяснить делокализацией электронов за пределы НК при повышении температуры и уменьшении перекрытия их волновых функций с волновой функцией дырки [2]. Медленное время жизни определяется рекомбинацией темного экситона [3]. С учетом тонкой структуры темного экситона температурную зависимость медленного времени жизни можно описать простой 3-х уровневой моделью

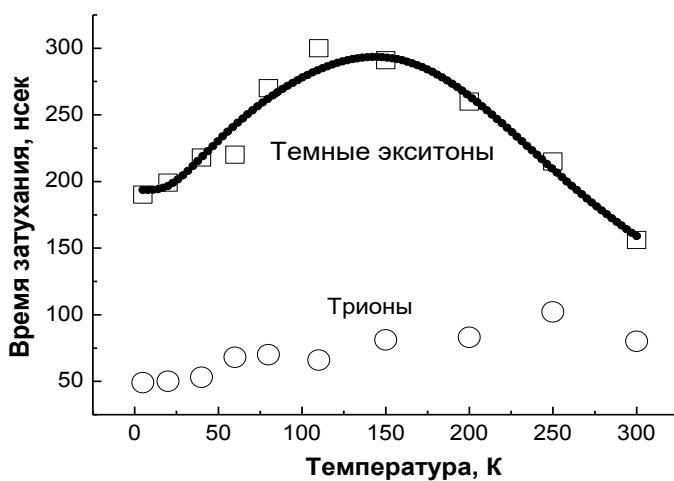


Рис. 1. Температурная зависимость времен затухания ФЛ НК CdS. Квадраты – время жизни темных

с разными временами жизни. При этом распределение уравнением Больцмана [3]. В результате аппроксимации экспериментальной зависимости времени жизни темного экситона от температуры получаются следующие энергетические зазоры между уровнями экситонов: 7 мэВ и 86 мэВ.

Литература

- [1] А. А. Зарубанов, К. С. Журавлев // ФТП. 2015. Т 49, вып 3. С. 392.
- [2] C. Javaux, B. Mahler, B. Dubertret, A. Shabaev, A. V. Rodina, Al. L. Efros, D. R. Yakovlev, F. Liu, M. Bayer, G. Camps, L. Biadala, S. Buil, X. Quelin, J-P. Hermier // Nature Nanotechnology. 2013. Vol 8, P. 206.
- [3] S. A. Crooker, T. Barrick, J. A. Hollingsworth, and V. I. Klimov // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 82, P. 2793.

Модель дефектообразования в $\text{Cd}_x \text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ под действием мягкого рентгеновского излучения

В.Г. Средин¹⁾, А.В. Войцеховский²⁾

¹ Военная академия РВСН им. Петра Великого, Россия, 143900, МО, г. Балашиха, ул. Карбышева, 8

² Национальный исследовательский Томский государственный университет, Россия, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 36.

DOI 10.34077/RCSP2019-130

Ранее было показано, что мягкое рентгеновское излучение (MRI) вызывает модификацию состояния поверхности монокристаллов и эпитаксиальных слоев твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, включая изменение поверхностной концентрации носителей заряда и плотности поверхностных состояний [1], что связано, по-видимому, с генерацией поверхностных дефектов в слое материала, сопоставимого с глубиной проникновения излучения (1-2мкм). При этом механизм дефектообразования под действием рентгеновского излучения связывается с релаксацией электронных возбуждений [2]. Нами предлагается несколько иная модель этого процесса.

Первичный эффект при поглощении кванта MRI приводит к ионизации электрона внутренней оболочки и переводу соответствующего иона в возбужденное состояние. Нами впервые принято во внимание, что при облучении MRI образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ наблюдается интенсивный внешний фотоэффект [1], сопровождаемый выходом фото-, Оже- и вторичных электронов (рис.1), приводящий за время порядка 20 нс (длительность рентгеновского импульса) в приповерхностной области глубиной около 1.5 мкм к генерации импульса электрического поля с амплитудным значением напряженности около 10^7 В/м.

В условиях наших экспериментов следует ожидать резонансного возбуждение ионов Hg, равновесному положению которых в катионной подрешетке соответствуют минимумы их потенциальной энергии. В этом приближении глубина потенциальной ямы для катиона соответствует энергии его связи, при сообщении которой он может покинуть регулярный узел с образованием точечного эффекта. Рассчитанные в [3] значения энергии потенциальных минимумов для $\text{Cd}_{0.25}\text{Hg}_{0.75}\text{Te}$ составляет 0.944эВ для связи Cd – Te и 0.048эВ для Hg–Te. Будем считать действие наведенного за счет фотоэмиссии поля на ион с удаленным из внутренней оболочки электроном как дополнительное возмущение, действующее на ион, совершающий тепловые колебания относительно положения равновесия, определяемого минимумом потенциальной ямы. Энергия, сообщаемая внешним полем такому иону, может быть оценена как $\Delta q E \Delta x \sim 1.5 \cdot 10^{-2}$ эВ (здесь $\Delta q=3e$ – заряд дополнительно ионизированного MRI иона, $E = 10^7$ В/м – напряженность наведенного поля, Δx – смещение от положения равновесия.). В совокупности с тепловой энергией колебаний энергия возмущения возбужденного иона составляет 0.041эВ, что сопоставимо с глубиной потенциальной ямы. Таким образом, влияние наведенного фотоэмиссией поля достаточно для генерации точечного дефекта при наличии иона Hg с возбужденной внутренней оболочкой. Отметим, что при двукратной ионизации внутренней оболочки иона суммарная его энергия превышает глубину ямы.

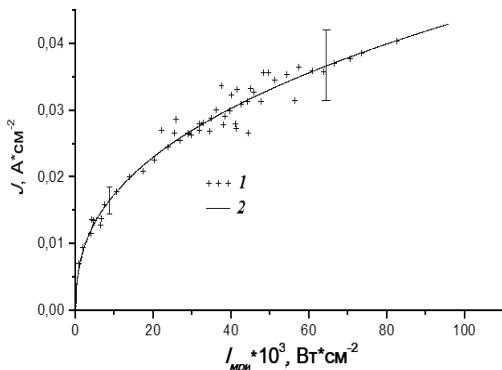


Рис.1. Зависимость выхода электронов, эмитированных с поверхности $\text{Cd}_{0.24}\text{Hg}_{0.76}\text{Te}$, от интенсивности MRI I_{MRI} .

Литература

- [1] В. Г. Средин, А. В. Войцеховский, О. Б. Ананьев и др. // Прикладная физика, 2018, № 4, с.54
- [2] Вавилов В. С. // УФН. 1997. т. 167. № 4. с. 407.
- [3] Sher A., Chen A., Spicer W. E., Shin C.-K. // J. Vac.Sci. Technol. 1985. A3, No. 3. p. 105.

Релаксационная кинетика фотоэмиссии из GaAs со слоями цезия

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

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

² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск

тел.: +7 (383)330-98-74, эл. почта: zhuravl@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-131

Поверхности *p*-GaAs с адсорбированными слоями цезия и кислорода уже более полувека широко используются для создания фотокатодов с отрицательным электронным сродством [1]. Поверхности полупроводников с относительно небольшим (0.2-0.4 эВ) положительным электронным сродством привлекают внимание в связи с возможностью создания новых преобразователей солнечной энергии, более эффективных, чем фотовольтаические, за счёт использования фотонно-усиленной термоэлектронной эмиссии [2]. Арсенид галлия перспективен для создания таких преобразователей благодаря оптимальной ширине запрещённой зоны и возможности получения оптимального электронного сродства путём нанесения на поверхность GaAs(001) цезиевого покрытия. Практическое использование поверхности Cs/GaAs осложняется её неравновесностью, приводящей к нестабильности фотоэмиссионных свойств из-за необратимых релаксационных процессов в цезиевом слое [3]. Скорость и амплитуда релаксационных изменений тока фотоэмиссии на поверхности Cs/GaAs(001) должна существенно зависеть от температуры. Ожидается, что повышение температуры приведет к увеличению скорости и уменьшению амплитуды релаксационной кинетики в результате создания более равновесного цезиевого слоя на поверхности GaAs(001) при повышенных температурах. В данной работе проведено экспериментальное исследование кинетики тока фотоэмиссии при адсорбции цезия и последующей релаксации Cs слоя на поверхности GaAs(001) при различных температурах.

Эксперименты проводились в сверхвысоковакуумной установке на эпитаксиальных слоях сильнолегированного *p*-GaAs с концентрацией дырок $7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Чистые поверхности GaAs(001) приготавливались химическим удалением оксидов и последующим отжигом в вакууме. Экспериментально установлено, что при увеличении температуры до 150°C, качественно меняется форма дозовых зависимостей квантового выхода фотоэмиссии: вместо максимума фототока при цезиевом покрытии $\sim 0.5 \text{ ML}$ и последующего падения, при высоких температурах наблюдается насыщение квантового выхода. Данное насыщение, по-видимому, вызвано насыщением изгиба зон при высоких температурах [3]. Сохранение характерных особенностей в дозовых зависимостях фототока свидетельствует, что коэффициент прилипания цезия на поверхности GaAs(001) с ростом температуры меняется не более, чем на 5%. Кинетика фотоэмиссии при последующей релаксации цезиевого слоя, будучи направленной в сторону роста фототока при комнатной температуре, при нагревании становится немонотонной (с несколькими максимумами и минимумами). Такие изменения формы говорят о том, что кинетика обусловлена различными процессами, по-разному зависящими от температуры. По-видимому, рост фототока при релаксации в диапазоне «низких» температур 20°C-80°C обусловлен релаксацией истинного сродства, а падение при «высоких» температурах 80°C-150°C – релаксацией изгиба зон. В настоящей работе кинетика фототока описывалась с помощью трёх экспоненциальных слагаемых. Характерные времена релаксации, определенные из экспериментальных кинетик, лежат в диапазоне от 20 секунд до 30 минут. Установлено, что при релаксации цезиевого слоя характерные времена кинетики снижаются с ростом температуры, что может быть связано с ускорением релаксационных процессов. В работе также обсуждается возможность повышения стабильности цезиевого покрытия путём адсорбции кислорода на поверхности Cs/GaAs.

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

Литература

- [1] V.V. Bakin et al., e-J. Surf. Sci. Nanotech. Vol. 5, p.80-88 (2007).
- [2] J.W. Schwede et al., Nat. Mater. 9, 762 (2010).
- [3] A.G. Zhuravlev, V.L. Alperovich, Appl. Surf. Sci. 395, 3 (2017).

Новые электронные состояния на интерфейсе p-GaN(Cs,O)-вакуум при больших (Cs,O)-покрытиях

Г.Э. Шайблер^{1,2)}, В.В. Бакин¹⁾, С.Н. Косолобов¹⁾, С.А. Рожков^{1,2)}, А.С. Терехов¹⁾

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

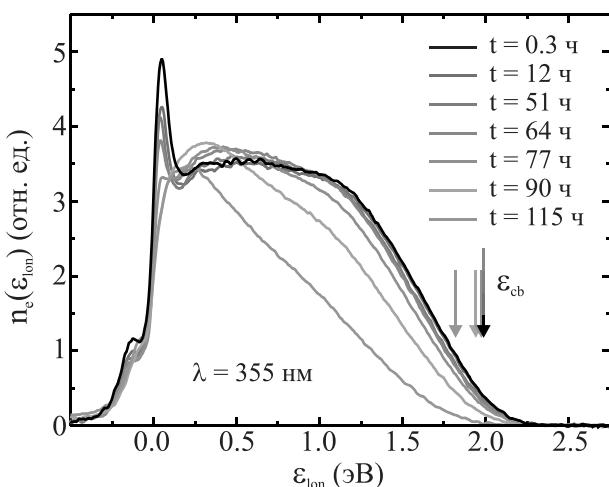
²Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, 630090, Пирогова, 2

тел: +7 (383) 330-98-74, факс: +7 (383) 333-27-71, эл. почта: scheibl@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-132

Фотокатоды с эффективным отрицательным электронным средством (ОЭС), созданные на основе epitаксиальных p-GaN – слоёв с субмонослойными (Cs,O) – покрытиями, обладают высокой квантовой эффективностью в УФ – области спектра. Фотоприёмники с такими фотокатодами широко используются в системах дистанционного контроля потерь электроэнергии на высоковольтных установках и линиях электропередачи, а также в важных системах специального назначения. Несмотря на существенные успехи в разработках p-GaN(Cs,O)-фотокатодов для УФ – фотоприёмников, связи неупорядоченной атомной структуры интерфейсов p-GaN(Cs,O)-вакуум с их фото- и термо-эмиссионными свойствами изучены недостаточно. Существующие методики формирования оптимального (Cs,O) – покрытия ($\theta_{\text{оп}}$), обеспечивающего максимальную вероятность выхода фотоэлектронов из p-GaN(Cs,O) – фотокатода в вакуум (P_e), найдены эмпирически и не гарантируют достижения её физически – предельного значения. Пытаясь глубже понять закономерности формирования атомной структуры и энергетической диаграммы ОЭС – интерфейса p-GaN(Cs,O) – фотокатода, мы впервые изучили в данной работе спонтанные изменения $P_e(t)$ и энергетических распределений фотоэлектронов ($n_e(\varepsilon_{\text{ion}}, t)$), эмитированных из фотокатода с (Cs,O) – покрытием, «толщина» которого существенно превышала $\theta_{\text{оп}}$. Для измерения $n_e(\varepsilon_{\text{ion}}, t)$ – распределений мы установили в камеру формирования (Cs,O) – покрытия простейший электронный спектрометр с однородным тормозящим электрическим полем [1]. Эксперименты проводились в экстремально – высоком вакууме, в котором изменения $P_e(t)$ в результате адсорбции остаточных газов были невелики [1]. На поверхность p-GaN было нанесено (Cs,O) – покрытие в три раза превышающее $\theta_{\text{оп}}$. Результаты измерений эволюции $n_e(\varepsilon_{\text{ion}}, t)$ – распределений во времени показаны на рисунке. Время t на рисунке соответствуют интервалу времени между моментом завершения нанесения (Cs,O)

– покрытия и моментом измерения соответствующего $n_e(\varepsilon_{\text{ion}})$ – распределения. Энергетические положения дна зоны проводимости (ε_{cb}) в объеме p-GaN-слоя обозначены на рисунке вертикальными стрелками соответствующего цвета. Необычной особенностью $n_e(\varepsilon_{\text{ion}})$ – распределений на рисунке является узкий пик, расположенный при малых ε_{ion} . Из рисунка следует, что амплитуда пика снижалась в течение первых ~ 60 часов, в то время как изменения энергетического положения его максимума и положения ε_{cb} в течение этого времени оказались близки к погрешности измерений. Отметим, что форма высокоэнергетического крыла $n_e(\varepsilon_{\text{ion}})$ – распределения в течение первых ~ 50 часов



фактически не изменялась. Дальнейшее увеличение t сопровождалось смещением ε_{cb} в область меньших ε_{ion} и выраженным снижением амплитуды высокоэнергетического крыла $n_e(\varepsilon_{\text{ion}})$ – распределения из – увеличения вероятности рассеяния и рекомбинации выходящих в вакуум фотоэлектронов. Мы полагаем, что возникновение пика в $n_e(\varepsilon_{\text{ion}})$ – распределениях связано с резонансным электронным состоянием на интерфейсе p-GaN(Cs,O)-вакуум, увеличивающим вероятность выхода электронов. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 19-02-00517).

Литература

- [1] В.В.Бакин и др. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т.108, вып.3. С.180-184.

Фотоэлектрические и оптические свойства многослойных структур с использованием por-Si, изготовленным по различным технологическим маршрутам

И.А. Шишкин, Д.А. Лизунова

*Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева,
г. Самара, 443086, Московское шоссе, 34
тел: +7 (902) 153-5911, эл. почта: shishkinivan9@gmail.ru*

DOI 10.34077/RCSP2019-133

В настоящее время перспективными солнечными элементами являются многослойные структуры, которые широко используются в космической и промышленной отрасли. Пористый кремний используется в фоточувствительных образцах в качестве рабочего слоя, который позволяет увеличить генерацию неосновных носителей заряда и повысить её эффективность [1].

Определение основных фотоэлектрических параметров выполнялось на подложках монокристаллического кремния с различным типом обработки поверхности (текстурированная, шлифованная). Получение пористого кремния производилось электролитическим травлением в растворе ($HF:C_2H_5OH$) в пропорции 1:1 при использовании однокамерных ячеек вертикального и горизонтального типа. Однако формирование p – n перехода осуществлялось для двух типов образцов в разных рабочих слоях, а именно в первом случае диффузия фосфором и бором создавалась посредством нанесения пленок фосфорного и борного диффузантов на подложке кремния для сторон p – типа и n – типа соответственно. Во втором случае данный процесс проводился непосредственно в пористый кремний. Процесс диффузии для стороны p – типа проходил 30 минут при температуре 1000 ± 5 °C, а для стороны n – типа проходил 40 минут при температуре 850 ± 5 °C. Глубина залегания p – n перехода для двух разных рабочих слоев составляла порядка 3 мкм. После всех процедур осуществлялось удаление фосфоросиликатного и боросиликатного стекол в фтороводородной кислоте. Далее на n-слое кремния создавались алюминиевые контакты и просветляющее покрытие сульфида цинка путем термического испарения в вакууме.

Во втором случае при проведении операции диффузии примеси в пористый слой существует риск повредить его нанокристаллическую структуру. Экспериментально было показано в работе [2], что для нанокристаллов кремния диаметром 5 нм температура плавления падает до 900 градусов. Эффект снижения точки плавления наблюдался также для пористого кремния (por-Si), который содержит нано- и микрокристаллы размером от единиц нанометров до десятков микрон.

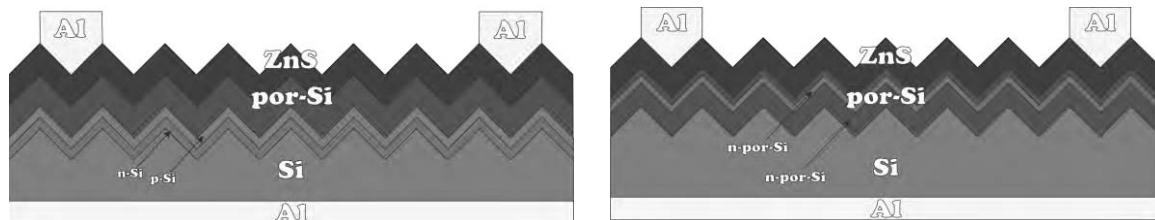


Рис.1. Схематичное изображение структур с разным расположением p – n перехода на текстурированной поверхности.

Исследование спектральных и электрических свойств показало, что фотоэлектрические характеристики заметно выше у тех структур, в которых диффузия проходила в подложку кремния (рис.1a).

Литература

- [1] Н.В .Латухина, Т.С. Дереглазова, С.В. Ивков, А.В. Волков, В.А. Деева Фотоэлектрические свойства структур с микро- и нано-пористым кремнием // Известия Самарского научного центра РАН. 2009. – Т. 11. № 3 (29). С. 66 – 7.
- [2] Yang C.C. et al. // J. of Physics C: Condensed Matt. 2003. Vol.15. N 29.P.4961-4965

Туннельный точечный контакт в терагерцовом поле

З.Д. Квон^{1,2)}, О.А. Ткаченко¹⁾, **В.А. Ткаченко^{1,2)}**, Д.Г.Бакшев²⁾, А.С. Ярошевич¹⁾, Е.Е.Родякина^{1,2)}, А.В. Латышев^{1,2)}, М. Otteneder³⁾, S.D. Ganichev³⁾

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

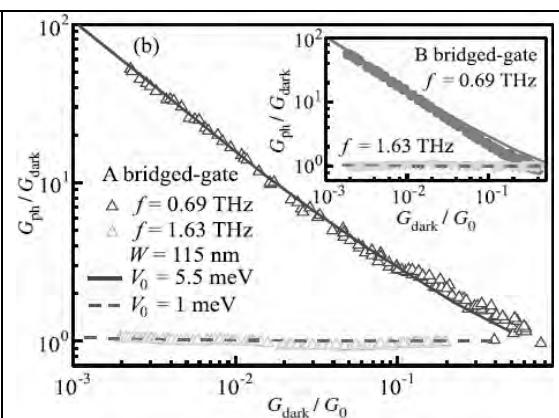
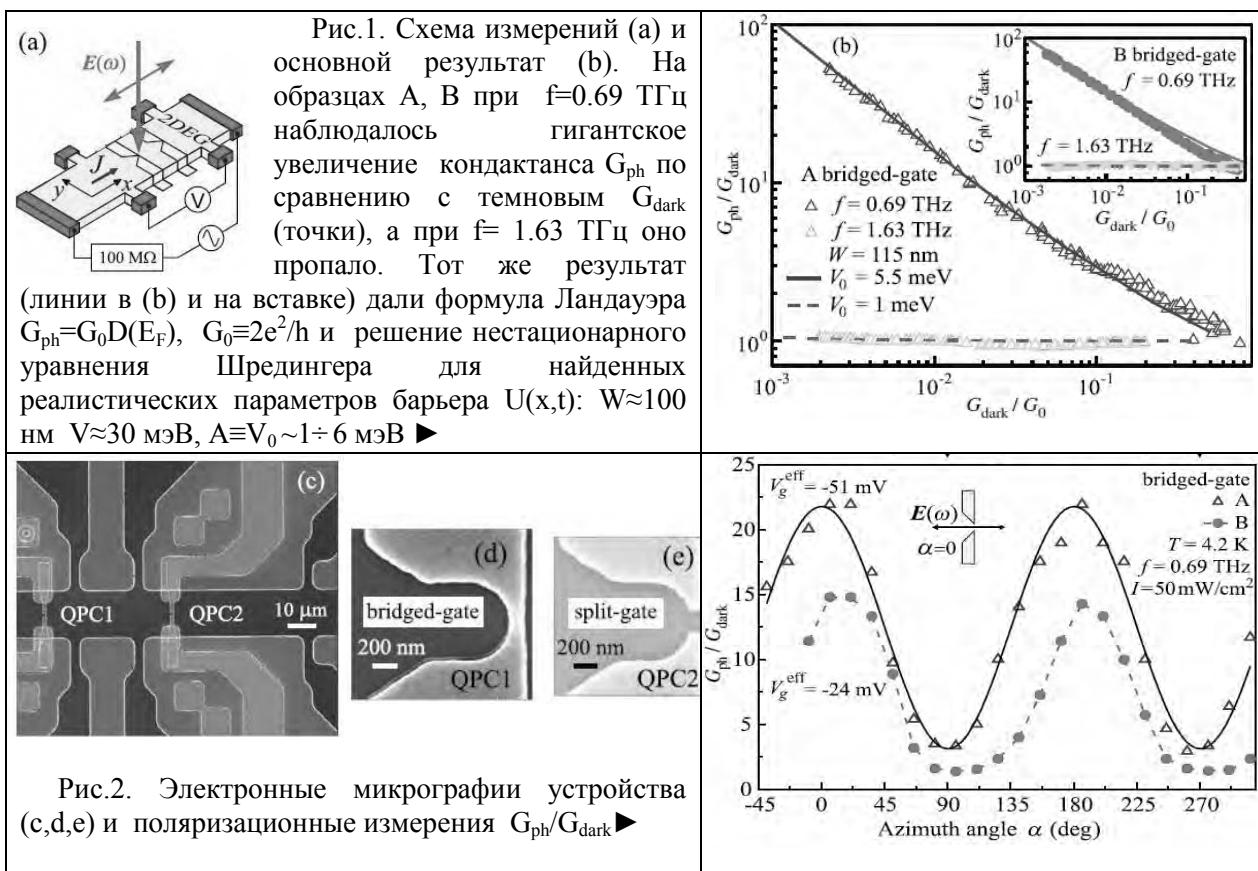
тел: +7 (383) 333-10-80, факс: +7 (383) 333-10-80, эл. почта: vtkach@isp.nsc.ru

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090,

³Terahertz Center, University of Regensburg, 93040 Regensburg

DOI 10.34077/RCSP2019-134

Изготовлены квантовые точечные контакты (QPC) в двумерном электронном газе гетероструктур GaAs/AlGaAs и выполнены измерения отклика туннельного кондактанса устройств на терагерцовое облучение [1] (рис.1,2). Поляризационные измерения (рис.2) показывают, что отклика зависит только от компоненты внешнего ВЧ поля $E(\omega)$, которая направлена вдоль тока в узком месте. Это позволяет свести объяснение к численному решению одномерной задачи о фотон-ассистированном прохождении через барьер $U(x,t) \approx [V + A\cos(\omega t)]/\text{ch}^2(x/W)$. Для такого барьера давно предсказаны два эффекта. Первый из них – гигантский рост коэффициента прохождения D частицы с начальной энергией $E < V$ при низких и умеренных частотах [2-4] (вплоть до 0.7 ТГц для туннельного контакта с $W \approx 100$ нм в двумерном электронном газе GaAs/AlGaAs структур [4]). Второй эффект – это выход при высоких частотах на значение $D_0(E)$, отвечающее статическому барьери [2,3]. В работе [1] впервые наблюдались оба эффекта, а результаты моделирования мультифотонного прохождения электрона через туннельный барьер в изготовленных структурах хорошо соответствуют измерениям на частотах f от 0.14 до 1.63 ТГц.



Литература

- [1] M. Otteneder, Z.D. Kvon, O.A. Tkachenko, V.A. Tkachenko, A.S. Jaroshevich, E.E. Rodyakina, A.V. Latyshev, S.D. Ganichev//Phys. Rev. Applied. 2018. V.10, P. 014015(1-9).
- [2] K.Yakubo, S.Feng, Q. Hu // Phys.Rev. B. 1996. V. 54. P. 7987–7995.
- [3] J.-Y.Ge, J. Z. H. Zhang//J. Chem. Phys. 1996. V. 105. P. 8628–8632.
- [4] O.A. Tkachenko, V.A. Tkachenko, D.G. Baksheyev, H. Nejoh. In: «Quantum coherence and decoherence». Eds. K. Fujikawa, Y.A. Ono. New York, Elsevier. 1996. P. 207–210.

Ступени коэффициента прохождения через одномерный барьер в высокочастотном поле

О.А. Ткаченко¹⁾, В.А. Ткаченко^{1,2)}, Д.Г.Бакшеев²

¹Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, Лаврентьева 13, тел.:+7 (383) 333-10-80, факс:+7 (383) 333-10-80, эл. почта: vtkach@isp.nsc.ru

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090

DOI 10.34077/RCSP2019-135

В работах [1,2] предсказаны ступени для усредненного по времени коэффициента прохождения $D(E)$ через одномерный барьер колеблющейся высоты $U(x,t)=[V+A\cos(\omega t)]/\chi h^2(x/W)$, где E – начальная энергия частицы, падающей на барьер, и амплитуда высокочастотного поля $A \sim |V-E| < V$. В связи с недавним экспериментом (ссылки в [1,2]) численно изучен случай $V=30$ мэВ, $W \approx 100$ нм, $m^* = 0.07m_e$, который моделирует туннельный точечный контакт в двумерном электронном газе структуры GaAs/AlGaAs. Расчеты для $\hbar\omega$ в диапазоне 0.1÷7 мэВ показывают ступени в $D(E)$ (горбы в производной $D'(E)$) (рис.1,2). На терагерцовых частотах, когда ω^{-1} меньше времени туннелирования $\tau = \pi W(m^*/2V)^{1/2}$, положение ступеней дается простой формулой $|E-V|=n\hbar\omega$ ($n=1,2,3$) и не зависит от A (рис.1) [1]. В данном случае $\hbar\tau \approx 1$ мэВ. При $\omega\tau \approx 1$ эти фотонные ступени размываются, но когда $\omega\tau \ll 1$ ($f < 10$ ГГц) появляются две ступени в $D(E)$ с положением $|E-V| \approx A$, которое не зависит от частоты f (рис.2) [2]. Эти эффекты, полученные решением нестационарного уравнения Шредингера, предлагаются обнаружить экспериментально в недавно изготовленныхnanoструктурах.

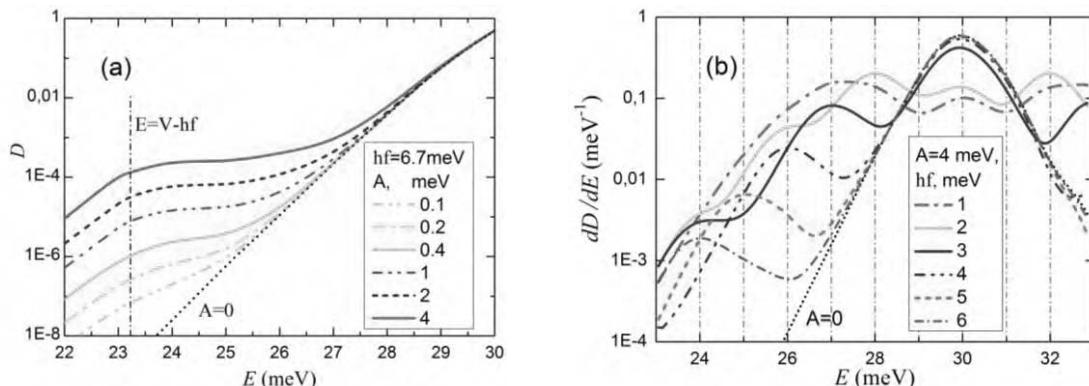


Рис.1. Ступени $D(E)$ при $f=1.63$ ТГц (а), пики $D'(E)$ при $A=4$ мэВ и разных hf (б).

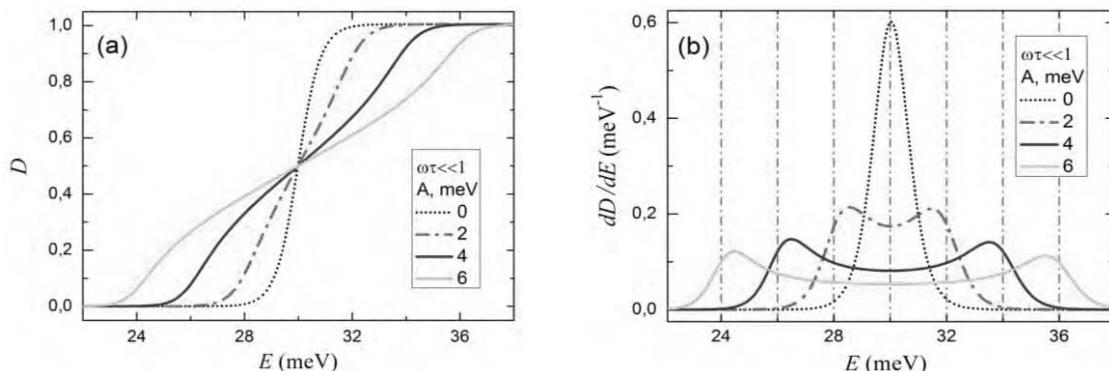


Рис.2. Ступени $D(E)$ в низкочастотном пределе (а) и пики $D'(E)$ при разных A (б).

Литература

- [1] О.А. Tkachenko, V.A. Tkachenko, D.G. Baksheev, Z.D.Kvon//JETP letters. 2018. V.108. P. 396-401.
- [2] О.А. Ткаченко, В.А. Ткаченко, Д.Г. Бакшеев//Сибирский физический журнал. 2018. Т. 13, № 4. С. 74–90.

Фотопроводимость в ультракристаллических гетероструктурах CdTe-SiO₂-Si

Н.Э. Алимов, К.А.Ботиров, С.М.Отажонов

Ферганский Государственный Университет, Узбекистан, г. Фергана, 150100 Мураббийлар, 19

тел. +998936431433, эл.почта: otajonov_s@mail.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-136

Изучено фотопроводимости и механизм протекания тока в ультракристаллических гетероструктурах р - CdTe - SiO₂ - Si с глубокими примесными уровнями. Поликристаллическая пленка выращивалась на поверхность структуры SiO - Si. Технология изготовления структур описана в [1].

В связи с этим было исследовано взаимодействие мощных ультракоротких импульсов света с пленкой CdTe в условиях однофотонного примесного поглощения.

Измерялось пикосекундное фотонапряжение (ПФН) плёнок, сопровождаемое с заметной ПФП. Регистрация ПФН проводилась в специальном осциллографе С7-19. Образцы возбуждались световым излучением второй гармоники пикосекундного лазера на основе Au - Nd²⁺ с длиной первой гармоники $\lambda = 1,079$ мкм; длительность одиночного импульса $\tau = 19$ пс. Обнаружена пикосекундная фотопроводимость (ПФП) в тонких пленках CdTe при $(6 \div 8) \cdot 10^2$ Вт/см² в течение 1-3 минут при комнатной температуре. Образцы представляли собой ПДП структуры высоколегированный поликристаллический теллурид кадмия р-типа проводимости ($p = 10^{17}$ см⁻³) – двуокись кремния – кремний, легированный бором. Толщина окисного слоя, определённая с помощью Оже – анализа, составляла $d=0,46$ мкм.

Результаты исследования фотопроводимости показывает, что осциллограмма фотосигнала после возбуждения плёнки импульсом света длительностью 17 пс, что, во-первых, возгорание максимального ФН (или ФП) происходит, в течение 250–300 пс, во-вторых, основная часть ПФН (или ПФП) спадает за время, менее 100 пс, которое было близко к разрешающей способности регистрирующего прибора. Обращает на себя внимание относительно медленное установление максимального ПФН и быстрое спадение его основной части, а затем, относительно долговременный, почти периодически затухающий процесс релаксации ПФН. Такие малые времена ($\tau = 10^{-10}$ с) релаксации ПФН свидетельствуют о наличии большой концентрации рекомбинационных центров в исследованных пленках CdTe. Если принять, что коэффициент рекомбинации γ равен $\sim 10^{-7}$ см³/с (что обычно для монокристаллов [3]), то из времени жизни $\tau = 10^{-10}$ с грубо оценим возможную концентрацию центров быстрой рекомбинации $N_{\text{рек}} = (\tau \gamma)^{-1} \leq 10^{17}$ см⁻³. Поскольку исследованная пленка состоит из мелких кристаллических зерен размерами $\sim 0,14$ мкм [4], то можно полагать, что примесными центрами, ответственными за обнаружение быстрой релаксации ПФП, являются глубокие уровни, имеющиеся на поверхности кристаллита. Тогда находим возможную поверхностную концентрацию центров рекомбинации $N_S = N^{2/3} \approx 3 \cdot 10^{11}$ см⁻².

Полученные результаты говорят о том, что за фоточувствительность в области примесного поглощения в основном ответственны дефекты кристаллической решетки, создающие глубокие уровни, расположенные ниже зоны проводимости.

Таким образом полупроводниковые пленки р – CdTe с глубокими примесными уровнями, полученных на окисленных поверхностях кремния можно использовать как быстродействующий фоточувствительный детектор для регистрации пикосекундных импульсов лазерного излучения в близкой ИК-области спектра.

Литература

- [1] Отажонов. С.М./Физическая инженерия поверхности. Украина. Т 2, №1-2, с. 28 – 31 (2010).
- [2] Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Гавриленко Л.В. // Физика и техника полупроводников. 2012. Т.46.вып.7. с. 940-946.
- [3] Баранский П.И., Ключков В.П., Потыкевич В.И.// Полупроводниковая электроника. Справочник. Киев, Наукова Думка 1975.

Влияние излучения видимого диапазона на проводимость тонких пленок одностенных углеродных нанотрубок

В.М. Ефимов, Е.Р. Закиров, Д.Г. Есаев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск,
630090, просп. Ак. Лаврентьев, 13

тел: +7 (913) 782-2695, эл. почта: efimov@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-137

Тонкие пленки одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ) являются перспективным чувствительным материалом, для построения нового поколения широкого класса как фотоприемных так и химических и биосенсоров [1,2]. Сенсоры на основе ОУНТ обладают неоспоримым преимуществом перед существующими, поскольку, в перспективе, могут обеспечить высокую чувствительность наряду с очень малым энергопотреблением, простотой технологии изготовления и работой при комнатной температуре. Сочетание этих качеств является основой для разработки портативных сенсорных устройств для *in-situ* химического и биологического анализа. Ранее было показано, что электропроводность пленок ОУНТ является очень чувствительной к адсорбции NH₃, CO, H₂ и O₂, при этом восстановление сенсора (десорбция анализа) может быть ускорено УФ-облучением [3,4].

В данной работе исследовалась проводимость тонких пленок разупорядоченных УНТ смешанного состава (металлического и полупроводникового типа проводимости). Одностенные углеродные нанотрубки были представлены фирмой OCSiAl (Новосибирск). Измерения проводились на круговых встречно-штыревых структурах - КВШС (вставка на рис.1), изготовленных на окисленных кремниевых подложках стандартными методами взрывной фотолитографии по металлическому слою (Cr+Au). Слой ОУНТ наносился капельным методом из раствора ОУНТ в N-метил-2-пирролидоне. Засветка КВШС, с нанесенным на него слоем ОУНТ производилась лазерным излучением с тремя различными длинами волн: 650, 532 и 405 нм и соответствующей мощностью 5, 45 и 10 мВт. Основной фотоэлектрический эффект наблюдался для фиолетового излучения с длиной волны 405 нм.

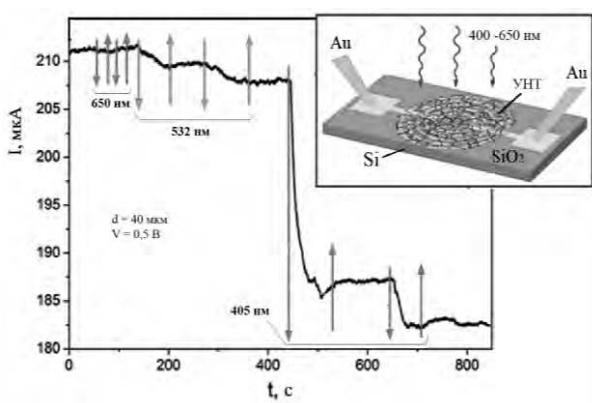


Рис.1 Изменение тока в КВШС структурах при засветке лазерным излучением: стрелка вверх- включение засветки, вниз – выключение.

Ранее было показано, что при облучении УФ светом происходит десорбция кислорода с поверхности нанотрубок.

Фотоэлектрические процессы, исследованные в работе, могут быть использованы для получения характеристик смешанных слоев, содержащих ОУНТ как металлического, так и полупроводникового типа проводимости. С практической точки зрения фотодесорбция, наблюдаемая при облучении пленок фиолетовым светом, может быть применена для ускоренного восстановления («очистки») газового наносенсора. Полученные результаты, также, могут быть использованы при разработке новых фотодетекторов и оптоэлектронных приборов.

Литература

- [1] X. He et al. // Adv. Optical Mater. 2015. V.3. P.989-1011.
- [2] R. Tang et al. // Sensors. 2017. V.17. P.882.
- [3] L. Yang et al. // Proc. of 8th Conference on Nanotechnology (Arlington, USA). 2008. P.284-287.
- [4] R.J. Chen et al. // Appl. Phys. Lett. 2001. V.79. P.2258-2260.

Матричная тепловизионная система, интегрированная в многоканальный автоматизированный биомедицинский комплекс

Б.Г. Вайнер^{1,2)}, А.Е. Настовьяк¹⁾

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр-т Ак. Лаврентьева, 13

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

тел: +7 (383) 330-7781, эл. почта: BGV@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-138

При разработке новых направлений в создании тепловизионных систем, ориентированных на применение в разнообразных научных исследованиях, следует предусматривать не только техническое совершенствование самих тепловизионных камер и детекторов ИК излучения, но также реализовывать возможность максимального использования современных аппаратных и программных средств автоматизации эксперимента. Интегрирование тепловизионного прибора в автоматизированный измерительный комплекс особенно значимо и актуально сегодня, поскольку при традиционном подходе даже самые совершенные матричные тепловизоры вплоть до настоящего времени привлекаются к экспериментальной работе преимущественно лишь в качестве инструмента, функционирующего независимо и изолированно от других средств измерений. Это зачастую ограничивает производительность исследований, снижает достоверность и информативность полученных результатов.

В настоящей работе представлены результаты, отражающие преимущества современного подхода в области инфракрасной динамической термографии. Тепловизионная камера применена здесь для биомедицинских исследований синхронно с другими диагностическими устройствами. Это позволило полноценно регистрировать и анализировать биофизические характеристики физиологических процессов в организме не в отрыве их друг от друга, а совместно, что увеличило достоверность извлекаемых биоданных.

Основным узлом, обеспечивающим автоматизацию эксперимента, является сервер, основные принципы работы которого нами изложены в [1]. Включенные в измерительный комплекс устройства объединены в единую локальную сеть с помощью Ethernet маршрутизатора. Одним из основных блоков, позволяющих конвертировать аналоговые сигналы, поступающие с биодатчиков, в цифровые, служит измерительная система MP100A-CE (Biopac Systems Inc., Santa Barbara, California, USA).

На рис. 1 показан пример синхронного применения устройств для измерения электрокардиограммы и пульсовой волны в лучевой артерии (область запястья) с интегрированным в эту систему матричным тепловизором ТКВр-ИФП (ИФП СО РАН, Новосибирск, Россия). С помощью тепловизионной камеры здесь измеряются не только динамические изменения температуры конечностей (на графике не показаны), но также профиль дыхания. Последний прецизионно определяется по температуре сорбционного индикатора тепловизионным методом SEIRT, описанным в [2]. Помимо упомянутых характеристик, в данной живой системе анализируются также другие, расширенный перечень которых приведен в [3].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Новосибирской области, грант № 18-44-540040.

Литература

- [1] А.Е. Настовьяк, Б.Г. Вайнер // Научный альманах. 2016. № 10-3. С. 391-397.
- [2] B.G. Vainer // Ann. Biomed. Eng. 2018. Vol. 46. P. 960-971.
- [3] B.G. Vainer // In: APEIE-2018, Proc. // Novosibirsk: NSTU, IEEE, 2018. V.1, Part 2. P. 334-338.

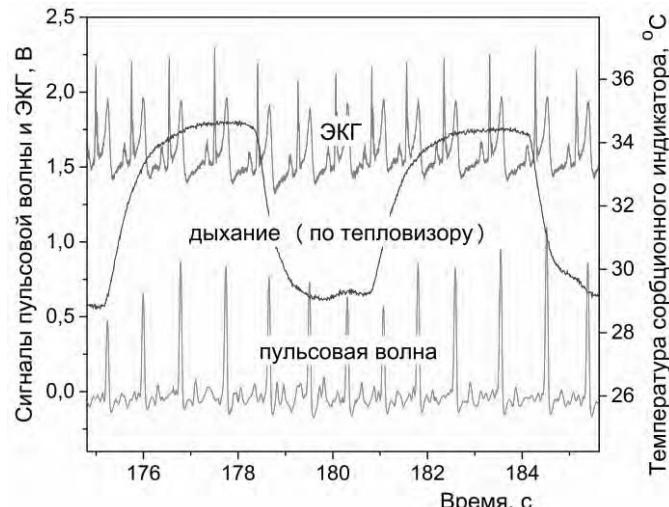


Рис. 1. Результат синхронного измерения нескольких биофизических характеристик организма человека с использованием тепловизионного информационного канала данных.

Эффективные методы контроля формы поверхности компонент флип-чип фотоприёмников

А.Р. Новоселов¹, П.А. Алдохин¹, А.Е. Маточкин², П.П. Добровольский¹, К.П. Шатунов¹

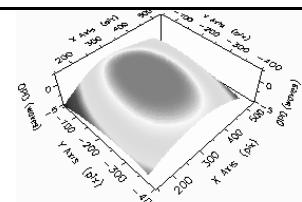
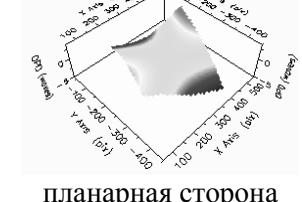
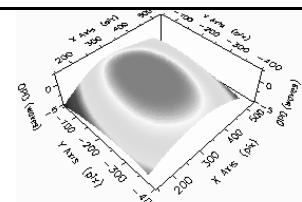
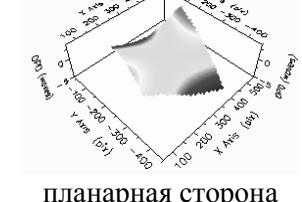
¹Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», г. Новосибирск, 630090, пр-кт Академика Лаврентьева, 2/1
тел. (383) 330-97-49, эл. почта: novoselov@isp.nsc.ru

²Институт автоматики и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск, 630090, пр-кт Академика
Коптюга, 1, эл. почта: matochkin@iae.nsk.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-139

Исследована возможность применения автоколлимационного и интерференционного методов для неразрушающего оперативного контроля формы поверхностей фотоприёмников, изготовленных гибридизацией («Flip-chip» технология), и их компонент. Методы позволяют контролировать формы поверхностей и стрелки прогиба. Этими методами были исследованы: формы поверхностей фрагментов кремниевых приборных пластин и матриц фоточувствительных элементов на подложках GaAs; формы поверхностей фотоприёмников на разных стадиях разрушения и в процессе термоциклирования.

При проведении исследований выяснено, что форма поверхности всегда отличается от плоской. Каждый чип даже на одной приборной пластине, после её разделения, имеет свою форму поверхности. В таблице, для примера, приведены результаты исследования автоколлимационным и интерференционным методами двух фрагментов кремниевой приборной пластины после её разделения.

Интерференционный метод		Автоколлимационный метод				
Среднее значение стрелки прогиба, мкм		Примечание		Среднее значение стрелки прогиба, мкм		
$H_{\text{зоп}}$	$H_{\text{верт}}$	$H_{\text{зоп}}$	$H_{\text{верт}}$	Примечание		
3,18	-1,47	 планарная сторона Пиковое значение по образцу 4,81 мкм	 планарная сторона Пиковое значение по образцу 4,90 мкм	-3,25	-0,5	Выпуклая с планарной стороны, размер 20x20 мм, тыльная сторона шлифована, одна, край пластины.
1,41	-2,43	 планарная сторона Пиковое значение по образцу 4,81 мкм	 планарная сторона Пиковое значение по образцу 4,90 мкм	0,66	-1,96	Вогнуто-выпуклая с планарной стороны, размер 20x20 мм, тыльная сторона шлифована, , центр пластины, образец имеет сложную форму

Проведённые исследования по применению известных методов измерения кривизны объектов показали их эффективность применения в технологии изготовления ФП. Применение этих методов исследования формы поверхностей компонент фотоприёмников улучшит долговечность работы фотоприёмников.

О мозаичных инфракрасных фотоприемниках сверхвысокой размерности на основе многослойных структур с квантовыми ямами

А.И. Козлов¹⁾, А.Р. Новоселов²⁾, М.А. Демьяненко¹⁾, В.Н. Овсянок¹⁾

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр-т Акад. Лаврентьева, 13

² Новосибирский филиал ИФП СО РАН "Конструкторско-технологический институт прикладной микроэлектроники" (КТИ ПМ), Новосибирск, 630090, пр-т Акад. Лаврентьева, 2/1

тел: +7 (383) 333-1957, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: kozlov@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-140

Одним из перспективных путей достижения сверхвысокой размерности инфракрасных фотоприемников (ИК ФП) является мозаичный принцип построения. Мозаичные фотоприемники (МФП) сверхвысокой размерности создают посредством установки стык в стык друг к другу фотоприемных субмодулей меньшего, приемлемого для изготовления формата [1-6]. Мозаичный принцип создания ИК ФП сверхвысокой размерности на основе многослойных структур с квантовыми ямами (МСКЯ): "слепая зона", области повреждения полупроводникового материала и многослойных микроструктур, зазор между кристаллами субмодулей показаны на рис. [4].

МФП сверхвысокой размерности обеспечивают предельную эффективность параллельного сбора видеинформации при стандартной частоте считывания фотосигналов субмодулей, и практическое неограниченное повышение чувствительности путем структурирования фоточувствительных



элементов (ФЧЭ) с большой суммарной площадью объединенной области фоточувствительности [1]. Формат МФП набирается на основе мозаичного принципа, а размеры структурированных ФЧЭ формируются исходя из требований чувствительности [1, 2]. МФП может обеспечивать формирование комбинированной, т.е. совмещающей широкополосную и узкополосную части, спектральной характеристики фоточувствительности за счет использования разных кристаллов субмодулей на основе ФЧЭ, работающих в разных спектральных диапазонах, например, КРТ-фотодиодов и МСКЯ-фотодетекторов, или например, ИК и терагерцовых микроболометров [1-4]. Представлена конгруэнтность возможностей мозаичной технологии для разных определяющих материалов [1, 3, 6].

В работе приведен достигнутый технологический уровень прецизионной микросборки кристаллов субмодулей в МФП, размер областей повреждения полупроводниковых материалов и микроструктур на краях кристаллов составляет для кремниевых мультиплексоров и матриц ФЧЭ на базе МСКЯ ≤ 5 мкм, зазор между смежными кристаллами не более 2 мкм [1, 3, 6]. Выполнен анализ размерности "слепых зон". Рассмотрены способы уменьшения "слепых зон". Развиты конструктивно-технологические принципы создания МФП сверхвысокой размерности с предельной эффективностью преобразования изображений [1].

Литература

- [1] Козлов А.И., Новоселов А.Р. и др. Оптический журнал. 2018. Т.85, №2. С.60-66.
- [2] Козлов А.И., Демьяненко М.А. и др. Автометрия. 2016. Т.52, №2. С.115-121.
- [3] Новоселов А.Р. Автометрия. 2016. Т.52, №1. С.116-121.
- [4] Козлов А.И., Демьяненко М.А. и др. Автометрия. 2015. Т.51, №2. С.110-118.
- [5] Козлов А.И., Новоселов А.Р. и др. Оптический журнал. 2014. Т.81, №3. С.35-43.
- [6] Пат. РФ № 2509391. Новоселов А.Р. Опубл. 10.03.2014. Бюл. №7.

Особенности межкадровой обработки последовательности изображений, формируемых сканирующим устройством на основе многорядного ФПУ

Г.И. Громилин¹⁾, В.П. Косых^{1,2)}, С.А. Попов¹⁾, Б.Н. Дражников³⁾, К.В. Козлов³⁾, В.А. Стрельцов³⁾

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак. Коптюга, 1,

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

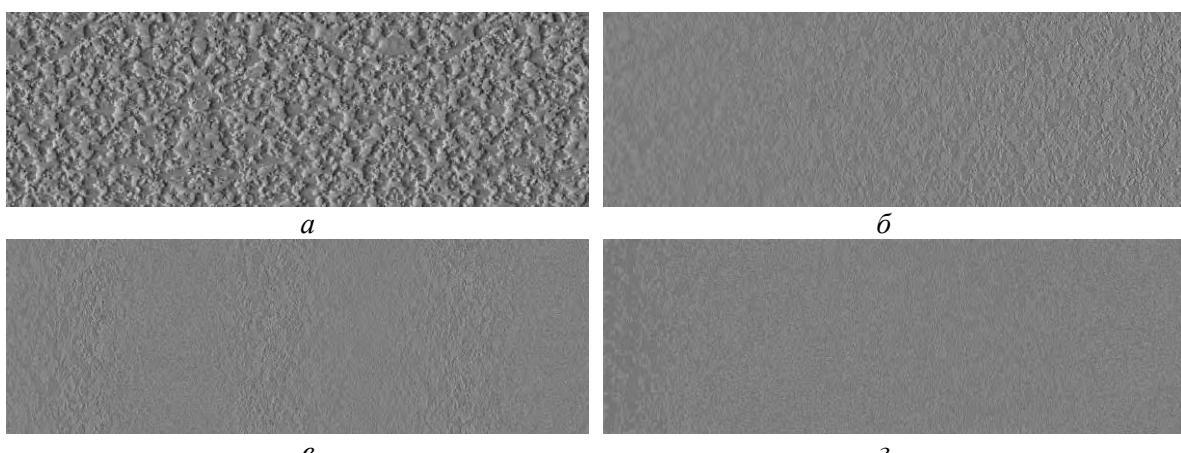
³ АО «НПО «Орион», Москва, 111538, ул. Косинская, 9

тел: +7 913 901-4726, , эл. почта: kosych@iae.nsk.su

DOI 10.34077/RCSP2019-141

Среди задач глобального мониторинга земной поверхности одной из актуальных является задача обнаружения слабоконтрастных малоразмерных динамических объектов в последовательности изображений, содержащих мощный пространственно-неоднородный фон. Межкадровая обработка (МКО) изображений [1] является одним из методов снижения порога обнаружения динамических объектов за счет эффективного подавления фона. Для формирования крупноформатных изображений сравнительно медленно изменяющихся сцен могут применяться сканирующие приборы на основе многорядных фотоприемных линеек [2], которые, обеспечивая повышенное разрешение, являются конкурентоспособной альтернативой «смотрящим» матричным фотоприемникам. Однако, как показано в [3], отклонение скорости сканирования от номинала приводит к ряду искажений, существенно влияющих на надежность обнаружения малоразмерных объектов.

В работе предлагается способ МКО, основанный на пофрагментной компенсации смещения фона с точностью до долей шага дискретизации, значительно снижающий влияние нестабильности скорости сканирования. На рисунке приведен результат подавления фона посредством вычисления межкадровой разности (скорость сканирования в соседних кадрах отличается на 0.1%) при различных способах компенсации смещения. СКО фона (в квантах АЦП) в исходной последовательности (*a*) равно 144 квантам при СКО шума 6.5 квант, в разности без компенсации смещения – от 9.2 до 101.6 кванта, в разности с целочисленной компенсацией (*в*) – от 9.6 до 18.1 кванта, в разности с дробным совмещением (*г*) – 9.8 кванта.



Межкадровая обработка: *а* – один из исходных кадров последовательности, *б* – разность двух последовательных кадров, *в* – разность с целочисленной компенсацией смещения фрагментов, *г* – разность с дробной компенсацией смещения фрагментов. Конtrаст *в* и *г* увеличен в 4 раза по сравнению с *а*

Литература

- [1] В.С. Киричук и др. Подавление квазистационарного фона в последовательности изображений посредством межкадровой обработки // Автометрия, 2014, т.50, № 2. С. 3 – 13
- [2] П. А. Кузнецов и др. Фотоприемные модули с режимом ВЗН для мониторинга земной поверхности в ИК-диапазоне // Успехи прикладной физики, 2014, т. 2, № 6, С. 635-638
- [3] Г.И. Громилин и др. Моделирование процесса сканирования изображений с использованием матричных фотоприемников // Труды XXIV Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения.. ГНЦ РФ АО "НПО "Орион", Москва, 2016, с. 200-205

Проектирование и изготовление гиперспектральной камеры для беспилотных летательных аппаратов

М.В. Агринский¹⁾, К.Б. Горбачев²⁾, В.В. Олейников³⁾, В.В. Старцев¹⁾

¹ Акционерное общество «Оптико-механическое конструкторское бюро «АСТРОН»,
Московская область, г. Лыткарино, 140080, ул. Парковая, 1

тел./факс: +7 (495) 941-6272, эл. почта: v@astrohn.ru

² ОКТБ «Омега», г. Великий Новгород, 173003, ул. Сави Устинова, 1

³ Технический центр «Инженер», Москва, 129343, пр-д Серебрякова, 6

DOI 10.34077/RCSP2019-142

Для осуществления гиперспектральной съемки разработан и изготовлен базовый опытный образец гиперспектральной камеры. Адаптированные для выполнения любых целевых задач в различных областях цифровой экономики гиперспектральные камеры (ГСК) в результате модернизации базового образца могут производить съемку с высоким спектральным разрешением в УФ, ВД и ИК диапазонах спектра. [1,2]

В процессе проектирования проведен технический анализ компонентов ГСК:

- назначению, области применения, основным решаемым задачам и техническим характеристикам камеры телевизионной (КТ) для гиперспектральной камеры;
- анализу основных технических характеристик фотоприемников для оптических систем технического зрения и выбору типа преобразователя свет-сигнал для (КТ);
- структурной схеме и принципу действия (КТ), взаимодействия с сопрягаемыми изделиями, конструкции прибора;
- расчетам, подтверждающим заложенные в (КТ) технические характеристики, расчетам полей зрения, углового и линейного разрешения, освещенности на матрице, ширины полосы съемки земной поверхности и т.д.;
- вариантам реализации системы стабилизации изображения и перспективам развития гиперспектральных систем;
- программному обеспечению (ПО) ГСК, включая обработку информации внутри ПЛИС логики камеры, выбору технологии видеозахвата и написание ПО;
- проектированию системы накопления данных;
- оптического блока, состоящего из объектива и спектрального блока.

В силу специфики работы объектива целесообразно, чтобы он имел вынесенный входной зрачок, что и обеспечено в полученной схеме. Вынос входного зрачка (апертурной диафрагмы) объектива в данном случае составляет 11,34 мм. Другой особенностью объектива является требование телецентрического хода лучей. Данное требование обеспечено выбором оптической схемы объектива, который представляет собой обратный телеобъектив. Параксиальные характеристики и конструктивные параметры рассчитанной системы следующие: $F'=50$ мм, $2w = 100$ °, $F/\# = 2,7$. Объектив обеспечивает контраст на уровне не ниже 0,2 на пространственных частотах до 300 лин/мм, что соответствует требованиям, определяемым выбранным приёмником излучения. Оптическая схема спектрального блока с плоской дифракционной решёткой, где роль коллиматорного и изображающего объектива выполняют одинаковые внеосевые зеркально-линзовые объективы типа Максутов-Ньютон.

Литература

- [1] Гонсалес Р. Вудс Р. Цифровая обработка изображений / Пер. с англ. под ред. Чочия П.А. – М.: Техносфера, 2005, 1072 с.
- [2] J.C. Brailean, R.P. Kleihorst, S. Efstratiadis, A.K. Katsaggelos, R.L. Lagendijk, Noise Reduction Filters for Dynamic Image Sequences: A Review // Proceedings of IEEE, vol. 83, no. 9, pp. 1272–1292.

Алгоритм стабилизации видеоизображения при наличии в поле зрения быстро двигающихся объектов

А.О. Лебедев

Новосибирский филиал Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН

«Конструкторско-технологический институт прикладной микроэлектроники»,

630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 2/1

тел: +7 (952) 948-9982, эл. почта: artem_leb@mail.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-143

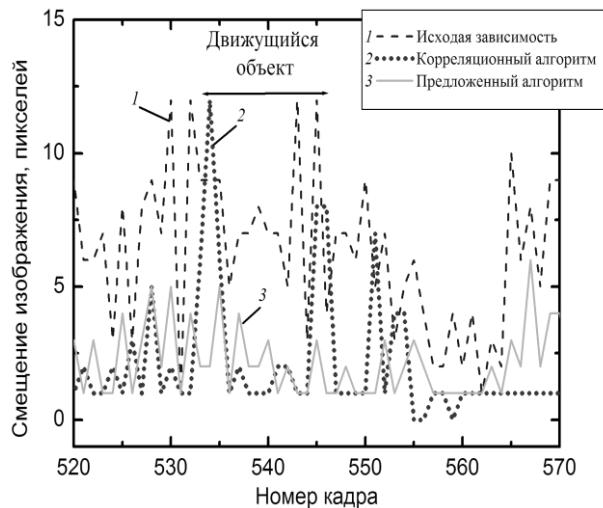
При использовании приборов видеонаблюдения, работающих в видимом и/или инфракрасном диапазоне, в нестационарных условиях возникает проблема нестабильности видеоизображения, обусловленная вибрацией платформы, например, связанной с ветровой нагрузкой. Особенно сильно этот эффект влияет на качество наблюдения и распознавания при применении длиннофокусных объективов, когда незначительные колебания камеры приводят к заметной нестабильности видеоизображения.

Описание алгоритма

В наиболее часто используемых алгоритмах стабилизации видеоизображения используется анализ корреляционной функции между опорным кадром и последующими N кадрами. Каждый последующий N-й кадр смещается на заданную величину $\Delta x + \Delta y$ относительно опорного кадра и рассчитывается корреляционная функция, например, вида:

$$A(\Delta x, \Delta y) = \sum_{i,j}^{W,H} (I_{i+\Delta x, j+\Delta y}^N - I_{i,j}^{base}), \quad \Delta x, \Delta y \in \mathbf{N}(-M, +M)$$

где $A(\Delta x, \Delta y)$ – корреляционная функция; $\Delta x, \Delta y$ – сдвиг N-го кадра относительно опорного кадра в пикселях по вертикали и горизонтали, соответственно; W, H – ширина и высота кадра в пикселях, соответственно; $I_{i,j}$ – величины сигналов пикселей с координатами i,j ; M – целая константа, соответствующая максимальному сдвигу, определяется параметрами фотоприемника и условиями наблюдения.



1 - Исходная зависимость
2 - Корреляционный алгоритм
3 - Предложенный алгоритм

Влияние эффекта Пельтье на границе ВСМ– Si(Mn), содержащей пористость, на процесс инжекции носителей заряда

В.В. Клечковская¹⁾, А.С. Орехов¹⁾, Т.С. Камилов²⁾, А.С. Рысбаев²⁾, К.К. Курбаналиев²⁾

¹ Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН,
119333, Москва, Ленинский просп., 59, Россия

² Ташкентский государственный технический университет, 100095, Ташкент, ул. Университетская
2, Узбекистан

тел: +7 (499) 135-3500, эл. почта: klechvv@ns.crys.ras.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-144

Исследование электрических и фотоэлектрических свойств кремния, легированного марганцем ($\text{Si} < \text{Mn} >$), проводилось в течение длительного времени [1]. В дальнейшем изучались физико-химические процессы, происходящие в приповерхностном слое и в объемной части кремния при диффузионном легировании марганцем из паровой фазы. Было показано, что при диффузии Mn в Si на поверхности кремния происходит образование высшего силицида марганца (ВСМ) Mn_4Si_7 .

Исследуемые диоды $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{-Si} < \text{Mn} >\text{-Mn}_4\text{Si}_7$ и $\text{Mn}_4\text{Si}_7\text{-Si} < \text{Mn} >\text{-M}$ изготавливали с помощью диффузионного легирования кремния марки КДБ-10 марганцем. Параметры исследуемой гетероструктуры при $T = 300$ К: слой ВСМ (Mn_4Si_7) имеет толщину 7 – 10 мкм, проводимость $\sigma \approx 20$ ($\text{Ом} \cdot \text{см}$)⁻¹, *p*-типа с концентрацией носителей $\sim 10^{19} - 10^{20}$ см⁻³; база структуры $\text{Si} < \text{Mn} >$ проводимостью *i*-типа с концентрацией носителей $10^{11} - 10^{12}$ см⁻³; площадь токовых контактов ВСМ и М – $2 \cdot 10^{-2}$ см⁻²; длина базовых областей – от 0,3 до 1 см. Контакт (М) создавался путем нанесения сплавов NiGa или AlGa. Электрические и фотоэлектрические характеристики структур снимались непосредственно в жидком азоте, а также в специальном криостате. В качестве источника света использовался арсенид галлиевый светодиод, интенсивность излучения которого регулировалась заданием прямого тока диода. Переходная область структуры и ее элементный состав на границе раздела ВСМ – $\text{Si} < \text{Mn} >$ исследовалась методами электронной дифракции и электронной микроскопии. При измерении Фото-ВАХ установлено, что при значениях фототока $I_{\phi} \sim 4 \cdot 10^{-4}$ А происходило пузырьковое кипение жидкого азота, а при токах выше $I_{\phi} \geq 10^{-3}$ А происходило пленочное кипение на приграничной области контакта, т.е. на границе раздела Mn_4Si_7 и $\text{Si} < \text{Mn} >$. Методом фокусированного ионного пучка галлия Ga^+ был приготовлен поперечный срез пленки ВСМ на подложке кремния. Методом сканирующей электронной микроскопии выявлено наличие пористого слоя вдоль границы раздела Mn_4Si_7 и $\text{Si} < \text{Mn} >$. Расстояние между порами в среднем составляло $t \sim 1-1,5$ мкм. Установлено, что контакты Si- Mn_4Si_7 имеют не сплошной характер, «тягивание» линий тока к контактным точкам может приводить к появлению в подобной области повышенного сопротивления и, соответственно, локального выделения высокой электрической мощности и нагрев Пельтье. На основе исследований гетероструктур при низких температурах установлено, что освещение собственным светом при фототоке $I_{ph} \geq 1$ ма, и нагрев вследствие эффекта Пельтье, приводят к существенному перегреву границы раздела, обусловленному фототермоэлектрическим эффектом. Фототермоэлектрический эффект на границе раздела Mn_4Si_7 с $\text{Si} < \text{Mn} >$ (нагрев Пельтье) и поры на границе раздела силицида с кремнием приводят к разделению фотогенерированных носителей заряда (электронов и дырок), вследствие чего на порядки усиливается фоточувствительность гетероструктур.

Литература

- [1] Т.С.Камилов, В.В.Клечковская и др. Электрические и фототермоэлектрические свойства гетерофазных структур на основе кремния и силицидов марганца. – Ташкент.: MERIYUS , 2014. 180 стр.

Увеличение длины распространения поверхностных плазмон-поляритонов методами мезоразмерной фотоники

В.Н. Кручинин¹⁾, С.В. Рыхлицкий¹⁾, М.В. Кручинина²⁾, Г.В. Шувалов²⁾, И.В. Минин²⁾, О.В. Минин²⁾

¹⁾Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²⁾Сибирский государственный ордена Трудового Красного Знамени институт метрологии,

Новосибирск, 630004, ул. Димитрова, 4

тел: +7 (383) 330-8946, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: kruch@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-145

Производительность современных вычислительных систем ограничивается, главным образом, скоростью обмена данными между ядрами. Один из путей увеличения быстродействия компьютеров заключается в переходе от электроники к фотонике, а точнее, к нанофотонике. Однако, уменьшение размеров фотонных компонентов в субмикронную область затруднено из-за необходимости преодоления дифракционного предела. Эту фундаментальную проблему можно решить переходом от объемных волн к поверхностным волнам, так называемым поверхностным плазмон-поляритонам (ППП), распространение которых основано на процессах взаимодействия электромагнитного излучения и электронов зоны проводимости вблизи металлических поверхностей. Это позволяет превзойти дифракционный предел классической оптики и работать в оптическом ближнем поле с субволновыми размерами, создавая нанометровые устройства (~ 10 нм), одновременно обладающих высоким быстродействием (~ 10 ТГц).

Основной проблемой, затрудняющей создание приборов, использующих ППП, является сильное поглощение последних металлической средой. В настоящее время создано несколько устройств, позволяющих управлять распространением ППП. Описаны призмы, 3D диэлектрические кубоиды и полусфера, которые могут работать в режиме «на отражение» [1, 2]. Кроме того, в работе [3] была описана структура, которая может быть использована в качестве волновода путем создания простой периодической матрицы 3D диэлектрических прямоугольных параллелепипедов, разделенных воздушным промежутком.

На основе упомянутых выше работ, разработан плазмонный волновод, состоящий из периодически расположенных на алюминиевой подложке 3D диэлектрических кубоидов на поверхности металлической пленки, возбуждаемых ППП [4]. Такой волновод способен почти вдвое увеличить расстояние распространения ППП волн на телекоммуникационной длине волны $\lambda_0=1550$ нм (здесь λ_0 – длина волны в свободном пространстве, $\lambda_0 > \lambda_{\text{spp}}$) по сравнению с подложкой без кубоидов. Структура представляла собой периодически размещенные 6 прямоугольных параллелепипедов с воздушным промежутком между ними. Изучены характеристики нового типа плазмонного волновода в условиях, когда высота кубоидов изменялась от $0,05\lambda_0$ до $0,16\lambda_0$ при различных расстояниях между кубоидами. Было показано, что наилучшие характеристики с точки зрения увеличения длины распространения ППП достигаются при высоте кубоидов $0,08\lambda_0$, и расстоянии между ними $2,5\lambda_0$. В этом случае расстояние распространения ППП может быть увеличено не менее, чем вдвое. Кроме того, показано, что в этом случае обеспечивается субволновая фокусировка вблизи теневой поверхности всех прямоугольных параллелепипедов. Фактически, каждый диэлектрический кубоид в данном случае представлял собой пассивный ретранслятор – усилитель ППП. Увеличение расстояния распространения ППП вдвое пассивными средствами открывает широкие перспективы использования оптоэлектронных процессоров: от суперкомпьютеров до компактных электронных устройств [5].

Литература

- [1] И.В. Минин, О.В. Минин // Вестник НГУ. Серия: Информационные технологии. 2014. Т.12. вып.4. С.59-70.
- [2] I.V. Minin, O.V. Minin, V. Pacheco-Pena, M. Beruete // Opt. Lett. 2015. V.40. P.2329-2332.
- [3] I.V. Minin, O.V. Minin, V. Pacheco-Pena, M. Beruete // Appl. Phys. Lett. 2015. P. 254102(6).
- [4] V. Pacheco-Pena, I.V. Minin, O.V. Minin, M. Beruete // Photonics. 2016. V.3. N.1. P.10-14.
- [5] I.V. Minin and O.V. Minin. Diffractive Optics and Nanophotonics: Resolution Below the Diffraction Limit. London: Springer, 2016. 457 p.

Спектральные характеристики фоточувствительных структур на основе пористого кремния и карбида кремния

Н.В. Латухина¹⁾, Д.А. Лизункова¹⁾, И.А. Шишкун¹⁾, В.В. Танеев¹⁾, В.Д. Паранин¹⁾

¹⁾ Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева, Самара, 443086, Московское шоссе, 34

тел.: +7 (903) 334-7198, эл. почта: natalat@yandex.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-146

Пористый кремний, получаемый методом анодной электрохимической обработки кремниевых пластин, обладает широким набором уникальных свойств и является перспективным материалом для создания фотоприемников нового поколения [1]. Благодаря развитой системе пор площадь поглощающей поверхности увеличивается, а спектральная чувствительность расширяется в коротковолновую область за счет увеличения ширины запрещенной зоны кремния в нано-размерных кремниевых образованиях, локализующихся на стенках пор или в оксидном слое вблизи стенок. Поэтому простейшей моделью электронной структуры пористого кремния может быть система неупорядоченных квантово-размерных образований различной структуры. В настоящей работе производилась исследование спектральных характеристик фоточувствительных структур на основе пористого кремния и карбида кремния и оценка применимости такой модели к пористому кремнию, созданному на разных типах подложек.

Для создания пористого слоя пластины кремния подвергались электрохимическому травлению в ячейке вертикального типа в водно-спиртовых растворах плавиковой кислоты. Использовались монокристаллические пластины кремния с ориентацией поверхности по кристаллографической плоскости (100) или (111), поверхность которых была шлифованной или текстурированной. Спектры отражения снимались на спектрофотометре Shimadzu UV-2450 с приставкой 206-14046. Диапазон измерения составил 0,3 - 1 мкм, шаг измерения и спектральная ширина щели монохроматора – 2 нм, скорость сканирования – средняя.

Исходя из анализа экспериментально полученных спектральных характеристик коэффициента отражения, была проведена оценка применимости разработанной модели для ПК того или иного типа. Для структуры с ориентацией (100) характерны поры в виде столбиков, т.е. более применимой является модель квантовых нитей, как и для карбида кремния, а для ориентации (111) кораллоподобные структуры (модель квантовых точек) или столбики, расположенные под углом 45 градусов (модель квантовых нитей). В модели диаметр квантовой нити варьировалась от 0,1 до 100 нм, квантовой точки от 4 до 100 нм. Ширина запрещенной зоны квантово-размерных рассчитывалась по формуле:

$$E_g = E_{g_0} + \Delta E_n + \Delta E_p,$$

где E_{g_0} – ширина запрещенной зоны объемного материала (кремния 1, 12 эВ, карбида кремния кубической модификации 2,33 эВ), ΔE_n и ΔE_p – квантово-размерные добавки для электронов и дырок, соответственно.

Расчеты показали, что увеличение фоточувствительности образцов с пористым кремнием и карбилем кремния в коротковолновой части спектра может объясняться наличием в их структуре массивов квантовых нитей и(или) квантовых точек с характерным размером от 1 нм до 100 нм.

Литература

- [1] Латухина Н.В. и др. // Известия СНЦ РАН, 2009, Т.11, №3, с.66 – 70

Фотоприемник ультрафиолетового излучения на основе Au-Ga₂O₃(Fe)-n-GaAs_{0.6}P_{0.4} наноструктур

Д. Мелебаев, И.Н.Туджанова, Т.Д.Пашыкова

Туркменский госуниверситет им. Махттымкулы, Ахшабад, 744000,
Сапармырат Туркменбashi шаелы, 31, e-mail: dmelebay@yandex.ru

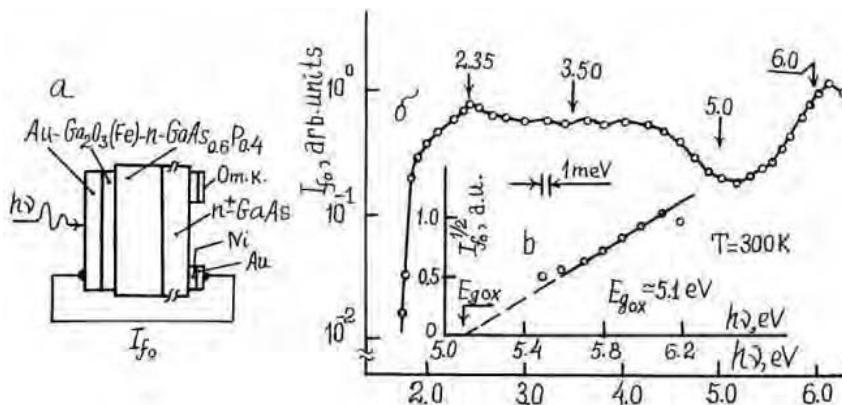
DOI 10.34077/RCSP2019-147

Широкозонное бинарное соединение оксид галлия Ga₂O₃ вызывает большой интерес в качестве нового материала для микро- и наноэлектроники и уже используется в ультрафиолетовой (УФ) нанофотоэлектронике [1,2].

Настоящая работа посвящена исследованиям фоточувствительности (ФЧ) Au-Ga₂O₃(Fe)-n-GaAs_{0.6}P_{0.4} наноструктур в области энергии фотонов $h\nu=1.5\text{-}6.1\text{ eV}$ с целью создания фотоприемников УФ излучения, а так же определения ширины запрещенной зоны оксида Ga₂O₃ (E_{gox}), легированного железом (Fe), и выяснению его влияния на спектр фототока барьера Шоттки. Для изготовления фотоприемников на основе n-GaAs_{0.6}P_{0.4} использовалась технология, аналогичная описанной в [2]. После химического травления смесью Br₂(4%)+C₂H₅OH(96%) с последующей промывкой в этаноле, поверхность n-GaAs_{0.6}P_{0.4} обрабатывалась этаноловым раствором бромида железа (FeBr₂ 6H₂O). Наноструктуры Au-Ga₂O₃(Fe)-n-GaAs_{0.6}P_{0.4} изготовлены методом химического осаждения. Присутствие атомов железа (Fe) в оксидном слое Ga₂O₃(Fe) было установлено с помощью растрового микроскопа и фотоэлектрическим методом.

Основные результаты проиллюстрированы на рис. а, б, в.

В УФ области спектра обнаружены новые закономерности. В интервале 3.2-4.2 eV имеется участок практически постоянной ФЧ ($S_I \approx 0.15\text{-}0.18\text{ A/Bt}$). На интервале 4.2-5.1 eV с увеличением $h\nu$ ФЧ уменьшается и при $h\nu=5.1\text{ eV}$ наблюдается минимум ФЧ. На интервале 5.1-6.1 eV опять происходит рост ФЧ с увеличением $h\nu$. При освещении $h\nu>5\text{ eV}$ в GaAs_{0.6}P_{0.4} МДП наноструктуре начинается процесс лавинного умножения носителей заряда и слой диэлектрика [Ga₂O₃(Fe)] участвует в создании дополнительного фототока.



Зависимость фототока I_f в интервале 5.1-6.1 eV оказалась экспоненциальной. Это позволяет по методике, описанной в [1], определить E_{gox} оксида Ga₂O₃(Fe), образованного на поверхности GaAs_{0.6}P_{0.4} (рис.в). Таким образом, образование на поверхности n-GaAs_{0.6}P_{0.4} нанооксидного слоя железа Ga₂O₃(Fe), создает в наноструктуре Au-Ga₂O₃(Fe)-n-GaAs_{0.6}P_{0.4} специфические свойства, имеющие важное научно-практическое значение (рис. б).

Литература

- [1] Д.Мелебаев. НАНОТЕХНИКА, инженерный журнал, №2(38), С.106-109 (2014).
- [2] Д.Мелебаев Тр. Совещания «Актуальные проблемы полупроводников фотоэлектроники «ФОТОНИКА-2015»» Новосибирск, С. 128 (2015).

Влияние приповерхностного изгиба зон на фотоэмиссионные характеристики p-GaN(Cs,O) фотокатодов

С.А.Рожков^{1,2)}, В.В.Бакин¹⁾, С.Н.Косолобов¹⁾, Г.Э.Шайблер^{1,2)}, А.С.Терехов¹⁾

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

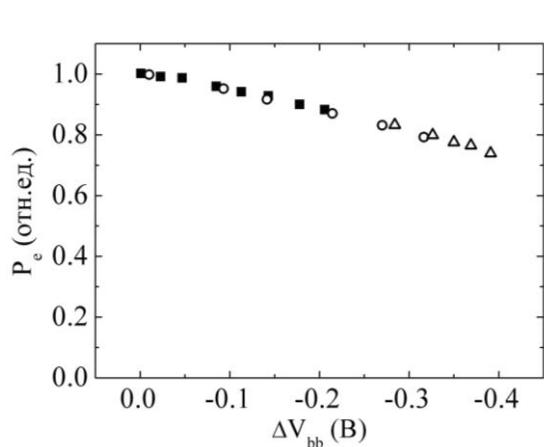
² Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, 630090, Пирогова, 2

тел.: +7 (383) 330-98-74, факс: +7 (383) 333-27-71, эл. почта: rozhkovs@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-148

Фотокатоды с эффективным отрицательным электронным средством (ОЭС) на основе AlN полупроводников, в частности GaN, являются одним из ключевых элементов ультрафиолетовых однофотонных фотоприемников с координатной чувствительностью. Наряду с этим, исследуется возможность использования GaN фотокатодов в качестве стабильных источников электронов. Несмотря на практическую значимость, до сих пор детально не изучен процесс выхода фотоэлектронов из p-GaN фотокатодов с ОЭС в вакуум, который напрямую определяет величину таких параметров фотокатодов, как квантовая эффективность (QE). Остается открытым вопрос о влиянии величины приповерхностного изгиба зон (V_{bb}) p-GaN фотокатодов с ОЭС на величину QE. Известно, что для формирования состояния ОЭС необходимо наличие приповерхностного изгиба зон [1]. На поверхностях p-GaN V_{bb} может достигать 3 В [2]. Такие высокие значения V_{bb} значительно облегчают активирование поверхности до состояния ОЭС, однако гипотетически могут приводить к уменьшению вероятности выхода фотоэлектронов в вакуум (P_e) из-за увеличения вероятности процессов неупругого рассеяния в приповерхностной потенциальной яме. Таким образом, неизвестно существует ли оптимальная величина V_{bb} на поверхности p-GaN, при которой фотокатоды обладают наиболее высокими фотоэмиссионными характеристиками. В данной работе исследована эволюция фотоэмиссионных свойств p-GaN(Cs,O) фотокатодов при фотоиндукционном уменьшении V_{bb} за счет эффекта поверхностной фотоЭДС [3].

Измерения проводились на планарных вакуумных фотодиодах, в которых полупрозрачный p-GaN(Cs,O) фотокатод с ОЭС и металлический плоский анод были установлены параллельно друг другу в металлокерамическом корпусе. Концентрация атомов Mg и свободных дырок в слое p-GaN, выращенного на сапфире с ориентацией (0001), была близка к $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ соответственно. На очищенную поверхность p-GaN в сверхвысоком вакууме наносился цезий и кислород до достижения максимальной величины QE. При этом величина ОЭС на поверхности составляла около 1.7 эВ. На поверхностях исследованных p-GaN(Cs,O) фотокатодов V_{bb} по нашим оценкам [4] был близок к 2.5 В.



В данной работе измерены значения QE и распределения по продольной энергии эмитированных фотоэлектронов ($n_e(\varepsilon_{ion})$) из p-GaN(Cs,O) фотокатодов при различных интенсивностях и длинах волн возбуждающего излучения в интервале температур 90 – 295 К. Фотоиндукционное изменение ΔV_{bb} определялось по изменению ширины распределений $n_e(\varepsilon_{ion})$ при освещении фотокатода светом различной интенсивности. Анализ эволюции QE и распределений $n_e(\varepsilon_{ion})$ при изменении V_{bb} показал, что при уменьшении V_{bb} уменьшаются как вероятность неупругого рассеяния фотоэлектронов в приповерхностной области p-GaN, так и P_e (см. рисунок). Следовательно, в исследованном диапазоне изгибов зон усиление неупругого рассеяния

не приводит к падению P_e и QE. Таким образом, полученные результаты показывают, что высокие значения приповерхностного изгиба зон, по всей видимости, не являются ограничением для достижения максимальных значений P_e и QE.

Литература

- [1] R.L. Bell. Negative electron affinity devices. Oxford: Clarendon Press, 1973. 148 p.
- [2] M. Eickeler et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. 1998. V.16. No.4. P.2224-2228.
- [3] D. Sato et al. // Jpn. J. Appl. Phys. 2016. V.55. No.5S. P.05FH05(4).
- [4] А.А. Пахневич и др. // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т.79, вып.10. С.592-596.

Влияние ступенчатого профиля состава на формирование инверсии в пленках материала кадмий-ртуть-теллур

В.А. Стучинский, А.В. Вишняков, Г.Ю. Сидоров

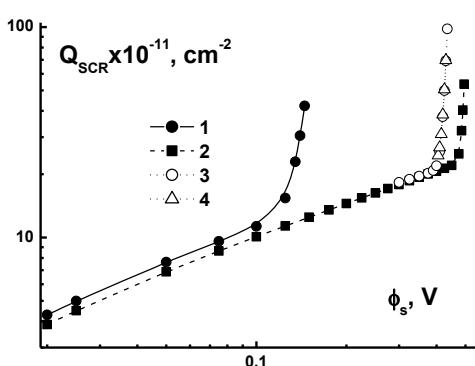
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

тел: +7 (383) 333-2276, факс +7 (383) 333-2276, эл. почта: stuchin@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-149

Варизонные слои $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (КРТ) используются для пассивации поверхности пленок этого материала в фотоприемниках с целью подавления поверхностной рекомбинации неравновесных носителей заряда. С другой стороны, при наличии в изолирующем диэлектрике заряда наличие широкозонного слоя на поверхности пленок КРТ влияет на условия формирования в системе инверсии, являющейся паразитным фактором с точки зрения работы фотодиодов матрицы. Исследование влияния профиля состава на формирование инверсии в пленках КРТ было посвящено значительное количество работ (см., например, работу [1] и цитированную в ней литературу). Однако в этих работах при расчете областей пространственного заряда (ОПЗ) в основном анализировался случай профилей состава с плавным спаданием стехиометрического коэффициента x в объем пленки. Такие распределения не позволяют получить ясного представления об обстоятельствах и зависимостях, определяющих влияние параметров варизонных слоев на величину поверхностного инверсионного потенциала полупроводника.

В настоящей работе нами был проанализирован допускающий гораздо более прозрачный анализ модельный случай распределения x в форме ступеньки состава. Рассматривались ситуации, когда инверсия формируется у поверхности либо на границе широкозонного слоя (КРТ-1) и узкозонного КРТ (КРТ-2) p -типа проводимости (случаи относительно узких и относительно широких широкозонных слоев, соответственно).



Заряд ОПЗ Q_{SCR} как функция поверхностного потенциала ϕ_s : кривые 1 и 2 – однородный КРТ состава $x=0.22$ и 0.45 , соответственно; кривые 3 и 4 – ступенька между указанными составами, расположенная на глубинах $2 \cdot 10^{-5}$ и $3 \cdot 10^{-5}$ мкм.

Рассмотрим для примера первый случай. При одинаковом уровне легирования различие величин электронного сродства и ширины запрещенной зоны КРТ-1 и КРТ-2 приводит к различию уровней Ферми в двух материалах и к разрыву краев зон для электронов и дырок на контактной границе (величиной Δ_n и Δ_p , соответственно). При контактировании в условиях кванзинейтрального объема (КО) выравнивание уровней Ферми между двумя материалами осуществляется в основном благодаря перетеканию части дырок из КРТ-1 в КРТ-2 с образованием на контактной границе двойного заряженного слоя. Величина поверхностного потенциала для формирования инверсии ϕ_{inv} определяется при увеличении величины поверхностного потенциала ϕ_s до появления в системе инверсии, и здесь возможны два случая: когда контакт между КРТ-1 и КРТ-2 на момент формирования инверсии находится в области обеднения и когда этот контакт находится в КО полупроводника. Во втором случае двойной заряженный слой исчезает с восстановлением разрыва края валентной зоны, в первом же случае такого восстановления не происходит (ввиду большого значения длины Дебая по сравнению с толщиной слоя КРТ-1). Нетрудно видеть

поэтому, что величина ϕ_{inv} должна отличаться от потенциала инверсии узкозонного полупроводника (когда вся система образована узкозонным материалом КРТ-2) на величину Δ_n и $\Delta_n + \Delta_p$ (первый и второй случай, соответственно). Аналогичным образом может быть проанализирован случай, когда инверсия в системе возникает на границе между материалами КРТ-1 и КРТ-2.

Выявленные закономерности были подтверждены численными расчетами, основанными на решении нелинейного уравнения Пуассона для рассматриваемой системы (см. рисунок). Также было изучено влияние параметров системы на формирование в ней инверсии. Полученные данные могут быть полезны при выборе оптимальных параметров варизонных слоев в фоточувствительных пленках КРТ-фотоприемников.

Литература

- [1] А.В. Предеин, В.В. Васильев // Прикладная физика. 2011. №35. С.41-47.

Об определении длины диффузии неосновных носителей заряда в материале абсорбера фотодиодных матричных фотоприемников методом сканирования пятна засветки при малых уровнях диодных фототоков

В.А. Стучинский, А.В. Вишняков

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

тел: +7 (383) 333-2276, факс +7 (383) 333-2276, эл. почта: stuchin@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-150

Ранее нами был предложен новый способ определения объемной длины диффузии фотогенерированных носителей заряда (ФНЗ) l_d в материале абсорбера фотодиодных матричных фотоприёмных устройств (ФПУ) на основе материала КРТ [1,2]. Метод основан на измерении пространственных распределений фотоответа $S(x)$ выбранного фотодиода матрицы, которым осуществляется сканирование узкого линейного (в форме полоски) пятна засветки фотоприемника в условиях пониженных уровней отбора ФНЗ из фоточувствительной пленки (ФП) устройства. Варьирование уровня фотодиодных токов j в ФПУ достигается изменением затворного напряжения входных транзисторов фотоэлектрических ячеек приемника. Из каждого измеренного профиля $S(x)$ по максимальному градиенту на полулогарифмическом графике фотоответа диода можно определить (зависящую от уровня j) эффективную длину диффузии ФНЗ $l_{d\ eff}$. Последовательность полученных значений $l_{d\ eff}$ при $j \rightarrow 0$ даёт искомое значение объемной длины диффузии ФНЗ l_d в материале абсорбера.

В настоящей работе исследуется следующее прежде неучтенное обстоятельство метода. Именно, измеряемый в указанных условиях малый макроскопический фототок диода возникает как разность значительного микроскопического потока ФНЗ, стекающих в n -область фотодиода, и потока

носителей, движущихся им навстречу. При малом отбираемом из фотоячеек фототоке последний поток составляет значительную долю первого тока; мы будем называть соответствующий фототок “отраженным” фототоком. В контексте анализа профилей $S(x)$ существенно то обстоятельство, что стекающий в n -область диода и “отраженный” фототоки имеют разную координатную зависимость. В то время как носители заряда, переносящие первый ток, имеют пространственное распределение, соответствующее решению диффузационной задачи для ФНЗ в ФП устройства, “отраженный” фототок эмитируется в пленку однородно по площади $p-n$ -перехода. В результате вдоль пленки по направлению от пятна засветки возникает дополнительный (прежде неучтенный) перенос ФНЗ, осуществляющийся с участием диодов матрицы. Указанный перенос должен приводить к завышенным значениям l_d , извлекаемых из данных экспериментов, проведенных при низких фототоках диодов.

С целью оценки вносимой эффектом погрешности

нами было проведено Монте-Карло моделирование процесса диффузии ФНЗ по пленке ФПУ при пониженных уровнях фототоков диодов. В работе мы приводим результаты такого моделирования (см. рисунок), показывающие, что погрешности в определении l_d , обусловленные вышеописанным эффектом “отраженного” тока, для ФПУ с актуальными параметрами являются не слишком большими. Именно, характерная погрешность в определении объемной длины диффузии ФНЗ в материале абсорбера, связанная с латеральным “переносом” ФНЗ при их “скользящем отражении” от диодов, для актуальных случаев составляет ~20-25%.

Литература

- [1] A.V. Vishnyakov *et al.* // Appl. Phys. Lett. 2014. V.104. P.092112.
- [2] A.V. Vishnyakov *et al.* // J. Appl. Phys. 2015. V.118. P.124508.

О различии значений пороговых характеристик многоэлементных фотодиодных ФПУ, определенных в экспериментах с однородной модулированной засветкой фотоприемника и в экспериментах с малым (“пиксельным”) пятном засветки

В.А. Стучинский, А.В. Вишняков, Г.Ю. Сидоров

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

тел: +7 (383) 333-2276, факс +7 (383) 333-2276, эл. почта: stuchin@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-151

В работе [1] сообщалось о различии величин минимального детектируемого (порогового) светового потока I_{top} , определенных с использованием двух методик измерения, а именно: в экспериментах с модулированной однородной засветкой фотоприемника и в экспериментах, использующих локальное пятно засветки с размерами, близкими к размеру его фоточувствительного элемента (ФЧЭ). Утверждалось, что найденная во втором случае величина I_{top} превышает таковую при однородной засветке, причем в случае линейчатых ФПУ (ЛФПУ) с временной задержкой накопления (ВЗН) указанное различие может достигать трех раз.

В настоящей работе была предпринята попытка количественного анализа эффекта для матричных ФПУ (МФПУ) в предположении, что этот эффект мог бы быть объяснен диффузией фотогенерированных носителей заряда (НЗ) из локально освещенного ФЧЭ ФПУ в соседние

фотоэлементы. Для этого методом Монте-Карло проводилось моделирование диффузии ФНЗ из центрированных на ФЧЭ размером 30×30 мкм круглого, квадратного и гауссова пятен засветки в соседние ФЧЭ при актуальных величинах параметров задачи (геометрические размеры матрицы МФПУ, длины диффузии ФНЗ и длины поглощения излучения в фоточувствительной пленке фотоприемника). Анализировалась зависимость от размера пятна Δ_{spot} количества частиц, стекших на фотодиод рассматриваемого ФЧЭ при его нормировке на число частиц, рожденных в пятне засветки либо на полное количество частиц, рожденных в слое абсорбера (см. рисунок).

Анализ результатов проведенных Монте-Карло расчетов позволил сделать следующие выводы:

1) При принятых значениях параметров задачи диффузия ФНЗ за пределы освещенного ФЧЭ может увеличить величину порогового детектируемого потока при освещении МФПУ пятном до 30-40% по сравнению со случаем равномерной засветки фотоприемника.

2) Нормированная на мощность излучения в пучке величина фотосигнала засвеченного ФЧЭ быстро спадает с увеличением размера пятна засветки в диапазоне 10-40 мкм; это связано с уменьшением доли света в центральном пикселе. При этом для гауссова пятна с размером 30 мкм найденный пороговый поток оказывается увеличенным примерно в 3 раза по сравнению со случаем равномерной засветки матрицы. Этот результат показывает, что

Доля частиц, стекших на диод центрального ФЧЭ, из числа частиц, рожденных в пределах центрального ФЧЭ (кривые 1 – 3) и из числа всех частиц, рожденных в слое абсорбера (кривые 1'-3'). Кривые 1 и 1', 2 и 2', и 3 и 3' соответствуют квадратному, круглому и гауссову пятнам засветки.

критически важным фактором для методики определения пороговых характеристик МФПУ с применением “пиксельной” засветки является точность покрытия пятном ФЧЭ матрицы; этот же фактор играет важную роль как определяющий различие величин пороговых потоков и для ВЗН-ЛФПУ.

3) В целом проведенное рассмотрение дает общий пример анализа (распространенный в работе также и на случай ВЗН-ЛФПУ), позволяющего для конкретных значений параметров задачи посредством моделирования методом Монте-Карло предсказать величины пороговых характеристик многоэлементных ФПУ, определенных с использованием локальной (“пиксельной”) засветкой фотоприемника и его однородной засветкой.

Литература

- [1] В.Н. Васильев и др., Успехи прикладной физики, 2015, Т. 3, № 5, С. 486-495.

Технологические подходы к созданию мозаичных фотоприемников сверхвысокой размерности с предельной эффективностью преобразования изображений

А.И. Козлов¹⁾, А.Р. Новоселов²⁾

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

² Новосибирский филиал ИФП СО РАН “Конструкторско-технологический институт прикладной микроэлектроники” (КТИПМ),
Новосибирск, 630090, пр-т Акад. Лаврентьева, 2/1
тел: +7 (383) 333-1957, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: kozlov@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-152

Потребность увеличения пространственного разрешения тепловизионных систем стимулирует создание фотоприемников сверхвысокой размерности для соответствующих спектральных диапазонов. Прямое увеличение количества фоточувствительных элементов (ФЧЭ) в фотоприемнике ведет к значительному увеличению площади кристаллов кремниевых мультиплексоров (КМ) и матрицы ФЧЭ. При увеличении площади кристаллов уменьшается выход годных изделий, что непосредственно определяет высокую стоимость приборов [1].

Мозаичная технология является одним из перспективных технических решений кардинального увеличения форматов приемников. Мозаичные фотоприемники (МФП) создают посредством технологии микросборки субмодулей приемлемого для изготовления формата. Основной проблемой МФП являются "слепые зоны" - области вдоль линийстыковки смежных субмодулей, в которых отсутствуют ФЧЭ [1].

Поисковые научные исследования, направленные на создание мозаичной технологии приемников сверхвысокой размерности для инфракрасного (ИК) и терагерцового (ТГц) диапазонов, обеспечили развитие технологических подходов к изготовлению МФП с предельной эффективностью преобразования изображений. Один из перспективных способов создания МФП заключается в том, что фотоприемные субмодули (2) устанавливают на заданные места пластины-

носителя (1) внутри опорной прямоугольной рамки (5.1), внутренние размеры которой соответствуют размерам МФП (рис.); фиксацию всех субмодулей осуществляют одновременно, подачей вакуума к отверстиям в пластине-носителе для самосовмещения и позиционирования кристаллов при затвердевании слоев удерживающего материала под субмодулями; формирование внутренних граней опорной прямоугольной рамки выполняют прецизионно, с обеспечением шероховатости не более 1 мкм [1].

Полученные результаты могут увеличить точность позиционирования субмодулей в составе МФП, повысить технологичность способа изготовления МФП, упростить технологию изготовления, уменьшить трудоемкость изготовления и снизить стоимость МФП.

Литература

- [1] Козлов А.И., Новоселов А.Р. и др. Оптический журнал. 2018. Т.85, №2. С.60-66.
- [2] Козлов А.И., Демьяненко М.А. и др. Автометрия. 2016. Т.52, №2. С.115-121.

Повышение технических характеристик импульсных терагерцовых спектрометров с помощью микроструктурных квазиоптических фильтров низких частот

А.А. Рыбак^{1,2)}, Н.А. Николаев¹⁾, С.А. Кузнецов^{2,3)}

¹ Институт автоматики и электротехники СО РАН, Новосибирск,
630090, пр. Академика Коптюга, 1

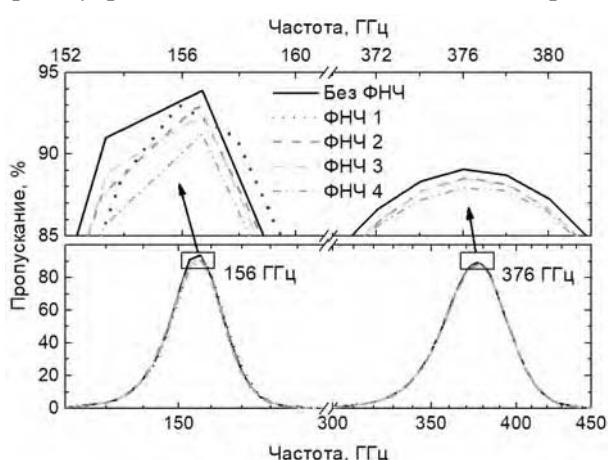
² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, Пирогова, 1

³ Новосибирский филиал Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН "КТИПМ",
Новосибирск, 630090, пр. Академика Лаврентьева, 2/1
тел: +7 (383) 330-84-53, эл. почта: rybak.alinka2011@yandex.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-153

Импульсная терагерцевая (ТГц) спектроскопия (в зарубежной литературе Time-Domain Spectroscopy, TDS) – один из быстроразвивающихся и перспективных методов исследования диэлектрических свойств материалов и структур, в том числе динамики и кинетики процессов релаксации фотовозбужденных носителей зарядов на субпикосекундном разрешении. Типичный сигнал спектрометра представляет собой однопериодное колебание электромагнитного поля – короткий импульс длительностью около 1 пс, несущий широкий спектр частот 0,1 – 3 ТГц. Принцип спектроскопии основан на регистрации отклика среды на данное импульсное воздействие, а её особенностью является непосредственное измерение временной формы напряженности электрического поля, которое несет информацию об амплитуде и фазе. Детектирование сигнала осуществляется аналогово-цифровым преобразованием, а дальнейшая обработка происходит в цифровом виде, включая преобразование Фурье временной формы сигнала. Таким образом, для данного вида спектроскопии справедлива теорема Котельникова, в частности, детектирование сигнала с полосой до 3 ТГц осуществляется с временным шагом не более 150 фс.

Отметим, что при ТГц измерениях существует ряд задач, в которых информативной является лишь низкочастотная область спектра исследуемого объекта (<0,5 ТГц). В данной работе нами предлагается подход, повышающий технические характеристики импульсных ТГц спектрометров при низкочастотных измерениях, который основан на применении фильтров низких частот (ФНЧ) для сужения полосы терагерцевого сигнала. Это позволяет увеличить шаг семплирования, а следовательно, значительно сократить общее время сканирования, или увеличить во столько же раз время усреднения сигнала в каждой точке при сохранении общего времени измерения.



Предложенный подход апробирован на импульсном ТГц спектрометре (ЦКП «Спектроскопия и оптика», ИАиЭ СО РАН [1]). В качестве эталонных образцов использовались полосовые пропускающие фильтры (ППФ) с центральными частотами пропускания 156 и 376 ГГц, спектры которых дополнительно исследовались на ЛОВ-спектрометре. В качестве ФНЧ были выбраны фильтры с частотами среза, ГГц: 250 (№1), 500 (№2), 1000 (№3), 1500 (№4). Все фильтры были изготовлены с использованием технологии многослойных частотно-избирательных поверхностей [2]. В соответствии с теоремой семплирования для измерений выбран следующий

шаг, фс: 125 (без ФНЧ), 1500 (ФНЧ 1); 750 (ФНЧ 2); 375 (ФНЧ 3); 250 (ФНЧ 4). Диапазон семплирования составил 120 пс. В результате показано, хорошее согласие полученных спектров (см. рис.). Достигнуто уменьшение времени сканирования до 12 раз при сохранении точности определения амплитуды ППФ 156 ГГц в пределах 4% и ППФ 376 ГГц в переделах 1%. Такая разница может быть объяснена более заметной дифракцией длинноволнового излучения в окрестности 156 ГГц.

Литература

- [1] Nikolaev N., Kuznetsov S., Beruete M. //Proc. 48th European Microwave Conf. (EuMC 2018), Madrid, Spain, Sep. 25–27, 2018, Article no. 18283252, P. 420–423.
[2] S. A. Kuznetsov et al. //Proc. 44th European Microwave Conf. (EuMC 2014), Rome, Italy, Oct. 6–9, 2014, Article no. 6986576, P. 881–884.

Извлечение ванадия из техногенных руд сернокислотного производства диоксида титана

А.С. Москаленко, С.Г. Ясев, А.В. Самвелов, К.С. Павлов

*Акционерное общество «Оптико-механическое конструкторское бюро «АСТРОН»,
Московская область, г. Лыткарино, 140080, ул. Парковая, 1
тел./факс: +7 (495) 941-6272, эл. почта: v@astrohn.ru*

DOI 10.34077/RCSP2019-154

В современном мире получили широкое распространение тепловизионные оптические приборы, приёмником излучения в которых является микроболометрическая матрица. Основной фоточувствительный элемент болометрического приёмника - тонкая пленка на основе оксида ванадия. Получение материалов для изготовления оксида ванадия сопряжено с определенными сложностями, так как ванадий относится к рассеянным элементам, он не имеет собственных месторождений. Именно это даёт предпосылки к тому, чтобы получать ванадий как сопутствующий элемент. Основной задачей современного производства является усовершенствование технологических процессов и схем, внедрение которых позволило бы уменьшить количество отходов и обеспечить их максимальную утилизацию.

При производстве диоксида титана используется сернокислотный метод переработки исходного сырья – ильменита. В ильмените кроме основного вещества – FeTiO_3 содержатся такие ценные элементы как: ванадий, цирконий, скандий, tantal, ниобий и другие, которые при выщелачивании ильменита серной кислотой переходят в раствор. После извлечения диоксида титана гидролизом, разбавленная серная кислота поступает в сернокислотные накопители. Учитывая специфику производства диоксида титана, наиболее простым и эффективным методом извлечения ванадия является адсорбция на ионообменниках (комплекситах).

В данной работе нами использовалась технология, основанная на сорбенте ТБФ ТВЭКС – ионообменной смолы, полученной из трибутилфосфата, в гранулированном виде. Это твердый экстрагент, продукт сусpenзионной сополимеризации стирола и дивинилбензола с использованием в качестве активной фазы экстрагента – трибутилфосфата. Данный сорбент помещался в сорбционные колонны, соединенные последовательно, через которые пропускался с заданной скоростью раствор, содержащий соединения ванадия (в основном, сульфат ванадия). После адсорбции в растворе определялась концентрация ванадия, методом спектрофотометрии. Извлечение адсорбированного ванадия проводилось промыванием адсорбционных колонок дистиллированной водой, и в полученном растворе методом спектрофотометрии определялась концентрация адсорбированного ванадия.

С применением технологии на основе сорбента ТБФ ТВЭКС получен раствор сульфата ванадия высокой концентрации, который успешно используется ОА «ОКБ «АСТРОН» для получения оксида ванадия и его соединений, которые в свою очередь используются предприятием для изготовления наноплёнок, необходимых при создании микроболометрических матриц, комплектующих тепловизоры различного назначения.

Литература

- [1] В.Н. Музгин и др. Аналитическая химия ванадия. М.: Наука, 1981. 216 с.
- [2] А.Ф. Борисенко. Ванадий. М.: Недра, 1973. 115 с.
- [3] Ю.А. Золотов Экстракция внутрикомплексных соединений. М.: Наука, 1968. 153 с.
- [4] И. Стары. Экстракция хелатов. М.: Мир, 1966. 173 с.
- [5] А.К. Бобко. Физико-химический анализ комплексных соединений в растворах. Киев.: Изд. АН УССР, 1985. с. 85.

Формирование атомарно-гладкой эмитирующей поверхности полупрозрачного p-GaAs(Cs,O) - фотокатода

В.В. Бакин¹⁾, С.А. Рожков^{1,2)}, Г.Э. Шайблер^{1,2)}, С.Н. Косолобов¹⁾, Н.С. Рудая¹⁾, А.С. Кожухов^{1,2)}, А.С. Терехов¹⁾

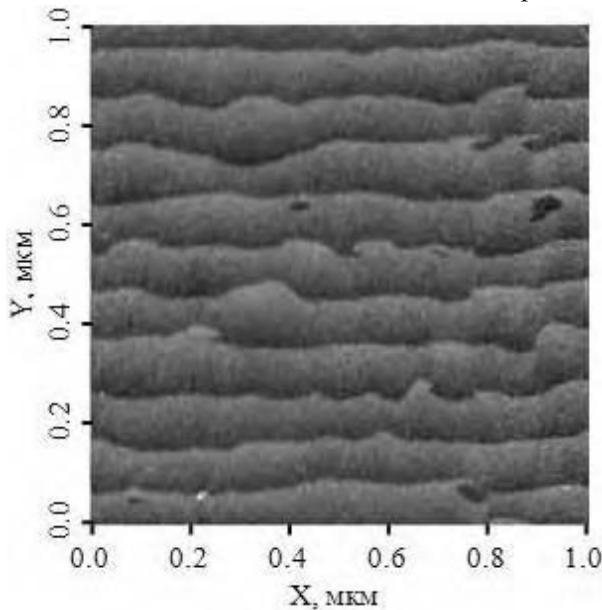
¹ ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. ак. Лаврентьева, 13

² НГУ, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, 2

тел: (383) 330-98-74 эл. почта: bakin@ngs.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-155

Полупрозрачные p-GaAs(Cs,O) - фотокатоды (ПФК) с эффективным отрицательным электронным сродством (ОЭС) широко используются в современных фотоприёмниках различного назначения и поэтому, поиск путей повышения их технических характеристик является актуальной научной задачей. В настоящее время принято считать, что основные характеристики p-GaAs(Cs,O) - фотокатодов, такие как вероятность выхода фотоэлектронов в вакуум и угловое распределение эмитированных фотоэлектронов, ограничены шероховатостью эмитирующей поверхности p-GaAs - слоя [1]. В данной работе впервые экспериментально показана возможность формирования атомарно – гладкой эмитирующей поверхности p-GaAs - слоя полупрозрачного фотокатода на подложке из «толстого» стекла без введения дислокационной сетки в полупроводниковую структуру. В экспериментах использовались многослойные гетероэпитаксиальные структуры (ГЭС), выращенные методом МОС - гидридной epitаксии. В качестве просветляющего покрытия ГЭС был использован SiO - слой. Сочленение ГЭС со стеклянной подложкой выполнено электродиффузационной сваркой. Выбранные материалы и режимы сварки исключали введение дислокаций в ГЭС. Для удаления GaAs-подложки и «стопорного» AlGaAs - слоя использовались селективные травители на основе NH₄OH : H₂O₂ и HCl, соответственно. Среднеквадратичная шероховатость поверхности активного p-



GaAs - слоя после использования селективных травителей, измеренная атомно – силовым микроскопом (АСМ), была близка к ~ 0.2 нм. Финишное «выглаживание» эмитирующей поверхности p-GaAs - слоя включало два этапа. На первом этапе мы использовали химико-механическое полирование (ХМП) p-GaAs-слоя в разбавленном щелочном растворе оригинального состава без использования абразивных материалов. После ХМП среднеквадратичная шероховатость поверхности p-GaAs - слоя не превышала ~ 0.1 нм. Дальнейшее «выглаживание» поверхности p-GaAs - слоя ПФК проводилось путём его прогрева в «равновесных» условиях. Для обеспечения этих условий поверхность p-GaAs - слоя ПФК «прикрывалась» p-GaAs - слоем идентичного состава и помещалась в «самодельную» печь, заполненную чистым водородом. Прогрев проводился в равновесных условиях, в которых

потоки мышьяка, галлия и цинка из p-GaAs - слоя ПФК и «прикрывающего» p-GaAs - слоя уравновешивали друг друга. Рельеф эмитирующей поверхности p-GaAs-слоя ПФК после второго этапа «выглаживания», измеренный методом АСМ, показан на рисунке. Из рисунка следует, что на поверхности p-GaAs - слоя сформировались регулярные террасы атомной высоты. Появление атомарно – гладких террас на поверхности p-GaAs - слоя указывает на то, что снижение удельной свободной энергии поверхности обусловлено снижением её удельной энталпии. Фотолюминесцентное изображение p-GaAs - слоя «показало» отсутствие следов дислокационной сетки в фотокатодной структуре. Мы полагаем, что дальнейшее совершенствование предложенной методики финишной обработки поверхности p-GaAs-слоя позволит создать ПФК с физически предельными характеристиками.

Литература

- [1] S. Karkare, I. Bazarov //Appl. Phys. Lett. 2011. V.98. No 3.P. 094104(3).

Электрофизические характеристики *nBn*-структур на основе HgCdTe, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии

А.В.Войцеховский^{1,2)}, С.Н.Несмелов¹⁾, С.М.Дзядух¹⁾, Д.И.Горн¹⁾, В.С.Варавин³⁾, С.А.Дворецкий^{1,3)}, Н.Н.Михайлов³⁾, М.В.Якушев³⁾, Г.Ю.Сидоров³⁾

¹ Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, 634050, пр. Ленина, 36

² Сибирский физико-технический институт ТГУ, Томск, 634050, пл. Новособорная, 1

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

тел: +7 (3822) 41-2772, факс: +7 (3822) 41-2772, эл. почта: yav43@mail.tsu.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-156

Гибридные детекторы на основе МЛЭ HgCdTe содержат *p*-переход, причем *p*-область формируется путем ионной имплантации акцепторной примеси. Для подавления темновых тепловых токов необходимо значительное охлаждение детекторов. Для решения этих проблем могут быть использованы детекторы с униполярной архитектурой (например, в *nBn*-конфигурации [1]). Такие структуры пока исследуются преимущественно теоретически [2, 3], попыток практической реализации *nBn*-структур при выращивании HgCdTe методом МЛЭ пока немного [4, 5]. В работе приведены первые результаты исследования электрофизических свойств *nBn*-структур на основе МЛЭ HgCdTe, предназначенных для детектирования в MWIR-диапазоне (3-5 мкм).

Исследованы характеристики нескольких типов структур, причем в качестве барьерного слоя использовался МЛЭ $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x=0.66-0.83$, тип 1) или сверхрешетка из 18 периодов $Hg_{0.20}Cd_{0.80}Te/HgTe$ (тип 2). Изучены зависимости адmittанса МДП-систем на основе *nBn*-структур с диэлектриком Al_2O_3 [6]. Вольтамперные характеристики (ВАХ) для *nBn*-структур типа 1 показаны на рисунке. Плотность темнового тока при обратном смещении для таких структур оказалась значительно меньше, чем плотность тока для структур, описанных в литературе [4]. Измерения ВАХ при различной площади образцов показали, что доминирует компонента тока поверхностной утечки. Для *nBn*-структур типа 2 реализуются меньшие значения высоты потенциального барьера для дырок. После оптимизации конструктивных и технологических параметров образцов можно ожидать улучшения характеристик *nBn*-структур на основе МЛЭ *n*-HgCdTe.

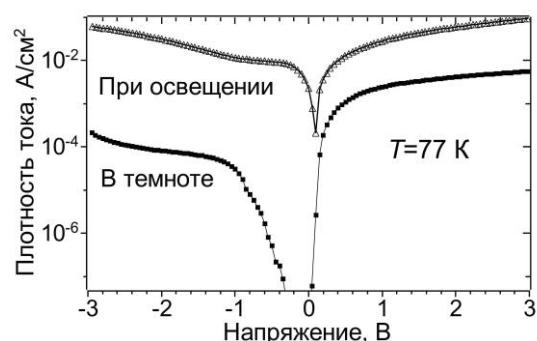


Рисунок. ВАХ *nBn*-структуре типа 1 на основе МЛЭ *n*-HgCdTe, измеренные при температуре 77 К в темновом режиме и в условиях освещения.

Литература

- [1] S.Maimon, G.W.Wicks // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89, No. 15. P. 151109.
- [2] N.D.Akhavan, et al. // IEEE Trans. Electron Dev. 2018. V. 65, No. 2. P. 591-598.
- [3] Z.H.Ye, et al. // Proc. SPIE. 2014. V. 9070. P. 90701L.
- [4] A.M.Itsuno, et al. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. P. 161102.
- [5] O.Gravrand, et al. // J. Electron. Mater. 2015. V. 44, No. 9. P. 3069.
- [6] А.В. Войцеховский и др. // Прикладная физика. 2018. № 4. С. 43-48.

Диагностика МДП-структур на основе МЛЭ HgCdTe при высокой плотности медленных поверхностных состояний

А.В.Войцеховский^{1,2)}, С.Н.Несмелов¹⁾, С.М.Дзядух¹⁾, В.С.Варавин³⁾, С.А.Дворецкий^{1,3)},
Н.Н.Михайлов³⁾, М.В.Якушев³⁾, Г.Ю.Сидоров³⁾

¹ Национальный исследовательский Томский государственный университет,
Томск, 634050, пр. Ленина, 36

² Сибирский физико-технический институт ТГУ, Томск, 634050, пл. Новособорная, 1

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

тел: +7 (3822) 41-2772, факс: +7 (3822) 41-2772, эл. почта: yav43@mail.tsu.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-157

Проблемой, возникающей при использовании для пассивации поверхности МЛЭ HgCdTe диэлектрика Al₂O₃, сформированного методом плазменного нанесения атомных слоев [1], (а также SiO₂/Si₃N₄) является высокая плотность медленных состояний в переходном слое между диэлектрическим покрытием и HgCdTe [2]. Гистерезисные явления значительно осложняют электрофизическую диагностику МДП-структур. В данной работе исследованы возможности методики измерения первой производной емкости при сложной форме развертки напряжения [3] для характеристизации МДП-структур на основе МЛЭ HgCdTe с приповерхностными варизонными слоями.

Показано, что использование при исследованиях МДП-структур на основе HgCdTe сложной формы развертки напряжения позволяет определить первую производную емкости по напряжению при различных смещениях с исключением влияния перезарядки медленных поверхностных состояний. При совместном использовании результатов традиционного C-V метода и предложенной методики можно построить вольт-фарадные характеристики без искажений, вносимых перезарядкой медленных состояний [4]. Форма полученных зависимостей не зависит от направления изменения напряжения, такие зависимости могут быть использованы для расчета спектров быстрых поверхностных состояний или зависимостей концентрации легирующей примеси от координаты (рисунок). Проведено сравнение экспериментальных результатов с данными численного моделирования.

Расчетная часть исследований проведена при финансовой поддержке РФФИ и Администрации Томской области в рамках научного проекта р_а № 18-43-700005.

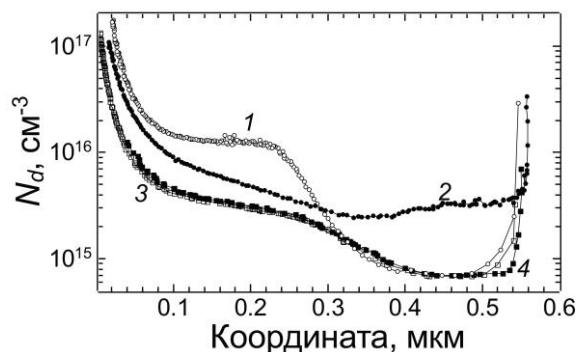


Рисунок. Координатные зависимости концентрации легирующих центров в МДП-структуре на основе МЛЭ *n*-Hg_{0.77}Cd_{0.23}Te, построенные при помощи традиционных измерений (кр. 1, 2) и предложенной методики (кр. 3, 4) при прямой (кр. 1, 3) и обратной (кр. 2, 4) развертке напряжения

Литература

- [1] P.Zhang, et al. // J. Electron. Mater. 2016. V. 45, No. 9. P. 4716-4720.
- [2] А.В.Войцеховский, С.Н.Несмелов, С.М.Дзядух // Изв. вузов. Физика. 2015. Т. 58, вып. 4. С. 97-106.
- [3] T.Nakagawa, H.Fujisada // Appl. Phys. Lett. 1977. V. 31, No. 5. P. 348-350.
- [4] A.V.Voitsekhovskii, et al. // Vacuum. 2018. V. 158. P. 136-140.

Исследование границы раздела ГЭС КРТ МЛЭ и Al_2O_3 , нанесенного методом АСО при различных параметрах роста

Д.В. Горшков, Г.Ю. Сидоров, Д.В. Марин, И.В. Сабинина

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

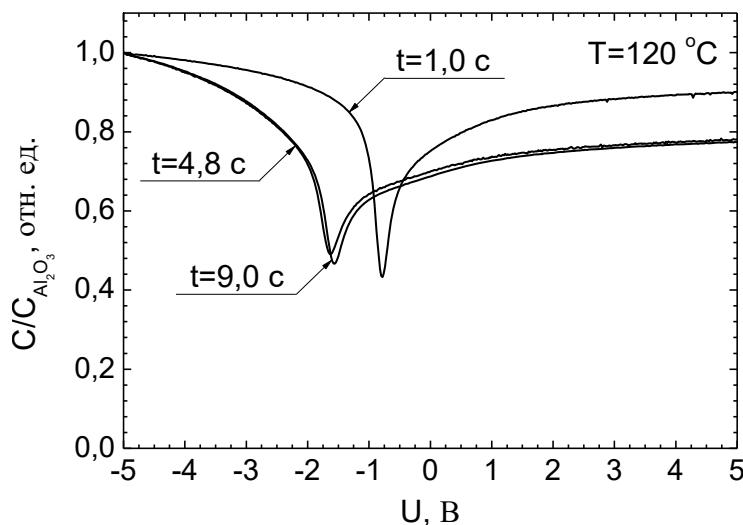
Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

тел: (383)330-89-60, факс: (383)333-27-71, эл. почта: GorshkovDV@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-158

В работах, исследовавших границу раздела ГЭС КРТ МЛЭ и Al_2O_3 , нанесенного методом плазменно-индукционного атомно-слоевого осаждения (ПАСО), отмечается, что данный диэлектрик обладает хорошими пассивирующими характеристиками. При этом в литературе нет работ исследовавших влияние параметров роста диэлектрика на плотность поверхностных состояний на границе раздела КРТ- Al_2O_3 . С одной стороны, при нагреве КРТ в вакууме выше 80°C с поверхности КРТ испаряется ртуть, приводя к изменению состава приповерхностного слоя и нарушению его структуры, при этом скорость данного процесса увеличивается с ростом температуры. С другой стороны, параметры Al_2O_3 , выращенного методом ПАСО, зависят от температуры. Стехиометрия и количество примесей в выращенной диэлектрической плёнке достигает оптимума при температурах 200-300°C [1], а толщина выращенного диэлектрика за один цикл (скорость роста) выходит на константу. Помимо температуры образца, при которой происходит рост Al_2O_3 , на скорость роста влияет время продувки (t) ростовой камеры после окисления прекурсора удаленной плазмой кислорода. При увеличении времени t , особенно при низких температурах, скорость роста стремится к скорости роста при 300°C. В данной работе впервые исследуется влияние температуры образца в процессе роста и времени t на электрофизические свойства границы раздела КРТ- Al_2O_3 .

Эксперименты проводились на образцах ГЭС КРТ МЛЭ с составом $x=0,22$, имеющих как после ростовой n-тип, так и вакансационный p-тип проводимости. В качестве прекурсора для роста Al_2O_3 использовался триметилалюминий (ТМА). Температуры роста диэлектрика составляли 80, 120 и 160°C. Время t менялось в диапазоне от 1.0 до 9.0 с. Измеренные вольт-фарадные характеристики для температуры 120 °C и различных временах t приведены на рисунке. Наблюдается рост встроенного заряда в диэлектрике с увеличением времени t , который, по всей видимости, связан с изменением стехиометрии и концентрации примесей в диэлектрике, так как зависимость величины встроенного заряда от времени t коррелирует с зависимостью скорости роста Al_2O_3 от времени t . Вероятнее всего, встроенный заряд обусловлен вакансиями кислорода в диэлектрике. Также можно допустить, что недостаток кислорода в плёнке Al_2O_3 приводит к изменению состава собственного окисла на поверхности КРТ, а значит оказывать влияние на границу раздела КРТ - собственный окисел.



Измеренные вольт-фарадные характеристики для температуры 120 °C и различных временах t приведены на рисунке. Наблюдается рост встроенного заряда в диэлектрике с увеличением времени t , который, по всей видимости, связан с изменением стехиометрии и концентрации примесей в диэлектрике, так как зависимость величины встроенного заряда от времени t коррелирует с зависимостью скорости роста Al_2O_3 от времени t . Вероятнее всего, встроенный заряд обусловлен вакансиями кислорода в диэлектрике. Также можно допустить, что

недостаток кислорода в плёнке Al_2O_3 приводит к изменению состава собственного окисла на поверхности КРТ, а значит оказывать влияние на границу раздела КРТ - собственный окисел.

Литература

- [1] J.L. van Hemmen and etc. Plasma and thermal ALD of Al_2O_3 in a commercial 200 mm ALD reactor // Journal of Electron Society 154 (7) G165-G169 2007

Фотоприемные устройства на основе наноразмерных гетероструктур InAs/GaSb

**Л.В. Данилов, Р.В. Левин, И.В. Федоров, Н.В. Павлов, В.Н. Неведомский, Б.В. Пушный,
М.П. Михайлова, И.А. Андреев, Г.Г. Зегря**

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

тел: +7 (812) 292-7367, факс: +7 (812) 292-7367, эл. почта: daneon84@mail.ioffe.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-159

Фотоприемные устройства (ФПУ) ближнего и среднего инфракрасного диапазона находят применение в самых различных областях науки и техники. Прежде всего, это - оптические телекоммуникационные системы (ВОЛС, АОЛС), системы дальномерии и целеуказания, комплексы экологического мониторинга и тепловизуализации. Разработка и создание таких устройств является одной приоритетных задач ИК оптоэлектроники.

В настоящее время много внимания уделяется созданию ФПУ на основе системы объемных материалов HgCdTe/CdTe. Сравнительно простой способ управления областью поглощения за счет изменения состава тройного раствора HgCdTe позволяет создавать широкополосные ФПУ для среднего и дальнего ИК диапазона на основе варизонных гетероструктур [1]. Однако, спектральная чувствительность таких устройств невелика из-за высокой вероятности безызлучательной Оже-рекомбинации и межзонного туннелирования. Эти факторы значительно сокращают время жизни фотовозбужденных носителей заряда, что особенно характерно для высоких рабочих температур ($T > 100\text{K}$).

Принципиально другим подходом к созданию ФПУ для ближнего, среднего и дальнего ИК-диапазона является разработка устройств с активной областью на основе напряженных наноразмерных гетероструктур II типа InAs/GaSb. Преимуществом подобных гетероструктур является значительное подавление процессов безызлучательной Оже-рекомбинации и межзонного туннелирования за счет разделения областей пространственной локализации электронов и дырок [2]. В настоящей работе сообщается о разработке ФПУ на основе сверхрешеток InAs/GaSb, а также гетероструктур с единичной квантовой ямой n-GaSb/InAs/p-GaSb. В рамках технологии газофазной эпитаксии из металлогорганических соединений (МОСГФЭ) были синтезированы чередующиеся слои InAs и GaSb с толщинами от 1 до 3 нм, при этом толщина переходных слоев при скорости роста 1.5 нм/мин не превышала 0.5 нм. При исследовании фото и электролюминесценции полученных образцов наблюдались интенсивные спектры излучения в диапазоне длин волн 2200–4600 нм, что хорошо согласуется с теоретическим расчетом энергетического спектра рассматриваемых гетероструктур. При исследовании photoэлектрических свойств диодной гетероструктуры с единичной квантовой ямой n-GaSb/InAs/p-GaSb наблюдался эффект увеличения дифференциальной фотопроводимости при малых обратных смещениях (менее 200 мВ) по сравнению с объемной p-i-n структурой на основе GaSb [3,4]. Данный эффект наблюдался при фотовозбуждении монохроматическим излучением с длиной волны 1.55 мкм. Значение ватт-амперной чувствительности при этом достигало величины $4.2 \cdot 10^2 \text{ A/Vt}$. Принимая во внимание, что высокий уровень спектральной чувствительности достигается при малых внешних смещениях, обнаруженный эффект можно рассматривать как основу для создания компактных фотоприемников для высокоскоростных коммуникационных систем с низким энергопотреблением.

Литература

- [1] Piotrowski et al., *Infrared Physics & Technology* 49, 173, (2007).
- [2] G.G. Zegrya et al., *Appl. Phys. Lett.* 67, 2681, (1995).
- [3] L.V. Danilov et al., *Semiconductors*, v.51 (9), pp. 1148-1152, (2017).
- [4] M.P. Mikhailova et al., *Semiconductors*, v.52 (8), pp. 1037-1042, (2018).

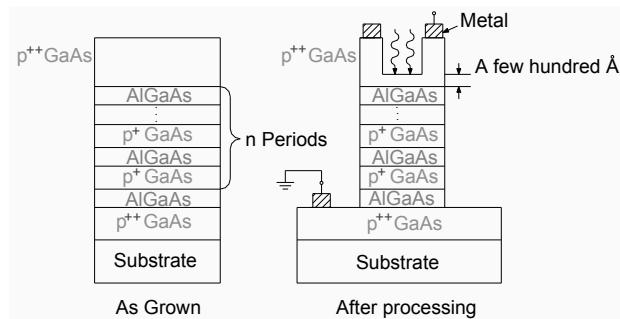
Оптимизация параметров фотоприемников дальнего ИК диапазона на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с внутренней фотоэмиссией

Д.Г. Есаев

Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск
тел: +7 (383) 330-90-29, эл. почта: esaev@isp.nsc.ru

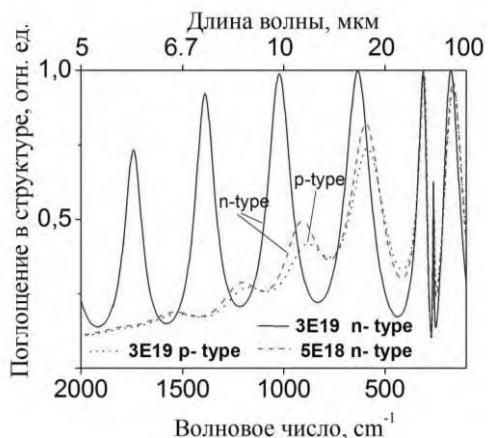
DOI 10.34077/RCSP2019-160

В работе представлены результаты разработки, исследования и оптимизации параметров фотоприемников дальнего ИК диапазона на основе структур с внутренней фотоэмиссией представленных на рисунке 1.



широком диапазоне, граница спектральной чувствительности может варьироваться от 5 до 200 мкм, путем варьирования состава алюминия в барьерных слоях AlGaAs.

- высокой квантовой эффективности;
- регистрации излучения при прямой засветке без необходимости изготовления дифракционных элементов ввода излучения;
- возможность оптимизации фотоэлектрических параметров с использованием с интерференционных эффектов внутри структуры; [1].



выращиванием фоточувствительных слоев, перед выращиванием фоточувствительных слоев, буферных зон (spacer) определенной конфигурации приводит к увеличению чувствительности фотоприемников. Результаты расчета приведены на следующем рисунке [2].

На рисунке показано влияние буферных слоев различного типа проводимости, n и p типа с разной концентрацией уровня легирования, на поглощение излучения в фоточувствительной структуре.

Полученные результаты показывают возможность увеличения эффективности работы фотоприемников различной модификации и с разной спектральной чувствительностью путем использованием дополнительных буферных слоев.

Легированные бериллием слои GaAs служат эмиттерами носителей заряда. Фотовозбужденные в эмиттере носители переносятся через барьер на границе с нелегированными барьерными слоями AlGaAs.

Преимущество данного типа приемников в сравнении с приемниками на основе структур с квантовыми ямами аналогичной архитектуры состоит в:

- возможности регистрации ИК излучения в

В данной работе рассматриваются структуры с р-типов проводимости в эмиттирующих слоях GaAs легированная бериллием. Барьерные слои AlGaAs не легированы.

Одним из путей повышения эффективности данного типа фотоприемников состоит в создании дополнительных условий для максимального поглощения принимаемого излучения.

При этом возможны несколько вариантов: введение дополнительных буферных слоев необходимой конфигурации, использование легированной подложки и другое.

В работе рассматривается первый вариант. Расчетным путем показано, что введение в подложку, перед

Литература

- [1] S. G. Matsik, M. B. M. Rinzan, D. G. Esaev, and A. G. U. Perera, 20 μm cutoff heterojunction interfacial work function internal photoemission detectors, 2004, Appl. Phys. Lett., v.84, N 18.
- [2] D. G. Esaev, S. G. Matsik, M. B. M. Rinzan, and A. G. U. Perera, Resonant cavity enhancement in heterojunction GaAs/AlGaAs terahertz detectors, 2003, J. Appl. Physics., v. 93, N 4.

Фотоприемники лазерного излучения с $\lambda=1.06$ мкм

А.Е. Маричев¹⁾, В.С. Эполетов¹⁾, Р.В. Левин¹⁾, М.З. Шварц¹⁾, Б.В. Пушный¹⁾

¹⁾ Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург,
194021, Политехническая, 26

DOI 10.34077/RCSP2019-161

Появление лазеров (оптических квантовых генераторов) способствовало становлению интенсивному развитию новых научных направлений и областей. Одним из таких направлений становится беспроводная передача энергии по оптическому каналу (в атмосфере и по оптоволокну).

Была предложена энергетическая схема преобразователя мощного лазерного излучения похожая на схему полупроводникового лазера на основе двойной гетероструктуры (ДГС), где материал активной области должен иметь ширину запрещенной зоны близкой к краю поглощения квантов излучения ($E_g = 1.17$ эВ, 300 К) и прямую структуру зон. Активная зона располагается между слоями с электронной и дырочной проводимостью, аналог лазера, но лазерное излучение характеризуется монохроматичностью и высокой плотностью мощности излучения.

Эксперименты по выращиванию были выполнены на установке AIXTRON AIX-200 методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложках InP n-типа проводимости, ориентированных в плоскости (100) разориентированные на 4° в направлении (111), при температуре роста $T_p=600^\circ\text{C}$ и давлении $P=100$ мбар. Поток несущего газа (H_2) составлял – $F_c = 5$ л/мин. В качестве источников III группы использовались: trimетилиндиий [TMIn] и триэтилгаллий [TEGa], в качестве источников элементов V группы: арсин [AsH_3] и фосфин [PH_3]. В качестве донорной легирующей примеси использовался: силан [SiH_4] или диэтилтелур [DETe], в качестве источника акцепторной примеси использовался диэтилцинк [DEZn].

На первом этапе проведенных исследований были изготовлены классические фотоэлектрические преобразователи[ФЭП] с p-n переходом и с шириной запрещенной зоны активной области материала $E_g = 1.17$ эВ. Была разработана технология изготовления твердых растворов InGaAsP на подложках InP, которые находятся на границе области спинодального распада .Внешний квантовый выход фотоэлектрического преобразователя достигал 40% без просветляющего покрытия, спектральный фотоответ достигал 0.45 А/Вт.

На следующем этапе были изготовлены фэп на основе p-i-n структур. На подложке InP n - типа проводимости был выращен буферный (барьерный) слой n-InP легированный DETe с концентрацией n - $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и толщиной 1 мкм, на нем был выращен слой n-InGaAsP толщиной 100 нм и концентрацией n- $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ использующийся для понижения барьера. Затем был выращен нелегированный слой InGaAsP толщиной 0.57 мкм и $E_g=1.17$ эВ использующийся в качестве фотопоглощающего слоя, по верх которого были выращены слои: p-InGaAsP с толщиной до 100 нм и концентрацией p- $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и p-InP с толщиной равной 1 мкм и концентрацией и p- $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В качестве подконтактного слоя использовался тройной твердый раствор p-InGaAs толщиной 200 нм и концентрацией p – $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Данные приборные структуры проходят процесс литографии для изготовления рисунка и монтажа.

Литература

- [1] О.Н. Крохин. Передача электрической энергии посредством лазерного излучения, УФН, 176, 441-444.
- [2] A.E. Marichev, R.V. Levin, G.S. Gagis and A.B. Gordeeva, Journal of Physics: Conference Series 741 (2016) 012039.

Линейчатые фотоприемники формата 288×4 на основе ГЭС КРТ МЛЭ на подложках из кремния для диапазона 8-12.5 мкм

Г.Ю. Сидоров, И.В. Сабинина, Д.В. Марин, М.В. Якушев, Ю.Г. Сидоров, А.О. Суслаков, С.А. Дворецкий, В.В. Васильев, А.В. Зверев, Ю.С. Макаров, А.В. Предеин, А.В. Вишняков, Д.В. Горшков, В.Г. Ремесник

*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13
тел: (383)330-89-60, факс: (383)333-27-71, эл. почта: george@isp.nsc.ru*

DOI 10.34077/RCSP2019-162

Проведен анализ возможности изготовления линейных фотоприемных модулей (ФПМ) длинноволнового инфракрасного (ДВИК) диапазона 8-12,5 мкм большого формата на основе соединения ГЭС КРТ МЛЭ, выращенного на подложках из кремния. Проведен анализ текущего состояния исследований в части крупноформатных ИК приемников, а также вопросов изготовления ДВИК ФПМ в мире и в России. Обоснована необходимость применения в составе фотоприемных устройств (ФПУ) на основе таких ФПМ микрокриогенных систем высокой производительности для охлаждения ниже температуры кипения азота.

Рассмотрены основные физические и технологические ограничения, возникающие при создании ДВИК фоточувствительных модулей большого формата. Показано, что неоднородность состава по площади выпускаемых в ИФП СО РАН ГЭС КРТ МЛЭ позволяет изготавливать ФПМ длиной не менее 32 мм. Обсуждается вопрос современной технологии изготовления кремниевых схем считывания (КСС) и показано, что возможно изготовление чипов размером до 16 см, однако с существенным снижением процента выхода годных. Оптимальный максимальный размер КСС составляет от 22 до 32 мм, в зависимости от технологии.

Обсуждаются вопросы влияния узкополосных фильтров на однородность сигнала и связанные с этим требования к материалу. Расчетным методом определена зависимость диффузионной длины, темнового и фототока фоточувствительных элементов (ФЧЭ) от электрофизических свойств материала и связанные с этим неоднородности сигнала. Обсуждается польза перехода от планарной технологии к меза-технологии и связанные с этим ограничения. Рассчитано влияние толщины рабочего слоя ГЭС КРТ на значение ДВ границы чувствительности фотодиодов. Проведен анализ величины неоднородности рабочего смещения на диодах. Рассчитано влияние температуры на ДВ границу ФЧЭ.

Проведен анализ вопросов гибридизации ФЧЭ и КСС больших размеров и форматов. Показано, что для текущего уровня технологии изготовления гибридных сборок методом flip-chip для ФЧЭ, на основе КРТ на подложках из кремния, возможно изготовления ФПМ размером до 40×40 мм либо линейчатого ФПМ длиной 58 мм. Обсуждается вопрос кривизны подложек из кремния.

Проведены экспериментальные исследования возможности изготовления ДВИК ФПМ на основе КРТ на подложках из кремния. Рассмотрены возможности и ограничения традиционной технологии. Обсуждаются возможности оптимизации конструкции ГЭС КРТ для еще большего повышения D*.

Величина обнаружительной способности в максимуме спектральной чувствительности D*, с учетом ВЗН, по 4 элементам для ИК ФПМ на основе ГЭС КРТ на подложке из кремния достигает значения 9.2×10^{10} Гц^{1/2}×см×Вт⁻¹ для спектрального диапазона от 8 до 12,5 мкм при температуре 65К с использованием отсекающего коротковолнового фильтра.

Разработаны предложения по созданию ФПМ ИК диапазона на основе ГЭС КРТ на подложках из кремния увеличенной размерности для ДВИК диапазона. Сформулированы дальнейшие направления исследований для повышения характеристик таких ФПМ, а также создания ФПУ на их основе.

Формирование светоизлучающих и фотодетектирующих в ИК-области тонкослойных структур Ge:Sb/Ge методами ионной имплантации, вакуумного осаждения и импульсного отжига

Р.И. Баталов¹⁾, Р.М. Баязитов¹⁾, И.А. Файзрахманов¹⁾, В.А. Шустов¹⁾, А.В. Новиков²⁾, П.А. Бушуйкин²⁾, Н.А. Байдакова²⁾, М.Н. Дроздов²⁾

¹⁾ Казанский физико-технический институт,

Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр РАН»,
Казань, 420029, ул. Сибирский тракт, 10/7

²⁾ Институт физики микроструктур, Федеральный исследовательский центр «Институт прикладной физики РАН», Нижний Новгород, 603950, ГСП-105

тел.: +7 (843) 231-9102, факс: +7 (843) 272-5075, эл. почта: batalov@kfti.knc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-163

Слои германия (Ge), легированные донорной примесью (P, As, Sb) с концентрацией $N = 10^{19}\text{--}10^{20}$ см⁻³, являются перспективным материалом для микроэлектроники, фотоники и сенсорной техники при создании быстродействующих полевых транзисторов, инфракрасных светодиодов, лазеров и фотоприемников, а также сенсоров различных химических веществ.

Актуальной проблемой при формировании тонкопленочных гетероструктур на основе таких слоев, напр. Ge:Sb, является низкий уровень растворимости донорной примеси в Ge (или степень электрической активации), который в равновесных условиях роста, как правило, не превышает 10¹⁹ см⁻³. Использование неравновесных методов получения сильно легированных слоев, таких как ионное со-распыление, ионная имплантация и импульсный наносекундный отжиг, может позволить преодолеть данную проблему.

В данной работе сильно легированные слои Ge:Sb толщиной 0.1-0.3 мкм были получены двумя методами: (1) ионным распылением в вакууме композитной мишени <Sb/Ge> с осаждением пленки на подложку p-Ge, (2) имплантацией ионов Sb⁺ в монокристалл p-Ge. Получаемые слои имели аморфную структуру, и для их кристаллизации и электрической активации донорной примеси Sb применялась импульсная (наносекундная) ионная обработка (ИИО) пучком ионов углерода и водорода (C⁺, H⁺), а также импульсный лазерный отжиг (ИЛО) на длине волны 1.06 мкм импульсами микросекундной или наносекундной длительности. Во всех случаях отжиг проходил в жидкофазном режиме. Проводилось компьютерное моделирование импульсного нагрева аморфных слоев Ge и его данные сопоставлялись с экспериментом. С использованием широкого набора экспериментальных методов изучались структурные, оптические и электрические свойства облученных слоев Ge:Sb.

Проведенное моделирование позволило оценить глубину, длительность расплава и температуру на поверхности Ge в процессе ИИО и ИЛО при различных режимах воздействий. Методом ВИМС установлена значительно более глубокая диффузия Sb в Ge при ИИО (до 1.5 мкм), чем при ИЛО, что связано с большей глубиной расплава. Определены режимы импульсного отжига, при которых на подложке p-Ge формировались epitаксиальные слои n-Ge:Sb. Из измерений по Холлу, плазменному отражению и рентгеновской дифракции на вакуумно-осажденных и имплантированных слоях Ge:Sb получены высокие значения концентрации электронов проводимости вплоть до 5×10²⁰ см⁻³. Измерения фотолюминесценции при 300 К показали возрастание вклада от прямого перехода при 0.77 эВ (1610 нм) в слоях Ge:Sb после ИИО. Измерения фотопроводимости на диодной структуре n-Ge:Sb/p-Ge показали более интенсивный и расширенный до 2 мкм фотоотклик в сравнении с типовым Ge фотодиодом.

Электрофизические и оптические свойства органических светодиодных структур с эмиссионным слоем ЯК-203

А.В.Войцеховский^{1,2)}, С.Н.Несмелов¹⁾, С.М.Дзядух¹⁾, А.П. Коханенко¹⁾

¹ Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, 634050, пр. Ленина, 36

² Сибирский физико-технический институт ТГУ, Томск, 634050, пл. Новособорная, 1
тел: +7 (3822) 41-2772, факс: +7 (3822) 41-2772, эл. почта: yav43@mail.tsu.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-164

Исследования свойств новых типов многослойных систем необходимы для разработок органических светоизлучающих диодов (ОСИД), которые востребованы для создания дисплеев, систем освещения большой площади, транзисторов и фотоэлектрических устройств [1]. Одной из перспективных является ОСИД структура ITO/PEDOT:PSS/α-NPD/ЯК-203/BCP/LiF/Al. Эмиссионный слой создавался из вещества ЯК-203 (2-N,2-N,8-N-тетракис(4-метоксифенил)-(дibenзотиофен-5,5-диоксид)-2,8-диамин), в котором наблюдается эффект термоактивированной люминесценции, что приводит к замедлению электролюминесценции при скоростях интерконверсии, близких к скорости излучательных процессов. В данной работе свойства ОСИД структуры со слоем ЯК-203 исследованы при помощи методов адmittанса и переходной электролюминесценции.

Показано, что при напряжениях, соответствующих эффективной излучательной рекомбинации носителей заряда, наблюдается значительное уменьшение дифференциальной емкости структур. Частотные зависимости приведенной проводимости светодиодных структур хорошо согласуются с результатами численного моделирования в рамках метода эквивалентных схем. Изменения частотных зависимостей адmittанса при изменении температуры наиболее выражены в диапазоне 200–300 К и менее заметны в области температур 8–200 К. Для определения подвижности носителей заряда предложено использовать методику, основанную на измерении частотных зависимостей мнимой части импеданса структур [2,3]. Изучены зависимости подвижности носителей заряда от напряжения смещения и температуры (рисунок). Найденные значения подвижности несколько меньше значений, определенных методом переходной электролюминесценции.

Исследования проведены при финансовой поддержке РФФИ и Администрации Томской области в рамках научного проекта р_а № 18-43-700005.

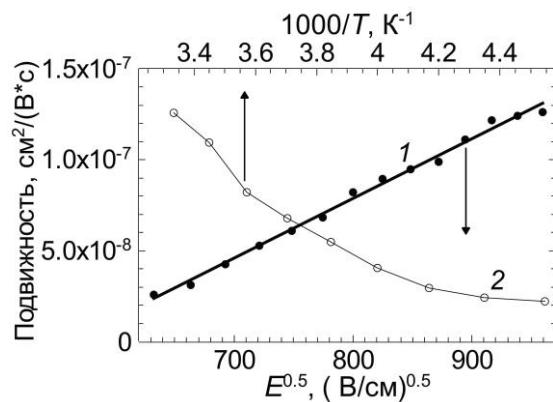


Рисунок. Зависимости подвижности носителей заряда от квадратного корня из напряженности электрического поля при температуре 300 К (кр. 1) и температуры при напряжении 6 В (кр. 2)

Литература

- [1] S.S.Sun, L.R.Dalton. Introduction to organic electronic and optoelectronic materials and devices. Boca Raton: Taylor & Francis, CRC Press, 2016. 963 p.
- [2] D.C.Tripathi, et al. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98, No. 3. P. 14.
- [3] J.M.Fernandes, et al. // Superlatt. Microstr. 2015. V. 83. P. 766-775.

Адmittанс гибридных органо-неорганических структур на основе пентацена в широком диапазоне температур

А.В. Войцеховский^{1,2)}, С.Н. Несмелов¹⁾, С.М. Дзядух¹⁾

¹ Национальный исследовательский Томский государственный университет,
Томск, 634050, пр. Ленина, 36

² Сибирский физико-технический институт ТГУ, Томск, 634050, пл. Новособорная, 1
тел: +7 (3822) 41-2772, факс: +7 (3822) 41-2772, эл. почта: vav43@mail.tsu.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-165

Интерес к исследованиям электрофизических характеристик многослойных органо-неорганических систем обусловлен возможностями совмещения приборов органической электроники (например, солнечных элементов, светодиодов, тонкопленочных транзисторов) с традиционными устройствами на основе неорганических полупроводников и диэлектриков [1]. Измерение адmittанса МДП-структур на основе органических полупроводников при различных частотах и напряжениях обеспечивает получение важной информации о свойствах органических пленок и границ раздела между диэлектриками и органическими полупроводниками [2,3]. В данной работе в широком диапазоне условий экспериментально исследованы частотные, температурные и полевые зависимости адmittанса МДП-структур на основе пентацена с различными диэлектрическими слоями (SiO_2 и $\text{SiO}_2/\text{Ga}_2\text{O}_3$).

Установлено, что при достаточно высоких температурах (около 300 К) минимальные значения емкости на вольт-фарадных характеристиках (ВФХ) исследованных МДП-структур определяются не полным обеднением пленки пентацена, а образованием инверсионного слоя, время формирования которого составляет около 10 секунд. При охлаждении до 260 К (в случае $\text{SiO}_2/\text{Ga}_2\text{O}_3$) или до 100 К (случай SiO_2) инверсионный слой не успевает сформироваться [4]. При различных частотах и температурах определена концентрация дырок в пентацене. Измеренные частотные зависимости адmittанса структур с диэлектриком SiO_2 хорошо согласуются с результатами расчета. На зависимости приведенной проводимости от температуры обнаружены максимумы (рисунок), связанные с ловушками в объеме пентацена.

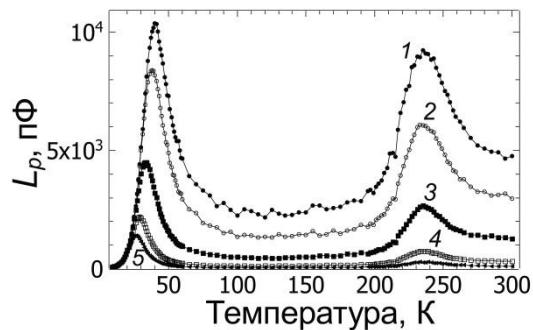


Рисунок. Экспериментальные зависимости проводимости L_p структуры с диэлектриком $\text{SiO}_2/\text{Ga}_2\text{O}_3$ от температуры, измеренные на частоте 100 кГц при различных напряжениях, В: кр. 1 – -20, кр. 2 – -10, кр. 3 – 0, кр. 4 – 10, кр. 5 – 20

Исследования проведены при финансовой поддержке РФФИ и Администрации Томской области в рамках научного проекта р_а № 18-43-700005.

Литература

- [1] P.Stallinga. Electrical characterization of organic electronic materials and devices. Chichester: John Wiley & Sons, 2009. 316 p.
- [2] M.Estrada, et al. // IEEE Trans. Electron Dev. 2013. V. 60, No. 6. P. 2057-2063.
- [3] H.Hirwa, S.Pittner, V.Wagner // Org. Electron. 2015. V. 24. P. 303–314.
- [4] В.А.Новиков и др. // Изв. вузов. Физика. 2019. Т. 62, вып. 1. С. 79-87.

ИК-фотолюминесценция плёнок $\text{Ge}_x\text{Si}_y\text{O}_z$: вклад дефектов и нанокластеров германия

М.П. Гамбaryan¹⁾, С.Г. Черкова¹⁾, В.А. Володин^{1,2)}

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

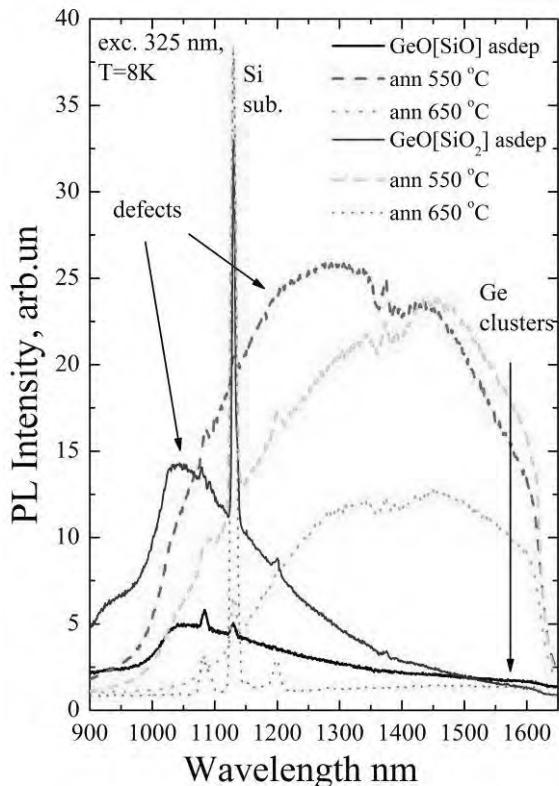
²Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

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

DOI 10.34077/RCSP2019-166

Нанокристаллы и аморфные нанокластеры кремния и германия в диэлектрических плёнках интересны как с фундаментальной точки зрения (квантовые точки), так и для применения вnano- и оптоэлектронике, а также в элементах энергонезависимой памяти. Недавно в плёнках германосиликатного нестехиометрического стекла $\text{Ge}_x\text{Si}_y\text{O}_z$ была обнаружена фотолюминесценция в ИК диапазоне, предположительно обусловленная дефектами (избыточными атомами германия) [1].

Нестехиометрические оксидные плёнки двух типов $\text{GeO}[\text{SiO}]$ и $\text{GeO}[\text{SiO}_2]$ были получены со-испарением порошков GeO_2 и либо SiO , либо SiO_2 в высоком вакууме, и напылением на холодную подложку $\text{Si}(001)$. Исходные и подвергнутые отжигам (550 и 650 °C, 1 час) образцы исследовали методами ИК-спектропсии, электронной микроскопии, спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) и фотолюминесценции (ФЛ).



Из анализа спектров КРС установлено, что исходная плёнка $\text{GeO}[\text{SiO}_2]$ не содержала кластеры германия, а исходная плёнка $\text{GeO}[\text{SiO}]$ содержала кластеры аморфного германия. По данным ИК-спектропсии, плёнки содержали Si-O, Ge-O и Si-O-Ge связи. После отжига 550 °C в обеих плёнках были обнаружены кластеры аморфного германия, а после отжига 650 °C в них были обнаружены нанокристаллы германия.

В исходных плёнках обнаружена фотолюминесценция с максимумом 1050 нм (см.рис.) при низких температурах, вероятно связанная с дефектами – вакансиями кислорода и избыточными атомами германия. Отжиги вызывают трансформацию структуры плёнок, и, соответственно, меняют вид спектров ФЛ. В плёнках, содержащих нанокластеры германия, наблюдается ФЛ с максимумом 1500-1600 нм (см.рис.). При этом уменьшился сигнал ФЛ от дефектов. Исследована температурная зависимость интенсивности пиков ФЛ, она падала с ростом температуры, но проявлялась при температурах до 200 K.

Работа выполнена по программе фундаментальных исследований ИФП СО РАН №

0306-2016-0015. Авторы благодарны M.Vergnat и M.Stoffel (Université de Lorraine) за помощь в регистрации спектров фотолюминесценции.

Литература

- [1] S.G. Cherkova et. al., // Journal of Luminescence. 2019 V.207, P.209–212.

Оптические и электрические свойства диодных структур на базе пористого кремния с эрбием

Н.В. Латухина¹⁾, И.М. Жильцов¹⁾, М.В. Степихова²⁾

¹⁾ Самарский национальный исследовательский университет им.академика С.П. Королева, Самара,
443086, Московское шоссе, 34

²⁾ ИФМ РАН Нижний Новгород

тел: +7 (846)334-5455, факс: +7 (846) 334-5455, эл. почта: ivanzp45wm@yandex.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-167

Интерес к пористому кремнию как материалу оптоэлектроники связан в первую очередь с большой площадью его поверхности и наличием наноразмерных кристаллов в его порах, что делает его пригодным к использованию в люминесцентных структурах. С переходом от монокристаллического кремния к системам нанокристаллического кремния (nc-Si) с ионами Er³⁺, являющегося редкоземельным элементом, возможно создание эффективных люминесцентных структур, интегрированных в кремниевую оптоэлектронику, что позволит повысить быстродействие, плотность записи информации, помехозащищенность и другие параметры электронных схем на кремниевой подложке. Такие структуры имеют хорошие люминесцентные свойства в ближней ИК-области спектра при комнатной температуре [1].

В настоящей работе было проведено исследование полупроводниковых диодных структур с пористым слоем, легированным эрбием [2]. Пористый слой создавался на текстурированной и шлифованной поверхности монокристаллических пластин кремния электролитическим травлением и насыщался спиртовым раствором азотнокислого эрбия, следующим этапом проводилась диффузия эрбия при 900°C в течение часа, после остывания образцов снимался окисный слой диффузанта. Последующей за диффузией эрбия была диффузия фосфора при тех же условиях. Завершающим этапом наносились контакты из AL. Исследования включали изучение структуры и состава образцов на растровом электронном микроскопе, измерение вольт-амперных характеристик и спектров фотoluminesценции в ближней ИК-области.

Образцы показали хорошую диодную структуру и люминесцентные характеристики с максимумом на длине волны 1,55 мкм при комнатной температуре.

Литература

- [1] Кашкаров П.К., Каменев Б.В., Лисаченко М.Г. Эффективная люминесценция ионов эрбия в системах кремниевых нанокристаллов//ФТТ. 2004. Т. 46-В.1. – С. 105-109
- [2] Кирсанов, Н. Ю. и др. Влияние параметров технологического процесса на свойства люминесцентных структур на базе пористого кремния, допированного эрбием / Н. Ю. Кирсанов, Н. В. Латухина, М. В. Степихова, Э. Х. Хамзин // XIV Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике: сборник трудов конференции, 8–12 ноября 2016 г.).– Москва: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 2016. – 506 с. – с.247-252.

Спонтанное и стимулированное излучение в светодиодных гетероструктурах с активной областью из InAs

К.Д. Мынбаев^{1,2)}, А.А. Семакова^{1,2)}, С.Н. Липницкая¹⁾, Н.Л. Баженов²⁾, А.В. Черняев^{2,3)}, С.С. Кизаев³⁾, Н.Д. Стоянов³⁾

¹ Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Кронверкский пр., 49

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

³ ООО «Микросенсор Технолоджи», Санкт-Петербург, 194223, ул. Курчатова, 10

тел: +7 (812) 292-7182, факс: +7 (812) 247-1017, эл. почта: tynkad@mail.ioffe.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-168

Арсенид индия (InAs) в настоящее время является базовым материалом для создания электролюминесцентных излучателей, работающих в спектральном диапазоне, соответствующем основной полосе поглощения углеводородов (длина волны ~3.4 мкм при температуре 300 К) [1]. Светоизлучающие диоды на основе InAs востребованы в устройствах для газового анализа, контроля технологических процессов, медицинской диагностики и т.п. Одной из актуальных задач, стоящих перед разработчиками приборов на основе InAs, является повышение их эффективности. При исследовании электролюминесценции как двойных, так и одиночных гетероструктур (ГС) с активной областью из InAs и InAsSb рядом исследовательских групп при пониженных температурах (от температуры жидкого гелия до температуры ~100 К) наблюдалось стимулированное излучение («усиленная люминесценция») [2-4], что указывает на наличие возможностей для повышения эффективности оптоэлектронных приборов на основе этих материалов. В настоящей работе мы сообщаем о результатах экспериментальных исследований электрических характеристик и электролюминесценции нескольких типов светодиодных одиночных ГС с активной областью из InAs. Гетероструктуры различались порядком чередования слоёв, типом и уровнем легирования подложки, а также химическим составом барьера области. Все ГС выращивались в компании ООО «Микросенсор Технолоджи» (Санкт-Петербург, Россия) методом газофазной эпитаксии с использованием металлогорганических соединений на сильно легированных подложках InAs. Активная область ГС была не легирована и имела электронный тип проводимости. Барьерные слои дырочного типа проводимости были изготовлены из InAsSb(Ga,P).

Для всех исследованных ГС при низких температурах (от 4.2 до 55-75 К, в зависимости от типа структуры и/или тока накачки) наблюдалось стимулированное излучение. При более высоких температурах излучение было спонтанным. Нами был проведен анализ связи параметров ГС с величинами температурного и токового порогов гашения стимулированного излучения. Мы также провели компьютерное моделирование, в результате которого были получены расчетные вольтамперные характеристики и оптические параметры исследуемых ГС, которые были сопоставлены с экспериментальными данными. Результаты, полученные в ходе проведения экспериментов и моделирования, будут обобщены для поиска возможных путей повышения эффективности электролюминесцентных излучателей с активной областью на основе арсенида индия.

Литература

- [1] С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный // ФТП. 2019. Т. 53, вып. 1. С. 147-157.
- [2] B. Matveev, N. Zotova, N. Il'inskaya, S. Karandashev, M. Remennyi, N. Stus' // Phys. Stat. Sol. C. 2005. Vol. 2, Is. 2. P. 927-930.
- [3] K.D. Mynbaev, N.L. Bazhenov, A.A. Semakova, A.V. Chernyaev, S.S. Kizhaev, N.D. Stoyanov, V.E. Bougov, H. Lipsanen, Kh.M. Salikhov // Infr. Phys. Technol. 2017. Vol. 85. P. 246-250.
- [4] Д.М. Кабанов, Е.В. Лебедок, Ю.П. Яковлев // ЖПС. 2017. Т. 84, № 5. С. 786-793.

Разработка мощных ИК диодов с РБО на 850 и 920 нм методом МЛЭ

Н.А. Солдатов, Д.В. Дмитриев, К.С. Журавлев

¹Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, Пирогова, 30

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, Пирогова, 1

тел: +7 (903) 991 77-77, эл. почта: nikita.soldatov2099@yandex.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-169

Излучающие диоды инфракрасного диапазона ($\lambda = 0.74 - 2000$ мкм) широко используются в технике ночного видения, инфракрасного освещения, дистанционного управления и др. Но аэрозольное и релеевское рассеяния, молекулярное поглощение оптического сигнала в атмосфере приводят к энергетическим потерям большей части ИК диапазона. Изготовление ИК диодов на длины волн 850 и 920 нм обусловлено наименьшим затуханием оптического сигнала в атмосфере. Целью работы является создание ИК диодов на 850 и 920 нм с большим внешним квантовым выходом.

Для увеличения интенсивности излучения ИК диодов было предложено использовать распределенный брэгговский отражатель (РБО), помещённый под активной областью диода. В РБО происходит чередование материалов с большим и меньшим показателями преломления, где толщины каждого выбираются такими, чтобы оптическая длина пути nd была кратна четверти длины волны. Так, лучи, отраженные от границ раздела двух материалов, находятся в фазе, что приводит к их конструктивной интерференции. В результате в определенном диапазоне длин волн такая многослойная структура очень эффективно ($R \sim 95\%$) отражает падающее излучение. На основе литературных данных и результатов расчёта[1], РБО, выращенный на гетероструктурах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ методом МЛЭ с чередующимися составами по $x = 0.9$ и $x = 0.1$, обладает наилучшим спектром отражения по сравнению с другими материалами и составами для падающего излучения с длиной волны 850 нм.

В РБО толщины слоёв выбираются таким образом, чтобы оптическая длина пути в каждом из них была равна $\lambda/4$, то есть

где $n_i L_i$ – показатель преломления и толщина i -го слоя.

$$n_i L_i = \lambda / 4;$$

Показатель преломления гетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ был рассчитан по следующим формулам:

где n – действительная часть показателя преломления; λ – длина волны в вакууме; h – постоянная

$$n(\lambda) = \sqrt{A_0 \left[f(\chi) + \frac{f(\chi_{S0})}{2} \left(\frac{E_0}{E_0 + \Delta_0} \right)^{\frac{3}{2}} \right] + B_0};$$
$$f(\chi) = \frac{2 - \sqrt{1 + \chi} - \sqrt{1 - \chi}}{\chi^2}; \quad \chi = \frac{hc}{\lambda E_0}; \quad \chi_{S0} = \frac{hc}{\lambda(E_0 + \Delta_0)},$$

Планка; c – скорость света в вакууме; $A_0(x) = 6.3 + 19x$ и $B_0(x) = 9.4 - 10.2x$ – расчётные константы в зависимости от состава $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$; $E_0(x) = 1.425 + 1.155x + 0.37x^2$ – ширина запрещенной зоны в Г-долние в зависимости от состава структуры; $E_0(x) + \Delta(x) = 1.765 + 1.155x + 0.37x^2$ – спин-орбитальная энергия расщепления в зависимости от состава структуры. Для $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ $n = 3.0614$, для $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ $n = 3.5728$. Соответственно толщины слоёв при длине волны $\lambda = 850$ nm:

$$\begin{array}{ll} \text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As} & L_{0.9} = 69.4\text{nm} \\ \text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As} & L_{0.1} = 59.5\text{nm} \end{array}$$

В ходе работы был выращен тестовый образец методом МЛЭ и получен спектр отражения. Проведен контроль слоев методом СЭМ и установлено соответствие между экспериментально полученным и расчетным значениям толщин слоев РБО. Таким образом, получены поправочные коэффициенты для роста структуры требуемой длины волны. А также определено минимальное число пар слоёв (24 шт.) необходимое для достижения коэффициента отражения $R > 90\%$.

Литература

- [1] Su-Chang Ahn. Optimum Conditions of the Distributed Bragg Reflector in 850-nm GaAs Infrared Light-Emitting Diodes / Su-Chang Ahn, Byung-Teak Lee, Won-Chan An // Journal of the Korean Physical Society, Vol. 69, No. 1, July 2016, pp. 91~95.

Фотолюминесценция эрбия в In_2O_3

К.В. Феклистов¹⁾, А.В. Гуляев¹⁾, А.Г. Лемзяков²⁾

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

тел: +7 (383) 333-2537, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: kos@isp.nsc.ru.ru

² Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск, 630090, пр-кт акад. Лавреньева, 11

тел: +7 (383) 329-4697, эл. почта: A.G.Lemzyakov@inp.nsk.su

DOI 10.34077/RCSP2019-170

Одним из актуальных вопросов современной физики полупроводников является создание эффективных светоизлучающих приборов, интегрированных с хорошо развитой кремниевой технологией. Создание подобных гибридных устройств откроет перспективу передачи данных по оптическому каналу как между различными процессорами на одной плате, так и между блоками внутри одного процессора, что значительно увеличит скорость обработки информации. Особенный интерес представляют источники излучения в телекоммуникационном диапазоне пропускания оптоволоконных линий связи 1.5 мкм.

Эрбий считается перспективным легирующим элементом для создания интегрированных оптоэлектронных приборов на кремнии. Его оптический переход $\text{Er}^{+3}: {}^4\text{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$ на длине волны 1.54 мкм попадает в диапазон наименьших потерь оптоволоконных линий. На его основе, например, созданы оптоволоконные лазеры с оптической накачкой. Преимуществом данной системы Er в SiO_2 является 100% оптическая активность всех внедренных атомов Er благодаря окружению из атомов кислорода и слабое гашение фотолюминесценции (ФЛ) при комнатной температуре. Недостатком этой системы является большой барьер для инжекции электронов и дырок из кремния в окисел (~3 и 5 эВ). При этом электрическую накачку-возбуждение Er удается осуществить лишь по ударному механизму горячими носителями, что приводит к ограниченно низкой эффективности электролюминесценции. Перспективной так же считается система Er в кремнии. Преимуществом этой системы является полная совместимость с кремниевой технологией и возможность электрической накачки возбуждения по экситонному механизму в результате рекомбинации электронно-дырочных пар. Несмотря на длительные и обширные исследования, начиная с 1983 года с работ Ennen [1] и по настоящее время (см. обзоры [2]) в этой системе остается не решен ряд технологических и физических задач. Во-первых, легирование кремния высокой концентрацией атомов Er в оптически активном состоянии. Во-вторых, проблема обратного девозбуждения атомов Er без эмиссии фотона, которое ведет к эффекту температурного гашения фотолюминесценции при комнатной температуре при возбуждении эрбия в кремнии по экситонному механизму.

В работе предложена система в которой предполагается обойти вышеперечисленные трудности. Предлагается исследовать электролюминесценцию Er в пленке оксида металла In_2O_3 , осажденной на кремниевую подложку. Преимуществом данной системы является, во-первых, оптическая активность всех внедренных атомов Er, а так же возможность сильного легирования Er до 10 ат.%. Во-вторых, ожидается отсутствие значимого эффекта температурного гашения люминесценции Er, присущее диэлектрикам. В третьих, относительно небольшая ширина запрещенной зоны In_2O_3 (непрямая 2.6 эВ [3], прямая 3.7-3.8 эВ [3,4]) позволяет надеяться на эффективную инжекцию обоих типов носителей из кремния, как электронов, так и дырок и реализацию эффективного экситонного механизма возбуждения. В работе возбуждение ФЛ Er в In_2O_3 планируется осуществить двумя способами. Во-первых, прямым возбуждением уровня $\text{Er}^{3+} {}^2\text{H}_{11/2} 19010.8 \text{ cm}^{-1}$ (526 нм) [5] с помощью YAG:Nd лазера (527 нм). Во-вторых, с помощью ультра-фиолетового лазера (325 нм), с энергией 3.8 эВ, превышающей ширину запрещенной зоны In_2O_3 и достаточной для создания электронно-дырочных пар в In_2O_3 и возбуждения эрбия по экситонному механизму. Сравнение температурных зависимостей ФЛ в диапазоне 77-300К для этих двух типов возбуждения позволит подтвердить эффективность экситонного механизма возбуждения для перспективной электролюминесценции (ЭЛ). Кроме того, будут рассмотрены предпосылки получения электролюминесценции (ЭЛ) в предложенной системе: исследована инжекция электронов и дырок в пленки $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Er}$ на кремнии.

Литература

- [1] H. Ennen et. al. // *J. Appl. Phys.* 61, 4877 (1987)
- [2] Соболев Н.А. // ФТП. 1995. Т. 29. С. 1153.; A. Polman // *J. Appl. Phys.* 1997. V 82. P. 1.; Kenyon A.J. // *Semicond. Sci. Technol.* 2005. V. 20 P. R65
- [3] R.L. Weiher, R.P. Ley, J. Appl. Phys. 37 (1966) 299; P. A. Cox, W. R. Flavell, and R. G. Egdell, J. Solid State Chem. 68, 340 (1987).
- [4] V. Senthilkumar, P. Vickraman, Current Applied Physics 10, pp. 880-885 (2010)
- [5] Carnall W.T., Fields P.R. and Rajnak K. // *J. Chem. Phys.* 1968. V. 49. P. 4424.

Дизайнерские принципы устранения потерь изображений в мозаичных фотоприемниках сверхвысокой размерности

А.И. Козлов¹⁾, А.Р. Новоселов²⁾, В.Н. Овсянок¹⁾

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

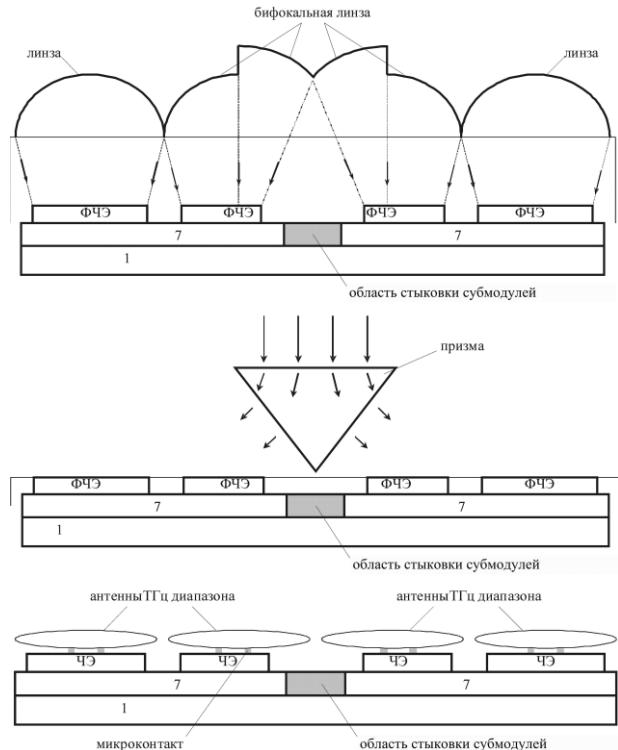
² Новосибирский филиал ИФП СО РАН "Конструкторско-технологический институт прикладной
микроэлектроники" (КТИПМ),

Новосибирск, 630090, пр-т Акад. Лаврентьева, 2/1

тел: +7 (383) 333-1957, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: kozlov@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-171

Разработаны и исследованы дизайнерские принципы создания мозаичных фотоприемников (МФП) изображений сверхвысокой размерности инфракрасного (ИК) и терагерцового (ТГц) спектральных диапазонов (рис.). МФП сверхвысокой размерности создаются путем размещения на пластине-носителе (1) стык в стык кристаллов фотоприемных субмодулей (7) меньшего, приемлемого для изготовления формата [1-6]. Применение МФП ограничивается "слепыми зонами", обусловленными отсутствием фоточувствительных элементов (ФЧЭ) вдоль линий стыковки кристаллов смежных субмодулей.



Модернизированы варианты конструкции МФП сверхвысокой размерности, которые устраниют "слепые зоны" (см. рис.). Зазор между кристаллами смежных субмодулей МФП отсутствует или составляет не более 2 мкм. Развитие методологии лазерного разделения пластин в составе технологии прецизионной микросборки кристаллов позволило уменьшить технологические части "слепых зон" МФП до 11÷19 мкм для различных полупроводниковых материалов [1-6].

Применение в МФП дизайнерских принципов, в которых "слепые зоны" виртуально или физически перекрыты смежными ФЧЭ, может обеспечить расстояние между ФЧЭ смежных кристаллов субмодулей ~1÷3 мкм и отсутствие потерь элементов в каждой строке или столбце (см. рис.), т.е. считывания фотосигналов будет происходить без потери информации в каждом кадре изображения, что соответствует достижению предельной (100%-ой) эффективности преобразования изображений в МФП [1-6].

Литература

- [1] Козлов А.И., Новоселов А.Р. и др. Оптический журнал. 2018. Т.85, №2. С.60-66.
- [2] Козлов А.И., Демьяненко М.А. и др. Автометрия. 2016. Т.52, №2. С.115-121.
- [3] Новоселов А.Р. Автометрия. 2016. Т.52, №1. С.116-121.
- [4] Козлов А.И., Новоселов А.Р. и др. Оптический журнал. 2014. Т.81, №3. С.35-43.
- [5] Пат. РФ № 2509391. Новоселов А.Р. Опубл. 10.03.2014. Бюл. №7.
- [6] Новоселов А.Р. Автометрия. 2010. Т.46, №6. С.106-115.

Моделирование пространственного разрешения ИК КРТ ФПУ методом Монте Карло

А.В. Вишняков¹⁾, В.В. Васильев¹⁾, И.В. Сабинина¹⁾, Г.Ю. Сидоров¹⁾, В.А. Стучинский¹⁾

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

тел.: +7 (383) 330-90-55, факс: +7 (383) 333-27-71, эл. почта: vishn@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-172

Пространственное разрешение ИК фотоприемников (ФПУ) является одним из основных параметров, определяющих их качество. ИК ФПУ должно быть оптимизировано для улучшения разрешения и уменьшения оптической и электрической связи. Расчет диффузии носителей в фоточувствительном слое методом Монте-Карло позволяет прогнозировать изменение разрешения и квантовой эффективности при масштабировании ФПУ и изменении кинетических коэффициентов носителей заряда. Разрешение ФПУ определялось методом функции передачи модуляции.

Расчетная область покрывалась кубической сеткой с шагом 0.25 мкм. Диффузия фотогенерированных носителей в рабочей области моделировалась блужданием частиц по узлам кубической сетки с рекомбинацией, стеканием в р-п переходы и отражением от внешних границ. Методом Монте-Карло рассчитывалась 3-х мерная диффузия фотогенерированных носителей заряда в фотопроводящем слое. При попадании на поверхность р-п перехода носитель уходит во внешнюю цепь. Учитывается рекомбинация фотогенерированных носителей на ловушках (длина диффузии 20 мкм). Падающее ИК излучение генерирует носители на глубине поглощения, отражения света от любых границ не учитывались. Длина волны падающего ИК- излучения выбиралась на длине волны в максимуме чувствительности фотодиода. В расчете учитывалось, что после диффузии ртути р-п переходы заглублены в фоточувствительный слой. Вычисления проводились для освещения длинным узким пятном засветки, при этом вдоль пятна засветки область расчета достаточно ограничить шагом матрицы/лайнеки, поперек пятна в расчете включалось несколько пикселей. Ширина пятна засветки выбиралась равной размеру пикселя или меньше. Из полученной зависимости потока носителей на пикселях от положения центра пятна засветки рассчитывались внутренняя квантовая эффективность и пространственное разрешение в штрихах на мм.

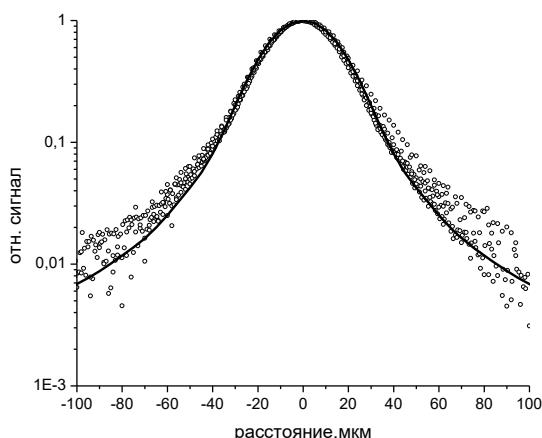


рис.1

сфокусированным узким пятном для матрицы с размером пикселя 30×30 мкм вместе с экспериментальными данными(точки). На рис.2 показаны результаты расчета MTF для линеек 288×4 при сканировании вдоль ВЗН и матриц 320×256 с пикселеем 30 мкм с экспериментальными данными (точки). Методом Монте-Карло было также проведено моделирование улучшения пространственного разрешения и фотосигнала ФПУ при масштабном уменьшении размера пикселя. Это позволяет для конкретной геометрии ФПУ рассчитать пространственное разрешение и изменение фотосигнала. Видно, что разрешение улучшается с 10 до 12.6 штр/мм при уменьшении пикселя с 30 до 15 мкм. Уменьшение эффективной площади сбора заряда (мезатравление или дополнительные охранные пиксели) также улучшает разрешение одновременно уменьшая фотосигнал.

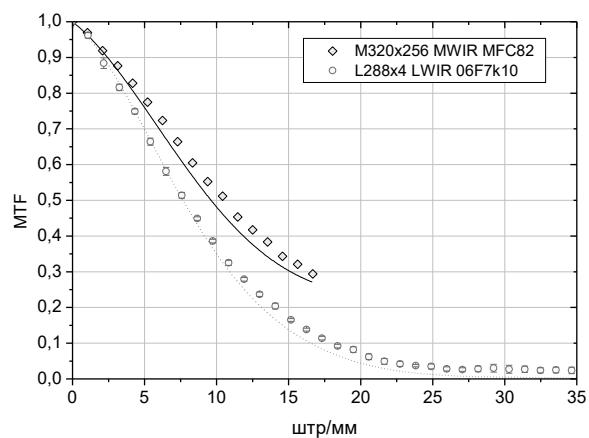


рис.2

Коэффициенты тензочувствительности датчиков механических напряжений на разных физических принципах

А.Г. Паулиш^{1,2)}, П. С. Загубисало¹⁾

¹ Новосибирский филиал Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН

«Конструкторско-технологический институт прикладной микроэлектроники»,

630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 2/1

² Новосибирский государственный технический университет, 630073, г. Новосибирск,

просп. К. Маркса, 20

тел.: +7 (383) 316-5910, факс: +7 (383) 330-9106, эл. почта: paulish63@ngs.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-173

Измерение механических напряжений является основным экспериментальным методом изучения напряженных состояний в различных конструкциях. Сегодня наиболее широко используемыми устройствами для измерения механических напряжений являются датчики, основанные на тензорезистивном и пьезоэлектрическом эффектах. Также используются волоконно-оптические датчики. При описании чувствительности разных датчиков используют различные величины, что затрудняет сравнение их между собой. Например, для пьезоэлектрических датчиков приводится пьезоэлектрический модуль с размерностью Кл/Н, в то время как тензорезисторные датчики характеризуются безразмерной величиной – коэффициентом тензочувствительности: отношение относительного изменения измеряемой величины к относительному удлинению. В научной литературе отсутствуют данные о сравнительном анализе тензочувствительности применяемых в промышленности датчиков деформации на разных физических принципах, что затрудняет объективную оценку их преимуществ и недостатков.

Целью работы является определение коэффициента тензочувствительности пьезооптического датчика механических напряжений, выяснение его зависимости от конструктивного исполнения датчика и сравнение с коэффициентами тензочувствительности датчиков на основе тензорезистивного, пьезоэлектрического эффектов, а также с волоконно-оптическими датчиками.

Проведен сравнительный анализ коэффициентов тензочувствительности и других параметров тензорезисторных, пьезоэлектрических, оптоволоконных и пьезооптических датчиков деформации. Показано, что коэффициент тензочувствительности, определяемый как отношение относительного изменения измеряемой величины к относительному удлинению, не зависит от конструкции датчика для тензорезисторных, пьезоэлектрических и волоконно-оптических датчиков деформации. Наоборот, для пьезооптических датчиков коэффициент тензочувствительности зависит от конструкции датчика и может быть улучшен за счёт оптимизации его элементов. Коэффициенты тензочувствительности тензорезисторных и волоконно-оптических датчиков на три порядка ниже, чем для пьезооптических датчиков. Показано, что, несмотря на высокие значения пьезоэлектрических модулей новых пьезоматериалов, их коэффициенты тензочувствительности находятся на уровне тензорезисторных датчиков и на два-три порядка уступают коэффициенту для пьезооптических датчиков.

В работе методом численного моделирования показано, что зависимости чувствительности к силе и чувствительности к деформации от формы фотоупругого элемента для пьезооптических датчиков ведут себя по-разному, что необходимо учитывать при практическом применении таких датчиков. В работе предложено использование эффективного модуля упругости фотоупругого элемента, зависящего от его конструкции, для описания тензочувствительности пьезооптического датчика деформации. В итоге, задачей конструирования формы ФЭ и способа передачи на него внешней силы является получение максимально возможного эффективного модуля упругости.

Коэффициент тензочувствительности пьезооптического датчика на кварцевом стекле, полученный численным моделированием напряжений и деформаций в ФЭ, подтверждает экспериментально полученный результат и на два-три порядка превышает коэффициенты тензочувствительности датчиков, основанных на других физических принципах. Пьезооптический датчик не содержит материалов, чьи свойства меняются со временем, поэтому в нём не должно быть гистерезиса и деградации параметров со временем. Таким образом, пьезооптические преобразователи являются наиболее перспективными для создания надежных малогабаритных высокочувствительных датчиков механических напряжений.

Перспективы формирования качественного изображения в тепловизорах на базе отечественных фотоприемников КРТ

И.И. Кремис¹⁾, Р.А. Гладков¹⁾

¹ Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», Новосибирск,
630090, Николаева, 8

тел: +7 (383) 330-6559, факс: +7 (383) 316-5726, эл. почта: igor21738@ngs.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-174

Трудности формирования качественного тепловизионного изображения с фотоприемников КРТ, прежде всего, связаны с их повышенной неоднородностью чувствительности, в сравнении с зарубежными фотоприемниками [1]. Данная неоднородность имманентно присутствует в изделиях КРТ и используемая, наиболее распространенная схема ее коррекции – по двум точкам, зачастую не позволяет осуществлять выравнивание изображения с приемлемой для потребителя точностью. Вследствие чего на изображении появляется «остаточная неоднородность» - в виде полос, вуали, дефектных строк и кластеров.

В этой связи, в Филиале ИФП СО РАН «КТИПМ» был разработан комплекс решений, позволяющих повысить точность коррекции тепловизионных изображений и тем самым расширить перспективы использования отечественных КРТ фотоприёмных устройств в изделиях ВВСТ.

Основная идея предложенных решений - использование систем сканирования сцены наблюдения для получения устойчивых решений коррекции неоднородности чувствительности.

Разработанный комплекс решений состоит из:

- систем микросканирования проекции изображения для перспективных тепловизионных каналов на базе матричных фотоприемных устройств [2];
- метода коррекции неоднородности в ТВК на базе МФПУ с использованием частотного разложения и микросканирования [3];
- метода коррекции неоднородности в ТВК на базе ЛФПУ с использованием частотного разложения и горизонтального сканирования сцены [4].

Комплекс предложенных решений обеспечивает фильтрацию остаточной неоднородности в реальном времени и позволяет существенно повысить качество тепловизионного изображения в ТВК на базе отечественных ФПУ [1,3,4] при улучшении параметров эквивалентной шуму разности температур и минимально разрешаемой разности температур.

Литература

- [1] И.И. Кремис. // Успехи прикладной физики. 2018. Т.6, вып.5.
- [2] И.И. Кремис. // Успехи прикладной физики. 2017. Т.5, вып.2.
- [3] И.И. Кремис, Д. А. Толмачев, Р. А. Гладков. // Прикладная физика. 2017, вып.1.
- [4] И.И. Кремис, Д.А.Толмачев. // Прикладная физика. 2016, вып.6.

Методика настройки микросканера на базе плоскопараллельной пластинки

И.И. Кремис, Р.А. Гладков

Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», Новосибирск, 630090, просп. Лаврентьева, 2/1

тел: (383) 330-91-06, эл. почта: igor21738@ngs.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-175

Потенциальные возможности тепловизионной техники в паре со сканирующим устройством, представляют не малый интерес, учитывая преимущества, которые добавляются при наблюдении за внешним объектом. Преимущества, с использованием микросканера (МС), подробно описаны в статье [1]. МС на базе плоскопараллельной пластины позволяет эффективно отклонять проекцию сцены в плоскости матрицы фотоприёмника, но гарантировано отклонить поток на заданное расстояние представляет не простую задачу. Также, учитывая необходимость оперативной юстировки приборов в лабораторных условиях (в составе системы назначения) и нахождение ИК излучения в невидимом глазу части спектра, возникла необходимость в разработке простых методов решающих такую задачу.

Основой метода является перевод измерений из области инфракрасного диапазона спектра в видимый. Все вычисления проводятся в отражённом свете с использованием необходимых параметров пластины. Критичным параметром является клиновидность - паразитная составляющая для плоскопараллельной пластины. Определение угла клиновидности, с использованием доступных материалов и приборов, будет рассмотрено отдельно.

В утилитарных целях необходимо определить угол падения внешней сцены на пластику микросканера. На схеме рис.1 луч лазера, проходя отверстие в экране, отражается от германиевой пластины 3 и падает на экран в точке А. С использованием теоремы тангенса, определяется угол падения сцены α .

В распоряжении все необходимые данные: толщина пластины d ; расстояние от пластины 3 до матрицы 1; угол клиновидности θ пластины; показатель преломления пластины n ; угол падения сцены на пластику. Формула, для определения смещения проекции изображения L в плоскости матрицы, выводится из оптической схемы рис.2. В общем виде:

$$L = L_1 + L_2 \quad (1)$$

Где $L_1 = DZ$ смещение, вносимое идеальной плоскопараллельной пластиною. Смещение, создаваемое оптическим клином с углом θ :

$$L_2 = \tan(\alpha_1 - \varphi - \arcsin(\frac{n_2}{n_1} \sin(\beta_1 - \varphi))) * BZ$$

На последнем этапе в настройке МС на базе плоскопараллельной пластины необходимо убедиться, что путь, смещения проекции сцены, формирует условный квадрат, стороны которого лежат строго вертикально и горизонтально. Для этого в микросканер введён синхронизатор, который включает диодный лазер только в момент прохождения углов квадрата лазерным пучком. Таким образом, на экране рис.1 визуально будет виден квадрат, который пропорционально "ложиться" на матрицу приёмника со сторонами, определяемыми по (1). Проведённые эксперименты с настройкой МС подтвердили работоспособность методики.

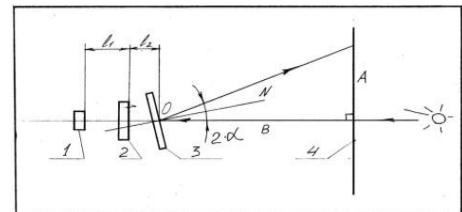


Рис.1.

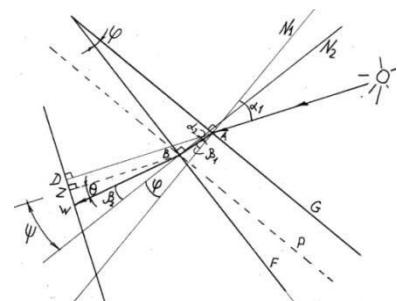


Рис.2.

Литература

- [1] Кремис И.И., Толмачев Д.А. Гладков// Фильтрация остаточной неоднородности и дефектов изображения в тепловизорах третьего поколения с использованием микро сканирования. Прикладная физика № 1. 2017.

Методика определения клиновидности плоскопараллельной пластинки (в дополнение к методике настройки микросканера на базе плоскопараллельной пластинки)

Р.А. Гладков, И.И. Кремис.

Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», Новосибирск, 630090, просп. Лаврентьев, 2/1

тел: (383) 330-91-06, эл. почта: igor21738@ngs.ru

DOI 10.34077/RCSP2019-176

Настройка микросканера (МС) на базе плоскопараллельной пластинки (ППС) требует учёта клиновидности. Вклад в смещение проекции внешней сцены паразитным оптическим клином, может оказаться больше чем вклад, который могла бы дать идеальная плоскопараллельная пластинка при прочих равных условиях. Значение сдвига вносимого клином зависит от точности изготовления ППС. Если производитель и уложился в допуски при производстве пластинки, итоговое значение клиновидности каждого германиевого стекла необходимо считать отдельно не сводя клиновидность к погрешности расчётов. Как показал опыт настройки, клиновидность ППС можно считать погрешностью, в пределах 5%, при смещении проекции до 100 мкм, если клиновидность стекла составляет менее 10 секунд. Технологически изготовить такое изделие может не каждое специализированное оборудование. Именно по этой причине определение клиновидности необходимо рассматривать как отдельную процедуру. В видимом диапазоне волнового спектра, для определения угла клиновидности ППС, используется интерференционные методы. В ИК диапазоне, практически доступных, эффективных методов нет.

Предлагается методика определения угла клина германиевой пластинки. Привлекательность метода состоит в простоте процедур измерения и доступности оборудования.

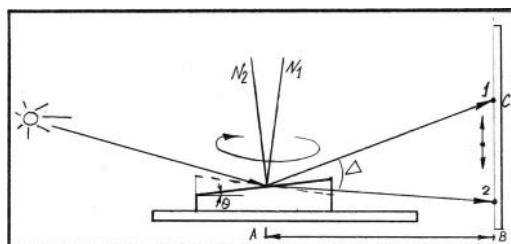


Рис.1

Измерительный стенд схематично изображен на рис.1. В его состав входят: диодный лазер; экран для фиксации положения следа луча; подложка из оконного стекла; германиевая пластинка; рулетка для замера расстояния от экрана до середины германиевого стекла.

Все вычисления проводятся в отражённом свете. На устойчивую поверхность горизонтально устанавливается подложка (степень горизонтальности не критична). На подложку кладётся германиевая пластинка и обводится маркером. Направив в середину ППС луч лазера (точка А), на экране получим след. Вращение германиевой пластинки, без выхода за отмеченную маркером границу, приводит к колебанию следа лазера из самой высокой точки 1 в самую низкую точку 2 и обратно. Замерим расстояние АВ (порядка 10 метров) и интервал между точками 1 и 2. Допустим, что треугольник АВС прямоугольный. После проведения несложных преобразований угол клиновидности θ будет равен:

$$\theta = \frac{1}{4} \operatorname{arctg} \frac{CB}{AB}$$

Метод позволяет получить приемлемую точность при его использовании в рамках методики настройки микросканера. Относительная погрешность в смещении проекции сцены, при использовании данных о клине полученных изложенным методом, не превышает 10 %.

Литература

- [1] Кузнецов С.И./ Краткий справочник по физике часть 3. Издательство Томского политехнического университета, 2013.

Термические отжиги имплантированных мышьяком МЛЭ пленок CdHgTe

И.И. Ижнин^{1,2)}, А.В. Войцеховский²⁾, А.Г. Коротаев²⁾, К.Д. Мынбаев^{3,4)}, О.Ю. Бончик⁵⁾, Г.В. Савицкий⁵⁾, В.С. Варавин⁶⁾, С.А. Дворецкий^{2,6)}, Н.Н. Михайлов⁶⁾, В.Г. Ремесник⁶⁾, М.В. Якушев⁶⁾, Y. Morgiel⁷⁾, Z. Świątek⁷⁾

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

² Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, 634050, Ленина 36

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

⁴ Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Кронверкский 49

⁵ ИППММ им. Я.С. Пидстригача НАН Украины, Львов, 79060, Научная 3б

⁶ ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

⁷ Institute of Metallurgy and Material Science PAN, 30-059, Krakow, Reymonta, 25

тел: +38(032) 263-1065, факс: +38(032) 294-9735, эл. почта: i.izhnin@carat.electron.ua

DOI 10.34077/RCSP2019-177

В настоящее время наблюдается значительный прогресс в технологии создания p^+ - n фотодиодов на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ с использованием ионной имплантации мышьяка. Одной из ключевых для данной технологии является операция электрической активации имплантированной примеси, которая обычно проводится путём двухстадийного термического отжига. Первый этап отжига, проводимый при высоких температурах (~360 °C), и имеющий целью активацию мышьяка и аннигиляцию радиационных дефектов, приводит весь материал к дырочному типу проводимости, а в результате второго этапа (~220 °C при насыщенном давлении паров ртути) вакансии ртути, созданные на первом этапе, аннигилируют, а сама «база» p^+ - n перехода возвращается к электронному типу проводимости, обусловленному легированием донорной примесью (как правило, индием), проводимым на стадии выращивания материала. При проведении измерений электрических параметров образовавшейся после отжига p^+ - n структуры оказывается сложно выделить вклад p^+ -слоя (с имплантированным и активированным мышьяком) в проводимость на фоне высокой проводимости n -«базы». Для решения этой проблемы и получения достоверных данных об электрических свойствах создаваемых структур, проведено исследование влияния различных отжигов на свойства имплантированных мышьяком структур на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$, выращенных методом молекуллярно-лучевой эпитаксии на подложках Si. Исследовались три гетероэпитаксиальные структуры с близким химическим составом фоточувствительных слоёв ($x=0.22$), выращенные в разных технологических циклах.

Ионная имплантация была проведена на установке IMC200 (Ion Beam Services, Франция) однозарядными ионами As^+ с энергией $E \approx 200$ кэВ и флюенсом $\Phi = 10^{14}$ см⁻². Двухстадийный активационный отжиг проводился в следующих режимах: 360 °C, 2 часа при насыщенном давлении паров ртути ($T_{Hg} = 350$ °C), и 220 °C, 24 часа, при насыщенном давлении паров ртути ($T_{Hg} = 210$ °C). Также проводился изотермический отжиг в p -тип проводимости, – в атмосфере гелия при температуре ~230 °C в течение 22 часов. После отжигов исследовались спектры отражения, ПЭМ исследования приповерхностной дефектной области и электрических параметров структур.

В результате исследований было установлено, что тип проводимости имплантируемого образца (n - или p -) не влияет на характер радиационного дефектообразования (формирование дефектов вида «междоузельная ртуть, захваченная дислокационной петлей»). Связывания атомов мышьяка на дислокационных петлях, в свою очередь, нами обнаружено не было. В результате активационного отжига наблюдалась аннигиляция дислокационных петель и связанных с ними радиационных донорных дефектов, ответственных за появление электронов с низкой подвижностью. Как было установлено, активационный отжиг приводит к образованию поверхностного (толщиной порядка величины полного пробега ионов, 300 нм) слоя p -типа проводимости с высокой степенью активации мышьяка. Возможный механизм активации — распад стеклообразных центров вида As_2Te_3 , в которые мышьяк связывается после имплантации.

Моделирование напряжений в In-столбах связи фотоприёмников при охлаждении их до температур жидкого азота

П.С. Загубисало, А.Р. Новоселов

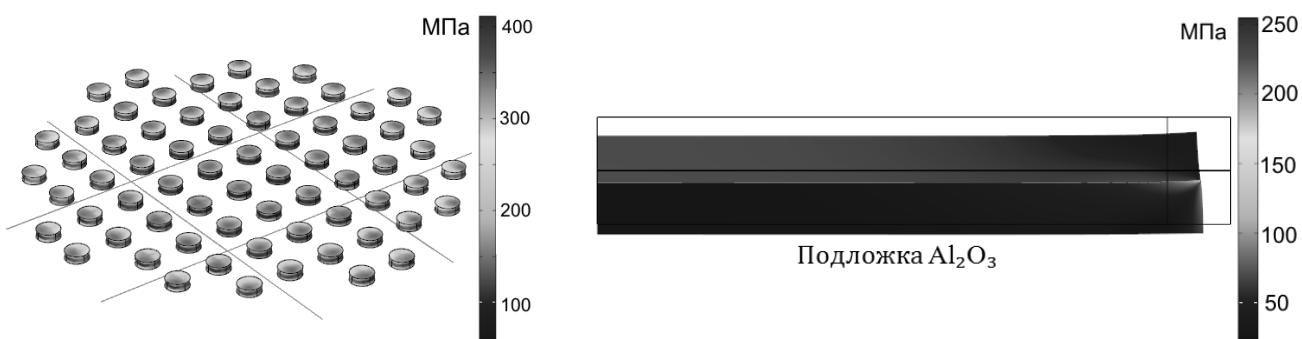
Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», Новосибирск, 630090, проспект Академика Лаврентьева, 2/1
тел.: + 7 (383) 330-97-49, эл. почта: peter.zagubisalo@gmail.com

DOI 10.34077/RCSP2019-178

Представлены результаты моделирования изменения формы поверхности аналога фотоприёмника - композитной структуры (GaAs/In/Si/Al₂O₃) и напряжений в In-столбах при охлаждении до температуры жидкого азота. Цели исследования выяснения влияния толщины слоя арсенида галлия и фиксирования фотоприёмника на поверхности сапфира на напряжения, возникающие в слое индия.

Рассмотрены две цилиндрические модели: 3D модель радиусом 148 мкм с индиевыми столбами (диаметром 15 мкм) и с периодом квадратной ячейки 30 мкм, а так же радиально-симметричная радиусом 5 мм, в которой индиевые столбы заменены на цельный массив индия с пропорционально уменьшеной теплопроводностью. Решалась стационарная задача методом конечных элементов.

Моделировались максимальные эквивалентные напряжения по фон Мизесу в массиве индия для толщин слоя GaAs 420 и 50 мкм и наличию или отсутствию сапфировой подложки при температурах 293 К и 77 К.



На рисунках цветом показаны эквивалентные напряжения, а формой показаны преувеличенные для наглядности деформации.

По результатам расчётов самой оптимальной конструкцией с точки зрения напряжений в индии является вариант, закреплённый на сапфире, без утонения.

Исследование влияния температуры на характеристики пьезооптических датчиков механических напряжений

П. С. Загубисало¹⁾, А. Г. Паулиш^{1,2)}

¹ Новосибирский филиал Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН

«Конструкторско-технологический институт прикладной микроэлектроники»,

630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 2/1

² Новосибирский государственный технический университет, 630073, г. Новосибирск, просп. К.

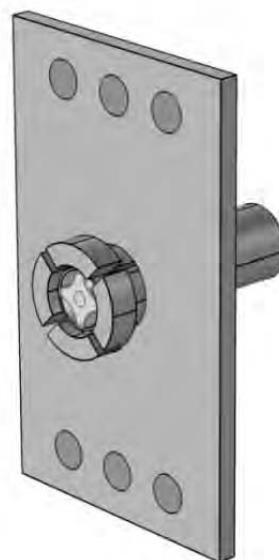
Маркса, 20

тел.: + 7 (383) 330-97-49, внут. номер 365, эл. почта: peter.zagubisalo@gmail.com

DOI 10.34077/RCSP2019-179

Отрицательное влияние температуры на характеристики датчиков разных видов является общей проблемой, с необходимостью решения которой сталкиваются все разработчики датчиков. Эта проблема актуальна и для датчиков механических напряжению любого типа: тензорезисторных, волоконно-оптических и пьезоэлектрических. Изменение температуры приводит к изменениям чувствительности датчика, дрейфу нуля, снижению точности. Недавно был предложен новые датчики деформаций на основе пьезооптического эффекта, которые отличается от других более чем на три порядка большим коэффициентом тензочувствительности [1]. Тем не менее, этим датчикам также присущи зависимости характеристик от температуры. Исследование причин возникновения данных зависимостей было проведено теоретически, с помощью численного моделирования и экспериментально. Теоретический анализ показал, что параметры оптических элементов пьезооптического датчика (свойства поляризаторов и анализаторов, коэффициенты преломления слюды и плавленого кварца, модуль Юнга и пьезооптический коэффициент кварца) практически не зависят от температуры в диапазоне -40 — $+50^{\circ}\text{C}$. Исключение составляет длина волны излучения фотодиода (660 нм), которая меняется на ~ 15 нм. Это изменение относительно слабо влияет на выходной сигнал и не объясняет экспериментальные данные.

Численное моделирование напряжений возникающих в системе датчик–адаптивный элемент–контролируемый объект при изменении температуры показало существенную температурную зависимость величины напряжений на датчике из-за асимметрии контролируемого объекта. Если симметрия объекта отличается от осесимметричной, то в нём возникают несимметричные напряжения, которые и фиксирует датчик. Поэтому одной из причин температурных зависимостей показаний датчика является сам объект контроля, что нужно учитывать при монтаже датчика и его эксплуатации. Численное моделирование преобразований фазы и амплитуды световой волны при прохождении оптических элементов пьезооптического преобразователя было выполнено методом матричной алгебры с использованием матриц Мюллера и параметров Стокса. Моделирование показало, что температурная зависимость выходного сигнала датчика возникает в случае неточности установки оптических осей одновременно двух или более элементов схемы. В результате моделирование позволило определить допуски на точность установки элементов оптической схемы, изменить конструкцию датчика и существенно снизить влияние температуры на его характеристики.



Литература

- [1] Paulish A. G., Zagubisalo P. S., Barakov V. N., Pavlov M. A., Poyarkov A. V. Piezo-optical transducer for high sensitive strain gauges // IEEE Sensors J. 2018. 18, N. 20. P. 8318–8328.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

Bounouar S.	71	Байдакова Н.А.	70, 121, 163
De la Haye C.	71	Бакин В.В.	36, 132, 148, 155
Dzhagan V.M.	39	Бакшеев Д.Г.	134, 135
Ganichev S.D.	134	Балакин А.В.	45
Gotoh K.	121	Банников М.И.	79
Kurokawa Y.	121	Басалаева Л.С.	100
Lähderanta E.	117	Баталов Р.И.	47, 163
Morgiel Y.	57, 177	Башкатов А.С.	25
Nguyen V.H.	121	Баязитов Р.М.	47, 163
Ota Y.	121	Бедин С.А.	18
Otteneder M.	134	Бессонов В.Д.	40
Rahaman M.	39	Блохин С.А.	66, 78
Reitzenstein S.	71	Бобыль А.В.	68
Świątek Z.	57, 177	Богомолов Д.Б.	81, 113
Usami N.	121	Бойко А.М.	68
Von Helversen M.	71	Бойко М.Е.	68
Zahn D.R.T.	39, 42	Болтарь К.О.	61
Абрамкин Д.С.	81, 113	Бончик О.Ю.	57, 177
Агринский М.В.	89, 142	Борзов С.М.	90
Азаров И.А.	26	Борисов Г.М.	80
Акимов А.Н.	34, 64	Ботиров К.А.	136
Аксенов В.В.	32, 37	Бурлаков И.Д.	21, 49, 61
Аксенов М.С.	83, 124, 125	Бушуйкин П.А.	163
Алдохин П.А.	139	Бычковский Я.С.	63
Александров А.Б.	59	Ваганова И.В.	51
Александров И.А.	123	Вайнер Б.Г.	94, 138
Алексеев П.А.	117	Валишева Н.А.	83, 124, 125, 126
Алёшкин В.Я.	46	Варавин В.С.	19, 48, 52, 57, 62, 112, 156, 157, 177
Алимов Н.Э.	136	Васев А.В.	22, 113
Альперович В.Л.	131	Васильев А.Б.	18
Андреев А.В.	18	Васильев В.В.	19, 52, 62, 162, 172
Андреев И.А.	159	Васильев Е.В.	44
Андреев Ю.М.	77	Васильев Р.Б.	24, 39, 88, 109
Андрющенко Д.А.	112	Васильева Н.В.	44
Аникин К.В.	30, 39, 42	Вебер С.Л.	42
Аношин К.Е.	99	Вербус В.А.	70
Антонов В.А.	31	Вилков Е.А.	82
Аржанников А.В.	84	Вишняков А.В.	52, 149, 150, 151, 162, 172
Армбристер В.А.	74	Войцеховский А.В.	57, 107, 130, 156, 157, 164, 165, 177
Артамкин А.И.	79	Волков В.Г.	98
Асадчиков В.Е.	18	Володин В.А.	75, 166
Астахов В.П.	111	Волынкин В.М.	89
Ахундов И.О.	64	Вольф А.А.	38
Бабаев А.А.	59	Воронин В.И.	29
Бабин С.А.	38		
Баженов Н.Л.	112, 168		
Базовкин В.М.	93		

Воронцова Е.О.	65	Дражников Б.Н.	63, 141
Гавриленко В.И.	46, 73	Дроздов М.Н.	163
Гавrilова Т.А.	102, 106, 116	Дуда Т.А.	39
Гайслер А.В.	71	Дулин С.А.	103
Гайслер В.А.	71	Дульцев Ф.Н.	100
Галеева А.В.	79	Духан Р.М.Х.	107
Гамбaryн М.П.	166	Дьяков С.А.	76
Ганичев С.Д.	79	Егоров А.Ю.	72
Гаршев А.В.	88, 109	Емельянов Е.А.	22, 81, 113
Гейдт П.В.	117	Есаев Д.Г.	137, 160
Гельфанд А.В.	84	Ефимов В.М.	137
Гижевский Б.А.	96	Жанаев Э.Д.	31
Гилинский А.М.	83, 102, 106	Жильцов И.М.	69, 167
Гиндин П.Д.	56, 98	Жмерик В.Н.	16, 27
Гладков Р.А.	92, 174, 175, 176	Жолудев М.С.	46
Глухов А.В.	93	Жуков А.Е.	66
Голицын А.В.	91	Журавлев А.Г.	131
Головин С.В.	61	Журавлев К.С.	83, 102, 106, 123, 125, 126, 127, 128, 129, 169
Гольденберг Б.Г.	18	Загубисало П.С.	173, 178, 179
Гольдорт В.Г.	80	Закиров Е.Р.	137
Голяшов В.А.	32, 34, 37	Залесский В.Б.	43, 97
Гончаров В.Е.	101	Зарубанов А.А.	129
Горбачев К.Б.	142	Зверев А.В.	52, 93, 120, 162
Гордиенко В.М.	18	Зегря Г.Г.	159
Горн Д.И.	156	Зеленков П.В.	122
Горчаков А.В.	126, 127, 128	Зиновьев В.А.	74
Горшков Д.В.	48, 52, 158, 162	Зубов Ф.И.	66
Громилин Г.И.	141	Иванов Е.К.	103
Гуляев А.В.	170	Иванов С.В.	16, 27
Гуляев Д.В.	116, 126, 127, 128	Ижнин И.И.	57, 177
Гусаров А.В.	56	Икусов Д.Г.	95, 110
Гусев Н.С.	70	Ильинов Д.В.	104
Гутаковский А.К.	28, 116, 124	Ильясов А.К.	49, 101
Данилов Л.В.	159	Ипатов Д.Е.	120
Данилов С.Н.	79	Ищенко Д.В.	34, 64
Дворецкий С.А.	19, 50, 52, 57, 62, 79, 93, 95, 103, 110, 112, 119, 156, 157, 162, 177	Казаков А.С.	79
Двуреченский А.В.	74	Казанцев Д.М.	131
Демьяненко М.А.	54, 140	Калюжный Н.А.	66
Деребезов И.А.	71	Камилов Т.С.	144
Дзядух С.М.	156, 157, 164, 165	Каргаполова И.Ю.	44
Дирко В.В.	107	Карпов В.В.	56, 95, 98, 118
Дмитриев Д.В.	71, 83, 102, 106, 124, 125, 126, 127, 128, 169	Квон З.Д.	134
Добровольский П.П.	139	Кижаев С.С.	168
Достовалов А.В.	38	Клечковская В.В.	144
		Климов А.Э.	34, 64
		Клушина Н.В.	35
		Ковалёв А.А.	80

Ковчавцев А.П.	93, 124	Лозовой К.А.	107
Кожухов А.С.	102, 106, 155	Лошкарев И.Д.	22
Козина Л.Д.	88	Лысак В.В.	117
Козлов А.И.	140, 152, 171	Макаров В.А.	45
Козлов К.В.	63, 141	Макаров Ю.С.	52, 93, 162
Козырев М.Е.	118	Максимов М.В.	66
Колосовский Д.А.	102, 106	Малеев Н.А.	78
Колосовский Е.А.	30, 126, 127, 128	Малин Т.В.	123
Конников С.Г.	68	Малышев С.А.	83
Коновко А.А.	18	Мамрашев А.А.	77
Конойко А.И.	43, 97	Марин Д.В.	26, 52, 62, 112, 158, 162
Коротаев А.Г.	57, 177	Маричев А.Е.	161
Коротаев С.В.	44	Марков В.Ф.	51
Косолобов С.Н.	36, 132, 148, 155	Марущенко А.В.	118
Косых В.П.	141	Марчишин И.В.	52
Котельников И.В.	45	Маскаева Л.Н.	29, 51
Коханенко А.П.	107, 164	Маточкин А.Е.	139
Кочура С.Г.	65	Машанов В.И.	116
Кошелев О.А.	27	Машин А.И.	70
Кравченко В.М.	43, 97	Мелебаев Д.	147
Красильник З.Ф.	76	Мещерова Д.Н.	25
Кремис И.И.	91, 92, 174, 175, 176	Микитчук К.Б.	83
Кривобок В.С.	21	Милахин Д.С.	123
Кручинин В.Н.	108, 145	Милёхин А.Г.	30, 39, 42
Кручинина М.В.	145	Милёхин И.А.	39
Крыжановская Н.В.	66, 100	Минин И.В.	145
Крючков П.А.	65	Минин О.В.	145
Кузнецов Н.С.	118	Минтаиров С.А.	66
Кузнецov С.А.	84, 153	Миронов А.В.	32, 37
Кулагина М.М.	66	Мирошников Б.Н.	51, 111
Кулаковская Т.В.	114	Мирошникова И.Н.	51, 111
Куликов Н.С.	46	Михайлов Н.Н.	46, 50, 57, 79, 95, 103, 110, 112, 119, 156, 157, 177
Курбаналиев К.К.	144	Михайлова М.П.	159
Куртина Д.А.	109	Мицкевич А.С.	43
Кутявина А.Д.	29, 51	Можаров А.М.	66
Ланский Г.В.	77	Моисеев Э.И.	66
Латухина Н.В.	69, 146, 167	Морозов С.В.	46
Латышев А.В.	19, 39, 42, 52, 62, 134	Морозова Е.Е.	70, 121
Лебедев А.О.	91, 143	Москаленко А.С.	33, 154
Лебедев М.С.	108	Мостовщикова Е.В.	29, 96
Левин Р.В.	159, 161	Мутилин С.В.	28
Ледовских Д.В.	80	Мынбаев К.Д.	57, 112, 168, 177
Лелеков А.Т.	122	Назаров Н.А.	37
Лемзяков А.Г.	170	Назаров Н.И.	103
Ли И.И.	58	Назаров Н.С.	32
Лизункова Д.А.	69, 133, 146	Назымов В.П.	18
Липницкая С.Н.	168		
Логунов М.В.	82		

Настаушев Ю.В.	100	Предеин А.В.	52, 62, 162
Настовъяк А.Г.	20	Преображенский В.В.	22, 80, 113, 122
Настовъяк А.Е.	94, 138	Пресняков М.Ю.	111
Наумов А.В.	99	Пресняков Р.В.	35
Наумов С.В.	40	Принц В.Я.	28
Наумова О.В.	85	Путято М.А.	22, 80, 81, 113
Неведомский В.Н.	159	Пушкин Б.В.	159, 161
Нежданов А.В.	70	Ратников В.В.	27
Непомнящих А.И.	35, 41	Ремесник В.Г.	19, 48, 50, 52, 57, 95, 112, 162, 177
Несмелов С.Н.	156, 157, 164, 165	Рещиков К.А.	97
Нестеришин М.В.	65	Рогожина Г.А.	69
Нечаев Д.В.	27	Родякина Е.Е.	39, 42, 74, 134
Никитов С.А.	82	Рожков С.А.	36, 132, 148, 155
Никифоров А.И.	75, 116	Рубцова Н.Н.	80
Николаев Н.А.	77, 84, 153	Рудая Н.С.	155
Никонов А.В.	61, 101	Румянцев В.В.	46
Новгородов Б.Н.	91	Русецкий В.С.	32, 37
Новиков А.В.	70, 74, 76, 121, 163	Рыбак А.А.	153
Новоселов А.Р.	139, 140, 152, 171	Рысбаев А.С.	144
Носов А.П.	40	Рыхлицкий С.В.	26, 103, 108, 145
Нужина А.А.	124	Рябова Л.И.	79
Овсяк В.Н.	140, 171	Сабинина И.В.	19, 48, 52, 62, 158, 162, 172
Олейников В.В.	142	Савицкий Г.В.	57, 177
Опенько С.И.	65	Самвелов А.В.	33, 154
Орехов А.С.	144	Сафонов С.С.	82
Орлова Н.А.	44	Сафронов Л.Н.	31
Осинных И.В.	123	Свит К.А.	129
Отажонов С.М.	136	Селезнев В.А.	28
Павлов К.С.	33, 154	Семакова А.А.	168
Павлов Н.В.	159	Семенова О.И.	67
Папантонопуло А.Н.	23	Семягин Б.Р.	22, 80, 81, 113
Паранин В.Д.	146	Сергеев С.М.	76
Паулиш А.Г.	91, 173, 179	Сидоров В.Г.	122
Паханов Н.А.	53	Сидоров Г.Ю.	19, 48, 52, 62, 93, 149, 151, 156, 157, 158, 162, 172
Пашкеев Д.А.	21, 104	Сидоров Ю.Г.	19, 52, 62, 162
Пащин Н.С.	34, 64	Синюков М.П.	75
Пащенко Т.Д.	147	Скороходов Е.В.	76
Петренко В.И.	118	Смагина Ж.В.	74
Петрушков М.О.	22, 81, 113	Смирнов И.А.	93
Пещерова С.М.	35, 41	Солдатов Н.А.	169
Подшибякина Е.Ю.	114	Солянкин П.М.	45
Полесский А.В.	55	Сошников И.П.	117
Половинкин В.Г.	58	Спесивцев Е.В.	26, 31, 108
Пономаренко В.П.	17	Средин В.Г.	130
Попов В.П.	31	Старцев В.В.	89, 99, 142
Попов В.С.	17		
Попов С.А.	141		
Потатуркин О.И.	90		
Потемкин Ф.В.	18		

Степихова М.В.	69, 74, 76, 167	Чистохин И.Б.	83, 122, 125
Стоянов Н.Д.	168	Чуешова А.Г.	41
Стрельцов В.А.	63, 141	Чуфарова Н.А.	29
Струк В.К.	87	Шабрин А.Д.	21, 104
Ступак М.Ф.	119	Шайблер Г.Э.	36, 132, 148, 155
Стучинский В.А.	149, 150, 151, 172	Шалеев М.В.	76, 121
Супрун С.П.	34, 64	Шамирзаев Т.С.	81
Суслаков А.О.	162	Шапор П.И.	91
Сусов Е.В.	56, 95, 118	Шаргородский В.Д.	59
Сухоруков Ю.П.	40, 96	Шарков М.Д.	68
Тазиев Р.М.	86, 105	Шаров В.А.	117
Танеев В.В.	115, 146	Шатунов К.П.	91, 139
Тарасов А.С.	34, 64	Шварц М.З.	161
Телегин А.В.	40, 96	Шварц Н.Л.	20
Терехов А.С.	36, 132, 148, 155	Швец В.А.	26, 95, 110
Терещенко О.Е.	32, 34, 37, 64	Шелковников В.В.	44
Тийс С.А.	116	Шенгурев Д.В.	70, 76
Тимофеев В.А.	75, 116	Шепелин А.В.	94
Тихоненко Ф.В.	23	Шерстякова В.Н.	34, 64
Ткаченко В.А.	134, 135	Шиманский А.Ф.	114
Ткаченко О.А.	134, 135	Шишкун И.А.	133, 146
Торопов А.И.	71, 83, 102, 106, 126	Шкляев А.А.	30
Туджанова И.Н.	147	Шкуринов А.П.	45
Ужаков И.Н.	50, 95, 110	Шувалов Г.В.	145
Устинов В.М.	78	Шустов В.А.	163
Уточкин В.В.	46	Щеглов Д.В.	85
Фадеев М.А.	46	Щербак А.В.	115
Файзрахманов И.А.	163	Щербак С.А.	100
Федоринин В.Н.	84, 91	Эминов Э.А.	94
Федоров И.В.	159	Эпов В.С.	34
Федосенко Е.В.	64	Эполетов В.С.	161
Федюхин Л.А.	126, 127, 128	Юрасов Д.В.	70, 121
Феклистов К.В.	170	Яблонский А.Н.	70, 74, 76
Фетисова М.В.	100	Якимов А.И.	60
Филатов А.В.	56, 95, 118	Яковкина Л.В.	28
Фицич Е.И.	57	Яковлева Н.И.	61
Фомин Б.И.	74, 85, 122	Якушев М.В.	19, 26, 52, 57, 62, 103, 112, 119, 156, 157, 162, 177
Фромичев Д.В.	93	Ярошевич А.С.	134
Холднов В.А.	49	Ясев С.Г.	33, 154
Хорошилов В.С.	131		
Хохлов Д.Р.	79		
Царёв А.В.	30, 86, 105, 126		
Цырлин Г.Э.	117		
Чепурнов Е.Л.	17		
Черкова С.Г.	166		
Черняев А.В.	168		
Четырин И.А.	116		
Чигарев С.Г.	82		
Чиж А.Л.	83		

СПИСОК УЧАСТНИКОВ

Абрамкин Демид Суад

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
dalamber.07@mail.ru

Агринский Михаил Владимирович

АО "ОКБ Астрон"
ул. Парковая, 1,
г. Лыткарино Московская обл., 140081
magr829@yandex.ru

Аксенов Максим Сергеевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
m.se.aksenov@gmail.com;
aksenov@isp.nsc.ru

Алдохин Павел Алексеевич

Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт
прикладной микроэлектроники»
пр-т Академика Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
aldosha@ngs.ru

Александров Александр Борисович

АО «Научно-производственная корпорация
«Системы прецизионного приборостроения»
ул. Авиамоторная, 53,
Москва, 111024
aleksandrov@npk-spp.ru

Алимов Н. Э.

Ферганский государственный университет
Мураббийлар, 19,
г. Фергана, Узбекистан, 150100
otajonov_s@mail.ru

Аникин Кирилл Витальевич

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
anikin@isp.nsc.ru

Анисимов Андрей Николаевич

Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе
РАН
Политехническая ул., 26,
Санкт-Петербург, 194021
aan0100@gmail.com

Анищик Сергей Владимирович

Институт химической кинетики и горения
им. В.В. Воеводского
Институтская, 3,
г. Новосибирск, 630090
svan@kinetics.nsc.ru

Аношин К. Е.

АО "ОКБ Астрон"
ул. Парковая, 1,
г. Лыткарино Московская обл., 140081
v@astrohn.ru

Аржаникова София Андреевна

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
science@isp.nsc.ru

Асеев Александр Леонидович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
aseev@isp.nsc.ru

Асламбеков Владислав Валерьевич

АО "НИИП имени В.В.Тихомирова"
ул. Гагарина, д. 3,
г. Жуковский, 140180
krauchenko.t@otd40.niip.ru

Ахундов Игорь Олегович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
akhundov.igor@gmail.com

Бабаев Анатолий Александрович

Филиал АО «Научно-производственная корпорация
«Системы прецизионного приборостроения»
наб. Реки Гзень, д.9,
Великий Новгород, 173003
babaev_aa@npkspp.ru

Бабин Сергей Алексеевич

Институт автоматики и электрометрии СО РАН
пр-т Акад. Коptyuga, 1,
г. Новосибирск, 630090
director@iae.nsk.su

Бакин Василий Вениаминович

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
bakin@ngs.ru

Басалаева Людмила Сергеевна

Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
basalaeva@isp.nsc.ru

Баталов Рафаэль Ильясович
Казанский физико-технический институт,
Федеральный исследовательский центр
"Казанский научный центр РАН"
Сибирский тракт, 10/7 ,
г. Казань, 420029
batalov@kfti.knc.ru

Башкатов Александр Сергеевич
Мытищинский научно-исследовательский
институт радиоизмерительных приборов (ФГУП
«МНИИРИП»)
ул. Колпакова, д. 2а, литер Б1,
г. Мытищи, Московская область, 141002
info@mniirip.ru

Болтарь Константин Олегович
АО "НПО "Орион"
ул. Косинская, 9, Москва, 111538

Вайнер Борис Григорьевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
bgv@isp.nsc.ru

Варавин Василий Семенович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
varavin@isp.nsc.ru

Васильев Владимир Васильевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
vas@isp.nsc.ru

Васильев Роман Борисович
МГУ им. М.В. Ломоносова,
Факультет наук о материалах
Ленинские горы, д. 1, стр. 73,
Москва, 119991
romvas@inorg.chem.msu.ru

Викторов Алексей Александрович
АО "Экран - оптические системы"
ул. Даргомыжского 8А, к.2,
г. Новосибирск, 630047
aleksek@mail.ru

Вилков Евгений Александрович
Фрязинский филиал института радиотехники и
электроники им. В. А. Котельникова РАН
пл. Введенского, 1, Фрязино, 125009
e-vilkov@yandex.ru

Вишняков Алексей Витальевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
vishn@isp.nsc.ru

Войцеховский Александр Васильевич
Национальный исследовательский
Томский государственный университет
пр. Ленина, 36 , г. Томск, 634050
vav43@mail.tsu.ru

Волков Виктор Генрихович
АО "Московский завод "САПФИР"
Днепропетровский проезд, 4А, стр. 3,
Москва, 117545
info@mzsapphir.ru

Володин Владимир Алексеевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
volodin@isp.nsc.ru

Гавриленко Владимир Изяславович
Институт физики микроструктур РАН
ГСП-105, г. Нижний Новгород, 603950
gavr@ipmras.ru

Гаврилов Егор Валерьевич
АО "НПК ПЕЛЕНГАТОР"
ул. Ивана Черных, д.31-33, лит. В, пом.№1,
Санкт-Петербург, 198095
info@npk-pelegator.ru

Гамбaryan Margarita Петровна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
gambaryan@isp.nsc.ru

Гейдт Павел Викторович
Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 1,
г. Новосибирск, 630090
pavel.geydt@gmail.com

Гилинский Александр Михайлович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
gilinsky@isp.nsc.ru

Гладков Роман Александрович
Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт
прикладной микроэлектроники»
пр-т Академика Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
gl-2005@yandex.ru

Голяшов Владимир Андреевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
vladimirgolyashov@gmail.com

Гончаров Валерий Евгеньевич
АО "НПО "Орион"
ул. Косинская, 9, Москва, 111538
vg10.orion@gmail.com

Горн Дмитрий Игоревич
Национальный исследовательский
Томский государственный университет
пр. Ленина, 36 , г. Томск, 634050
gorn_dim@sibmail.com;
gorn.di@gmail.com

Горшков Дмитрий Витальевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
GorshkovDV@isp.nsc.ru

Гуляев Дмитрий Владимирович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
gulyaev@isp.nsc.ru

Давлеткильдеев Надим Анварович
АО "Омский научно-исследовательский
институт приборостроения" (АО "ОНИИП")
ул. Масленникова, 231,
г. Омск, 644009
dna_mail@mail.ru

Данилов Леонид Викторович
Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе
РАН
Политехническая ул., 26,
Санкт-Петербург, 194021
danleon84@mail.ioffe.ru

Двуреченский Анатолий Васильевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
dvurech@isp.nsc.ru

Девяткин Петр Тихонович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
devyat@isp.nsc.ru

Демьяненко Михаил Алексеевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
demyanenko@isp.nsc.ru

Деребезов Илья Александрович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
derebezov@isp.nsc.ru

Дерябина Вера Валерьевна
АО "Экран - оптические системы"
ул. Даргомыжского 8А, к.2,
г. Новосибирск, 630047
vera_dvv@mail.ru

Дмитриев Дмитрий Владимирович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
ddmitriev@isp.nsc.ru

Дулин Сергей Афанасьевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
dulin@isp.nsc.ru

Егоров Антон Юрьевич
ООО "Коннектор Оптика"
ул. Домостроительная, д. 16, литер Б,
Санкт-Петербург, 194292
Anton.Egorov@connector-optics.com;
Anton@beam.ioffe.ru

Емельянов Евгений Александрович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
e2a@isp.nsc.ru

Емельянов Александр Александрович
АО "Катод"
ул. Падунская, 3,
г. Новосибирск, 630047
alemxxi@rambler.ru

Есаев Дмитрий Георгиевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
esaev@isp.nsc.ru

Ефимов Валерий Михайлович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
efimov@isp.nsc.ru

Жильцов Иван Михайлович
Самарский национальный исследовательский
университет им. академика С.П. Королева
ул. Московское шоссе, д. 34,
г. Самара, 443086
ivanzp45wm@yandex.ru

Жмерик Валентин Николаевич
Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе
РАН
Политехническая ул., 26,
Санкт-Петербург, 194021
Jmerik@pls.ioffe.ru

Жуков Алексей Евгеньевич
Санкт-Петербургский национальный
исследовательский Академический университет
РАН
ул. Хлопина д. 8, корп. 3, лит. А,
Санкт-Петербург, 194021
zhukale@gmail.com

Журавлев Константин Сергеевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
zhur@isp.nsc.ru

Журавлев Андрей Григорьевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
zh@ngs.ru

Журавлев Алексей Васильевич
Секция прикладных проблем при СО РАН
ул. Терешковой, д. 30,
г. Новосибирск, 630090
spp@sb-ras.ru

Загубисало Петр Станиславович
Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт
прикладной микроэлектроники»
пр-т Академика Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
peter.zagubisalo@gmail.com

Иванов Сергей Викторович
Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе
РАН
Политехническая ул., 26,
Санкт-Петербург, 194021
ivanovsv@mail.ioffe.ru;
ivan@beam.ioffe.ru

Ижнин Игорь Иванович
Научно-производственное предприятие
"Электрон-Карат"
ул. Стрийская, д. 202,
г. Львов, Украина, 79031
i.izhmin@carat.electron.ua

Ильинов Денис Владимирович
АО "НПО "Орион"
ул. Косинская, 9,
Москва, 111538
dv.iljinov@physics.msu.ru

Ипатов Дмитрий Евгеньевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
ipdmev@gmail.com

Ищенко Денис Вячеславович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
miracle4348@gmail.com

Каламейцев Александр Владимирович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
kalam@isp.nsc.ru

Карпов Владимир Владимирович
АО "Московский завод "САПФИР"
Днепропетровский проезд, 4А, стр. 3,
Москва, 117545
info@mzsapphir.ru

Киселева Евгения Валерьевна
АО "Омский научно-исследовательский
институт приборостроения" (АО "ОНИИП")
ул. Масленникова, 231,
г. Омск, 644009
kiselevazh.96@yandex.ru

Клечковская Вера Всеволодовна
Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова
ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН
Ленинский пр., 59,
Москва, 119333
Klechvv@crys.ras.ru

Климов Александр Эдуардович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
klimov@isp.nsc.ru

Клусина Надежда Владимировна
Иркутский государственный университет
Трилиссера ул., 65,
г. Иркутск, 664047
klusinanadezda07@gmail.com

Козина Лариса Дмитриевна
МГУ им. М.В. Ломоносова, химический факультет
Москва, 119991
lara.kozina2013@yandex.ru

Козлов Кирилл Владимирович
АО "НПО "Орион"
ул. Косинская, 9,
Москва, 111538
kozlov.k.v@mail.ru

Козлов Александр Иванович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
kozlov@isp.nsc.ru

Колосовский Евгений Анатольевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13, г
г. Новосибирск, 630090
kolos@isp.nsc.ru

Колосовский Данил Антонович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
daniel-ak@yandex.ru

Конойко Алексей Иванович
ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная
техника»
пр-кт Независимости, 68,
г. Минск, Беларусь, 220072
kon54@yandex.by

Конради Дмитрий Сергеевич
Военная академия РВСН им. Петра Великого
ул. Карбышева, д.8,
г. Балашиха, Московская обл., 143900
demon125@inbox.ru

Копаев Игорь Александрович
ООО "Т8"
Краснобогатырская ул., д. 44, стр.1,
Москва, 107076
kopaev@t8.ru

Коротаев Александр Григорьевич
Национальный исследовательский
Томский государственный университет
пр. Ленина, 36 ,
г. Томск, 634050
kor@mail.tsu.ru

Косых Валерий Петрович
Институт автоматики и электрометрии СО РАН
пр-т Академика Коптюга, 1,
г. Новосибирск, 630090
kosych@iae.nsk.su

Коханенко Андрей Павлович
Национальный исследовательский
Томский государственный университет
пр. Ленина, 36 ,
г. Томск, 634050
kokh@mail.tsu.ru

Кочкарев Денис Вячеславович
АО "Экран - оптические системы"
ул. Даргомыжского 8А, к.2,
г. Новосибирск, 630047
zamtehdir1@ekran-os.ru

Кочура Сергей Григорьевич
АО "ИСС" им. академика М.Ф. Решетнева
ул. Ленина д. 52, г. Железногорск,
ЗАТО Железногорск, Красноярский край, 662972
kriuchkovra@iss-reshetnev.ru

Кошелев Олег Андреевич
Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе
РАН
Политехническая ул., 26,
Санкт-Петербург, 194021
etukoshlevoa@gmail.com

Кремис Игорь Иванович
Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт
прикладной микроэлектроники»
пр-т Академика Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
igor21738@ngs.ru

Кривальцевич Сергей Викторович
АО "Омский научно-исследовательский
институт приборостроения" (АО "ОНИИП")
ул. Масленникова, 231,
г. Омск, 644009
kriser2002@mail.ru

Критская Татьяна Владимировна
Инженерный институт Запорожского
национального университета
Просезд Леваневского, 5, кв. 5,
Запорожье, Украина, 69006
krytskaja@mail.ru;
krytskaja2017@gmail.com

Кручинин Владимир Николаевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
vladd.kruch@yandex.ru

Крючков Павел Александрович
АО "ИСС" им. академика М.Ф. Решетнева
ул. Ленина д. 52, г. Железногорск,
ЗАТО Железногорск, Красноярский край, 662972
p.kriuchkov@gmail.com

Кузнецов Сергей Александрович
Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт
прикладной микроэлектроники»
пр-т Академика Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
serge_smith@ngs.ru;
sakuznetsov@nsm.nsu.ru

Куртина Дарья Андреевна
МГУ им. М.В. Ломоносова
Ленинские горы, д. 1, Москва, 119991
kurtinadaria@gmail.com

Кутявина Анастасия Дмитриевна
Уральский федеральный университет
ул. Мира, 19,
Екатеринбург, 620002
n-kutyavina@mail.ru;
nkutyavina8788@gmail.com

Латухина Наталья Виленовна
Самарский национальный исследовательский
университет им. академика С.П. Королева
ул. Московское шоссе, д. 34,
г. Самара, 443086
natalat@yandex.ru

Латышев Александр Васильевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
latyshev@isp.nsc.ru

Лебедев Артем Олегович
Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт
прикладной микроэлектроники»
пр-т Академика Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
artem_leb@mail.ru

Лесов Валентин Александрович
АО "НИИП имени В.В.Тихомирова"
ул. Гагарина, д. 3,
г. Жуковский, 140180
dolgova.e@otd40.niip.ru

Ли Ирлам Игнатьевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
irlamlee@isp.nsc.ru

Лизункова Дарья Александровна
Самарский национальный исследовательский
университет им. академика С.П. Королева
ул. Московское шоссе, д. 34,
г. Самара, 443086
daria.lizunkova@yandex.ru

Липатов Евгений Игоревич
Национальный исследовательский
Томский государственный университет
пр. Ленина, 36 , г. Томск, 634050
evl@mail2000.ru

Логунов Михаил Владимирович
Институт радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН
Моховая 11, корп. 7,
Москва, 125009
logunovmv@bk.ru

Макаров Юрий Сергеевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
makarov@isp.nsc.ru

Марин Денис Викторович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
marin@isp.nsc.ru

Маричев Артем Евгеньевич
Физико-технический институт
имени А.Ф. Иоффе РАН
Политехническая ул., 26,
Санкт-Петербург, 194021
aemarichev@mail.ioffe.ru

Марков В. Ф.
Уральский федеральный университет
ул. Мира, 19, Е
г. Екатеринбург, 620002
v.f.markov@urfu.ru

Мелебаев Даулбай
Туркменский госуниверситет им. Махтумкули
Туркменистан,
г. Ашхабад, 744000
dmelabay@yandex.ru

Мещерова Динара Наильевна
Мытищинский научно-исследовательский
институт радиоизмерительных приборов
(ФГУП «МНИИРИП»)
ул. Колпакова, д. 2а, литер Б1,
г. Мытищи, Московская область, 141002

Милёхин Александр Германович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
milekhin@isp.nsc.ru

Мирошникова Ирина Николаевна
Национальный исследовательский
университет «МЭИ»
Красноказарменная ул., 14,
Москва, 111250
MiroshnikovaIN@mpei.ru

Михайлов Николай Николаевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
mikhailov@isp.nsc.ru

Морозов Сергей Вячеславович
Институт физики микроструктур РАН
ГСП-105, г. Нижний Новгород, 603950
more@ipmras.ru

Морозов Илья Сергеевич
Санкт-Петербургский национальный
исследовательский Академический университет
РАН
ул. Хлопина д. 8, корп. 3, лит. А,
Санкт-Петербург, 194021
morozov97@mail.ru

Москаленко А. С.
АО "ОКБ Астрон"
ул. Парковая, 1,
г. Лыткарино Московская обл., 140081
v@astrohn.ru

Мостовщикова Елена Викторовна
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО
РАН
ул. С. Ковалевской, 18,
г. Екатеринбург, 620106
mostovsikova@imp.uran.ru

Мутилин Сергей Владимирович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
mutilin@isp.nsc.ru

Мынбаев Карим Джабарович
Санкт-Петербургский национальный
исследовательский
университет информационных технологий,
механики и оптики
(Университет ИТМО)
Кронверкский проспект, д.49,
Санкт-Петербург, 197101
mynkad@mail.ioffe.ru

Назымов Владимир Петрович
Институт ядерной физики им. Г.И. Будакера СО РАН
ул. Лаврентьева, 11,
г. Новосибирск, 630090
yovochkaprim@mail.ru

Настовьяк Алла Георгиевна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
alla@isp.nsc.ru

Наумов Аркадий Валерьевич
АО "ОКБ Астрон"
ул. Парковая, 1,
г. Лыткарино Московская обл., 140081
naumov_arkadii@mail.ru

Наумова Ольга Викторовна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
naumova@isp.nsc.ru

Неизвестный Игорь Георгиевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
neizv@isp.nsc.ru

Нестеришин Михаил Владленович
АО "ИСС" им. академика М.Ф. Решетнева
ул. Ленина д. 52, г. Железногорск,
ЗАТО Железногорск, Красноярский край, 662972
gebgardtva@iss-reshetnev.ru

Николаев Назар Александрович
Институт автоматики и электрометрии СО РАН
пр-т Акад. Коптюга, 1,
г. Новосибирск, 630090
nazar@iae.nsk.su

Никонов Антон Викторович
АО "НПО "Орион"
ул. Косинская, 9,
Москва, 111538
ech@li.ru;
indrumbbox@gmail.com

Новиков Алексей Витальевич
Институт физики микроструктур РАН
ГСП-105, г. Нижний Новгород, 603950
anov@ipmras.ru

Новоселов Андрей Рудольфович
Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт
прикладной микроэлектроники»
пр-т Академика Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
novoselov@oesd.ru

Овсяк Виктор Николаевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090

Орлов Лев Константинович
Институт физики микроструктур РАН
ГСП-105, г. Нижний Новгород, 603950
orlov@ipm.sci-nnov.ru

Осинных Игорь Васильевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
igor-osinnykh@isp.nsc.ru

Отажонов Салим Мадрахимович
Ферганский государственный университет
Мураббийлар, 19,
г. Фергана, Узбекистан, 150100
otajonov_s@mail.ru

Папантонопуло Артём Николаевич
АО "НПП "Восток"
ул. Советская, 65, Н
г. Новосибирск, 630099
artem.papantonopulo@yandex.ru

Паулиш Андрей Георгиевич
Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт
прикладной микроэлектроники»
пр-т Академика Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
paulish63@ngs.ru

Паханов Николай Андреевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
pakhanov@isp.nsc.ru

Петрушков Михаил Олегович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
maikdi@isp.nsc.ru

Пещерова Светлана Михайловна
Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН
Фаворского ул., 1а,
г. Иркутск, 664033
spescherova@mail.ru

Подшибякина Елена Юрьевна
Институт цветных металлов и материаловедения
СФУ
пр. им. газеты «Красноярский рабочий», 95,
г. Красноярск, 660025
podshibyakina.elena@mail.ru

Поллеский Алексей Викторович
АО "НПО "Орион"
ул. Косинская, 9,
Москва, 111538
av22236@bk.ru

Попов Владимир Павлович
Институт физики полупроводников им. А.В.
Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
popov@isp.nsc.ru

Попов Виктор Сергеевич
АО "НПО "Орион"
ул. Косинская, 9,
Москва, 111538
porov.chem@gmail.com

Постников Евгений Сергеевич
Филиал АО "Корпорация "Комета" НПЦ "ОЭКН"
ул. Шателена, д.7,
Санкт-Петербург
info@corpkometa.ru

Потатуркин Олег Иосифович
Институт автоматики и электрометрии СО РАН
пр-т Акад. Коптюга, 1,
г. Новосибирск, 630090
potaturkin@iae.nsk.su

Пресняков Роман Валерьевич
Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН
Фаворского ул., 1а,
г. Иркутск, 664033
topr@igc.irk.ru

Ремесник Владимир Григорьевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
remesnik@isp.nsc.ru

Рожков Станислав Александрович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
rozhkovs@isp.nsc.ru

Рубцова Наталия Николаевна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
rubtsova@isp.nsc.ru

Рыбак Алина Анатольевна
Институт автоматики и электрометрии СО РАН
пр-т Акад. Коптюга, 1,
г. Новосибирск, 630090
rybak.alinka2011@yandex.ru

Самвелов А. В.
АО "ОКБ Астрон"
ул. Парковая, 1,
г. Лыткарино Московская обл., 140081
v@astrohn.ru

Сахаров Михаил Викторович
Военная академия РВСН им. Петра Великого
ул. Карбышева, д.8,
г. Балашиха, Московская обл., 143900
m_sakharov@mail.ru

Свит Кирилл Аркадьевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
svit@nanotech.nsk.ru

Семенова Ольга Ивановна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
oisem@isp.nsc.ru

Сидоров Георгий Юрьевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
george@isp.nsc.ru

Сидоров Юрий Георгиевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
sidorov@isp.nsc.ru

Скляр Роман Иванович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
ri.sklyar@protonmail.com

Смагина Жанна Викторовна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
smagina@isp.nsc.ru

Солдатов Никита Артемович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
nikita.soldatov2099@yandex.ru

Средин Виктор Геннадиевич
Военная академия РВСН им. Петра Великого
ул. Карбышева, д.8,
г. Балашиха, Московская обл., 143900
sredinvg@rambler.ru

Стариков Ростислав Сергеевич
Национальный исследовательский ядерный
университет «МИФИ»
Каширское шоссе, д. 31,
г. Москва, 115409
rstarikov@mail.ru

Степихова Маргарита Владимировна
Институт физики микроструктур РАН
ГСП-105, г. Нижний Новгород, 603950
mst@ipm.sci-nnov.ru

Струк Валерий Константинович
НИИ радиофотоники и оптоэлектроники ПАО
ПНППК
ул. 25 Октября, 106,
г. Пермь, 614990
struk@pnppk.ru

Струнин Владимир Иванович
Омский государственный университет
пр. Мира, 55а,
г. Омск, 644077
strunin@omsu.ru

Ступак Михаил Федорович
КТИ НП СО РАН
Русская ул., 41,
г. Новосибирск, 630058
stupak@tdsie.nsc.ru

Стучинский Виктор Андреевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
stuchin@isp.nsc.ru

Сусов Евгений Васильевич
АО "Московский завод "САПФИР"
Днепропетровский проезд, 4А, стр. 3,
Москва, 117545
info@mzsapphir.ru

Сысоев Павел Александрович
Филиал ФГБУ "46 ЦНИИ"
г. Мытищи, Московская обл., 141006

Тазиев Ринат Миргазиянович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
taziev@isp.nsc.ru

Танеев Вадим Витальевич
Самарский национальный исследовательский
университет им. академика С.П. Королева
ул. Московское шоссе, д. 34,
г. Самара, 443086
vadim@taneev.ru

Телегин Андрей Владимирович
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО
РАН
ул. С. Ковалевской, 18,
г. Екатеринбург, 620106
telegin@imp.uran.ru

Терехов Александр Сергеевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
terek@isp.nsc.ru

Терещенко Олег Евгеньевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
teresh@isp.nsc.ru

Тимофеев Вячеслав Алексеевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
Vyacheslav.t@isp.nsc.ru

Ткаченко Виталий Анатольевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
vtkach@isp.nsc.ru

Устинов Виктор Михайлович
Научно-технологический центр микроэлектроники
и
субмикронных гетероструктур РАН
ул. Политехническая, 26,
Санкт-Петербург, 194021,
umust.beam@mail.ioffe.ru

Федоринин Виктор Николаевич
Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт
прикладной микроэлектроники»
пр-т Академика Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
fedorinin55@mail.ru

Фёдоров Борис Викторович
Секция прикладных проблем при СО РАН
ул. Терешковой, д. 30,
г. Новосибирск, 630090
spp@sb-ras.ru

Феклистов Константин Викторович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
kos@isp.nsc.ru

Хмеленко Юрий Алексеевич
ПАО "НПО "АЛМАЗ"
Ленинградский пр-т, д. 80,
Москва, 125190
r13ft@gskb.ru

Холоднов Вячеслав Александрович
АО "НПО "Орион"
ул. Косинская, 9,
Москва, 111538
vkholodnov@mail.ru

Хорошилов Владимир Сергеевич
Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 1,
г. Новосибирск, 630090
crane1983@yandex.ru

Хоклов Дмитрий Ремович
МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет
Ленинские горы, д. 1, стр. 2,
Москва, 119991
khoklov@mig.phys.msu.ru

Царев Андрей Владимирович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
tsarev@isp.nsc.ru

Чаплик Александр Владимирович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
chaplik@isp.nsc.ru

Чистохин Игорь Борисович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
igor@isp.nsc.ru

Чуешова Анастасия Геннадьевна
Иркутский государственный университет
Трилиссера ул., 65,
г. Иркутск, 664047
trill6521@yandex.ru

Шабрин Алексей Дмитриевич
АО "НПО "Орион"
ул. Косинская, 9,
Москва, 111538
d.pashkeev@gmail.com

Шайблер Генрих Эристович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
scheibl@isp.nsc.ru

Шарков Михаил Дмитриевич
Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе
РАН
Политехническая ул., 26,
Санкт-Петербург, 194021
mischar@mail.ru

Швец Василий Александрович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
basil5353@mail.ru

Шелковников Владимир Владимирович
Новосибирский институт органической химии
им. Н.Н. Ворожцова
пр. Ак. Лаврентьева, 9,
г. Новосибирск, 630090
vice@nioch.nsc.ru

Шишгин Иван Александрович
Самарский национальный исследовательский
университет им. академика С.П. Королева
ул. Московское шоссе, д. 34,
г. Самара, 443086
shishkinivan9@gmail.com

Шкляев Александр Андреевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
alexсан@mail.ru

Шкуринов Александр Павлович
МГУ им. М.В. Ломоносова
Москва
alex@lasmed.phys.msu.su

Шулунов Алексей Николаевич
АО "НПК "НИИДАР"
ул. 8 марта, д. 10, стр. 5,
Москва, 127083
a1070208n@yandex.ru

Юрк Виктория Михайловна
Уральский федеральный университет
ул. Мира, 19,
г. Екатеринбург, 620002
v.yurk@yandex.ru

Юрьев Владимир Артурович
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
ул. Вавилова, 38,
Москва, 119991
vyuryev@kapella.gpi.ru

Якимов Андрей Иннокентьевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
yakimov@isp.nsc.ru

Якушев Максим Витальевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
yakushev@isp.nsc.ru