12-16 ОКТЯБРЯ 2015 НОВОСИБИРСК

2015

ФОТОНИКА

Российская конференция по актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники

(с участием иностранных ученых)

тезисы

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

ФОТОНИКА 2017

11-15 сентября 2017 г., Новосибирск

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

2017 НОВОСИБИРСК

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

КОНФЕРЕНЦИЯ ПРОВОДИТСЯ ПРИ СОДЕЙСТВИИ

Сибирское отделение РАН
Веб-сайт: www.sbras.ru

Федеральное агентство научных организаций
Веб-сайт: fano.gov.ru

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

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

Со-председатели Конференции

Латышев А.В.	ИФП СО РАН, Новосибирск
Асеев А.Л.	СО РАН, Новосибирск

Зам. председателя

Двуреченский А.В.	ИФП СО РАН, Новосибирск
Федорук М.П.	НГУ, Новосибирск

Ученый секретарь

Тысченко И.Е.	ИФП СО РАН, Новосибирск

Члены программного комитета

Алферов Ж.И.	СПб АУ НОЦНТ РАН, Санкт-Петербург
Бездидько С.Н.	ПАО "Красногорский завод им. С.А. Зверева", Красногорск
Белоусов Ю.И.	ОАО "Корпорация "Комета", Москва
Брыкин А.В.	ОАО «Российская электроника», Москва
Волков Н.В.	ИФ СО РАН, Красноярск
Гиндин П.Д.	ОАО "Швабе - Фотосистемы", Москва
Гуляев Ю.В.	ИРЭ РАН, Москва
Доценко В.В.	АО “НПФ ”Микран”, Томск
Жуков А.Е.	СПб АУ НОЦНТ РАН, Санкт-Петербург
Иванов В.П.	ФГУП "НПО "ГИПО", Казань
Ивченко Е.Л.	ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
Исаев В.М.	МНИИРИП, Мытищи, Московская обл.
Исюк В.И.	ОАО НЗПП с ОКБ, Новосибирск
Копьев П.С.	ФТИ им. А.Ф. Иоффе
Крайлюк А.Д.	АО "Концерн радиостроения "Вега", Москва
Красильник З.Ф.	ИФМ РАН, Н.Новгород
Красников Г.Я.	ОАО «НИИМЭ и Микрон», Зеленоград
Кукушкин И.В.	ИФТТ РАН, Черноголовка
Кулипанов Г.Н.	ИЯФ СО РАН, Новосибирск
Лукичев В.Ф.	ФТИАН, Москва
Неизвестный И.Г.	ИФП СО РАН, Новосибирск
Никитов С.А.	ИРЭ РАН, Москва
Овсюк В.Н.	ИФП СО РАН, Новосибирск
Резнев А.А.	Москва
Сауров А.Н.	ИНМЭ РАН, Москва
Сибельдин Н.Н.	ФИАН, Москва
Сигов А.С.	МИРЭА, Москва
Сизов Ф.Ф.	ИФП НАН Украины, Киев
Солдатенков В.А.	ОАО "НПО Геофизика-НВ", Москва
Тарасов А.П.	ПАО "Красногорский завод им. С.А. Зверева", Красногорск
Терехов А.С.	ИФП СО РАН, Новосибирск

Адреса и контакты Программного комитета

ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
630090, пр. Ак. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, Россия
Ида Евгеньевна Тысченко – ученый секретарь Программного комитета
Тел.: +7(383)333-25-37
E-mail: photonics2017@isp.nsc.ru

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Председатель
Каламейцев А.В. ИФП СО РАН, Новосибирск

Зам. председателя
Грибков В.П. ИФП СО РАН, Новосибирск
Милехин А.Г. 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.	НГТУ, Новосибирск
Глухов А.В.	ОАО НЗПП с ОКБ, Новосибирск
Гугучкин В.И.	ЗАО «Экран-Оптические системы», Новосибирск
Дворецкий С.А.	ИФП СО РАН, Новосибирск
Девяткин П.Т.	ИФП СО РАН, Новосибирск
Ивонин И.В.	ТГУ, Томск
Корчак В.Ю.	Секция прикладных проблем при Президиуме РАН, Москва
Локтионов В.И.	ОАО "Катод", Новосибирск
Максимов Е.М.	Москва
Паршин А.С.	СибГАУ, Красноярск
Паулиш А.Г.	Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», Новосибирск
Потатуркин О.И.	ИАиЭ СО РАН, Новосибирск
Пчеляков О.П.	ИФП СО РАН, Новосибирск
Рассохин В.А.	АО «Швабе Оборона и Защита», Новосибирск
Рябцев И.И.	ИФП СО РАН, Новосибирск
Сидоров Г.Ю.	ИФП СО РАН, Новосибирск
Сидоров Ю.Г.	ИФП СО РАН, Новосибирск
Скубневский Э.В.	ИФП СО РАН, Новосибирск
Якушев М.В.	ИФП СО РАН, Новосибирск

Адрес Оргкомитета Конференции

ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
пр. ак. Лаврентьева 13, 630090, Новосибирск,
Факс: +7(383) 3332771; e-mail: photonics2017@isp.nsc.ru
Аржанникова София Андреевна, тел.: +7(383) 3332488;
Тычинская Светлана Анатольевна, тел.: +7(383) 3332488

СОДЕРЖАНИЕ

М.В. Якушев, В.С. Варавин, В.В. Васильев, С.А. Дворецкий, А.В. Латышев, Д.В. Марин, В.Г. Ремесник, И.В. Сабинина, Г.Ю. Сидоров, Ю.Г. Сидоров. Фоточувствительные структуры CdHgTe, выращиваемые методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках большого диаметра	15
К.О.Болтарь, И.Д. Бурлаков, Е.Л. Чепурнов. Фотоэлектроника коротковолнового ИК-диапазона	16
А.И. Якимов. Гетероструктуры Ge/Si с квантовыми точками Ge для детектирования фотонов в среднем ИК диапазоне	17
Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашев, А.А. Лавров, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, А.А. Усикова. Одиночные и матричные фотодиоды на основе гетероструктур $InAs_{1-x}Sb_x$/InAs SbP ($0 \le x \le 0.3$) для спектрального диапазона 3-8 мкм	18
Ю.Г. Сидоров, Г.Ю. Сидоров, С.А .Дворецкий, М.В. Якушев, В.В. Васильев, И.В. Сабинина, И.В. Марчишин, Д.В. Марин, В.Д. Кузьмин, А.В. Зверев, Ю.С. Макаров, В.С. Варавин, А.В. Предеин, В.Г. Ремесник, А.В. Латышев, А.Л. Асеев, Д.В. Горшков, П.А. Сысоев, С.С. Милосердов. Фотоприемные устройства на основе ГЭС КРТ МЛЭ на подложках Si и GaAs для диапазонов длин волн 1-3, 3-5 и 8-10 мкм форматом до 1024×1024 элементов	19
В.И. Бударных, Н.А. Валишева, М.А. Демьяненко, С.А. Дворецкий, Д.Г. Есаев, А.К. Калагин, И.В. Марчишин, А.И. Торопов, А.В. Латышев. Фотоприемныеустройства на основе многослойных структур с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs форматом 384x288 и 640x512	20
Р.В. Давлетшин, А.В. Никонов, П.С. Лазарев, К.О. Болтарь. Исследование пространственного распределения спектральной фоточувствительности матричных фотоприемных устройств	21
П.Д. Гиндин, А.В. Артамонов, В.П. Астахов, Н.Н. Евстафьева, В.В. Карпов, Г.С. Соловьёва, В.С. Теняева. Секундный фотонный отжиг в технологии изготовления фотодиодов на InSb	22
А.Н. Акимов, А.Э. Климов, Н.С. Пащин, М.Л. Савченко, Е.В. Федосенко, В.Н. Шерстякова, А.С. Ярошевич. Фоточувствительность в спектральном диапазоне свыше 30 мкм на межзонных переходах в пленках $Pb_{1-x}Sn_xTe$:In	23
А.В. Новиков, М.В. Шалеев, Д.В. Юрасов, Н.А. Байдакова, Е.Е. Морозова, Е.Е. Скороходов, В.А. Вербус, A. Hombe, Y. Kurokawa, N. Usami. Повышение эффективности Si солнечных элементов за счет селективного травления структур с Ge(Si) самоформирующимися нанoостровками	24
Д.В. Горшков, В.В. Бакин, Г.Э. Шайблер, А.С. Терехов, В.А. Гавриленко, Д.В. Горшков, С.А. Кесаев, В.А. Рахманин. Ионная обратная связь в электронно-оптических преобразователях с микроканальной пластиной	25
А.А. Родионов, В.А. Голяшов, М.А. Василенко, И.Б. Чистохин, А.С. Ярошевич, Т.С. Шамирзаев, И.А. Деребезов, В.А. Гайслер, И.И. Мараховка, А.В. Копотилов, Н.В. Кислых, А.В. Миронов, В.В. Аксенов, О.Е. Терещенко. Вакуумный фотодиод с полупроводниковыми электродами с эффективным отрицательным электронным сродством: фотоэмиссионные и инжекционные свойства	26
Н.Х. Талипов, А.В. Войцеховский. Многоэлементные фотоприемники ультрафиолетового диапазона на основе алмаза	27
А.Е. Маричев, Г.С. Гагис, Р.В. Левин, Т.Б. Попова, Б.Я. Бер, А.Б. Гордеева, Б.В. Пушный. Разработка технологии изготовления твердых растворов InGaAsP для фото электрических преобразователей	28
И.Е. Тысченко, В.А. Володин, А.Г. Черков, M. Stoffel, H. Rinnert, M. Vergnat, В.П. Попов. Оптические свойства нанокристаллов InSb, ионно-синтезированных в структурах кремний-на-изоляторе	29
А.А. Шкляев. Формирование островков SiGe субмикронного размера на кремнии на основе эффекта несмачиваемости	30

Ж.В. Смагина, В.А. Зиновьев, П.А. Кучинская, Е.Е. Родякина, Б.И. Фомин, В.А. Армбристер, Г.К. Кривякин, А.В. Двуреченский. Методы формирования ансамбля квантовых точек Ge/Si на структурированных подложках для перспективной элементной базы кремниевой фотоники	31
Р.И. Баталов, В.И. Нуждин, В.Ф. Валеев, Н.В. Курбатова, В.В. Воробьев, Ю.Н. Осин, Г.Д. Ивлев, А.Л. Степанов. Формирование фоточувствительных слоев Ag:Si и Ag:GeSi с наночастицами серебра методами ионной имплантации и импульсного лазерного отжига	32
J. Debus. Nitrogen atoms and vacancies in diamond: Detection and emission of high-frequency microwave radiation	33
А.Е. Жуков, Н.В. Крыжановская, Н.Ю. Гордеев, А.В. Савельев, В.В. Коренев, Ю.С. Полубавкина, Э.И. Моисеев, М.В. Максимов, Ф.И. Зубов. Управление модовой структурой лазерных резонаторов и микрорезонаторов	34
С.В. Иванов, С.В. Сорокин, А.Г. Вайнилович, Е.В. Луценко. Инжекционные лазерные конвертеры видимого диапазона 530-590 нм на основе полупроводниковых гетероструктур A^2B^6	35
В.П. Калинушкин, Н.Н. Ильичев, Е.М. Гаврищук, А.А. Гладилин. Лазеры среднего инфракрасного диапазона на основе кристаллов ZnSe: Fe^{2+}	36
В.А. Зиновьев, А.Ф. Зиновьева, А.В. Ненашев, А.В. Двуреченский, В.А. Тимофеев, А.И. Никифоров, А. В. Мудрый. Усиление фотолюминесценции в структурах с квантовыми точками II типа	37
Л.И. Магарилл, М.М. Махмудиан, М.В. Энтин. Поглощение света краевыми состояниями двумерного топологического изолятора и фотогальванический эффект	38
С.В. Морозов, В.В. Румянцев, М.С. Жолудев, М.А. Фадеев, К.Е. Кудрявцев, А.А. Дубинов, А.М. Кадыков, В.И. Гавриленко, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов. Наблюдение стимулированного излучения вплоть до 20 мкм в волноводных структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe	39
И.А. Александров, Е.Д. Малышева , В.Г. Мансуров , Т.В. Малин , К.А. Конфедератова , Д.С. Милахин , А.М. Гилинский , К.С. Журавлев , J.-H. Cho, Y.-H. Cho. Влияние экситон-фононного взаимодействия на форму линии фотолюминесценции одиночных квантовых точек GaN/AlN, полученных методом капельной эпитаксии	40
В.А. Гайслер, А.В.Гайслер, И.А.Деребезов. Излучатели на основе полупроводниковых наноструктур	41
Т.С. Шамирзаев, Д.Р. Яковлев, М.М. Глазов, Е.Л. Ивченко, M. Bayer. Спиновая релаксация экситонов в гетероструктурах с монослойными квантовыми ямами в сильных магнитных полях	42
В.С. Кривобок, С.Н. Николаев, Е.Е. Онищенко, А.А. Пручкина, С.И. Ченцов. Изолированные (квантовые) излучатели связанные с дислокациями в CdZnTe	43
В.С. Седов, А.К. Мартьянов, А.А. Хомич, И.И. Власов, В.Г. Ральченко. Плазмохимический синтез алмаза с яркими оптическими центрами люминесценции в видимом и ближнем ИК-диапазоне	44
А.А. Андронов, А.В. Иконников, К.В. Маремьянин, Ю.Н. Ноздрин, В.И. Позднякова, А.А. Мармалюк, А.А. Падалица, М.А. Ладугин, В.А. Беляков, И.В. Ладенков, Г. Фефелов. Блох и Ваньe-Штарк ТГц излучения в сверхрешетке в области положительной статической дифференциальной проводимости	45
В.И. Гавриленко. Лазеры терагерцового диапазона на основе узкозонных полупроводников	46
М.Ю. Барабаненков, Ю.Н. Барабаненков. Электромагнитные материалы на основе резонансных наночастиц	47
А.В. Аржанников, А.И. Иванов, С.А. Кузнецов, М.А. Макаров, Частотно-селективная регистрация потока излучения в интервале 0.4-1.0 ТГц при его генерации в плазме сильноточным электронным пучком	48

Е.А. Вилков, И.Н. Дюжиков, М.В. Логунов, С.А. Никитов, С.С. Сафонов, С.Г. Чигарев, А.М. Чурбанов. Генерация и регистрация терагерцовых спектров спиновых возбуждений в микро- и наноструктурах спинтроники	49
Р.А. Редькин, И.И. Колесникова, Д.Н. Салиев, С.Ю. Саркисов, А.В. Тяжев, О.П. Толбанов. Исследование времени жизни неравновесных носителей заряда в GaAs:Cr методом терагерцовой pump-probe спектроскопии	50
В.К. Егоров, Е.В. Егоров. О некоторых особенностях рентгеновской нанофотоники	51
Г.М. Борисов, В.Г. Гольдорт, А.А. Ковалёв, Д.В. Ледовских, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Н.Н. Рубцова, Б.Р. Семягин. Полупроводниковые зеркала с насыщающимся поглощением на основе квантовых ям соединений группы A_3B_5	52
А.Э. Симанчук, С.Л. Микерин, А.И. Плеханов, Н.А., Валишева, И.Ю. Каргаполова, Н.А. Орлова, В.В. Шелковников, А.В. Якиманский. Разработка пленочных модуляторов на основе электрооптических полимеров	53
Д.В. Бочек, M. Sumetsky. Управление распространением мод шепчущей галереи в микрорезонаторах на основе наномодифицированных оптических волокон	54
М.Ю. Барабаненков, Ю.Н. Барабаненков. Распространение электромагнитного возбуждения в линейных и кольцевых цепочках наночастиц	55
О.И. Семенова, Е.С. Юданова, М.А. Машарин. Перовскит $CH_3NH_3PbI_3$– новая перспектива для фотовольтаики	56
К.Д. Мынбаев, Н.Л. Баженов, А.А. Семакова, Е.В. Быханова, А.В. Черняев С.С. Кижаев, Н.Д. Стоянов. Рекомбинационные процессы в гетероструктурах на основе InAs	57
Д.М. Леган, О.П. Пчеляков, М.О. Петрушков , В.В. Преображенский. Вычисление оптимальной толщины слоя $In_{0.3}Ga_{0.7}As$ в трехкаскадном $In_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs/In_{0.5}Ga_{0.5}P$ солнечном элементе в зависимости от величины времени жизни неосновных носителей заряда в этом слое	58
С.В. Никифоров, В.С. Кортов. Процессы переноса заряда с участием глубоких ловушек и люминесценция в анион-дефектном оксиде алюминия	59
Д.В. Гуляев, С.А. Бацанов, А.К. Гутаковский, К.С. Журавлев. Роль барьера в люминесценции квантовых точек PbS, синтезированных в матрице Ленгмюра-Блоджетт	60
Р.И. Баталов, Р.М. Баязитов, Г.А. Новиков, И.А. Файзрахманов, В.А. Шустов, В.В. Воробьев, Ю.Н. Осин, Г.Д. Ивлев. Создание напряженных и сильно легированных слоев n^+-Ge:Sb с использованием мощных лазерных и ионных пучков	61
В.А. Швец, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, Д.Г Икусов, И.Н. Ужаков. Метод эллипсометрического контроля лазерных структур, выращиваемых на основе соединения $Hg_{1-x}Cd_xTe$	62
Л.С. Басалаева, Ю.В. Настаушев , Ф.Н. Дульцев. Методика формирования упорядоченных массивов кремниевых нанопилларов для перспективных фотонных устройств	63
М.Д. Шарков, М.Е. Бойко, Л.Б. Карлина, А.М. Бойко, С.Г. Конников. Рентгеновские исследования сверхструктурных свойств пористого сильно легированного фосфида индия	64
И.И. Ижнин, Е.И. Фицыч, А.В. Войцеховский, А.Г. Коротаев, К.Д. Мынбаев, Ф.Ю. Бончик, Г.В. Савицкий, В.С. Варавин, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, М.В. Якушев, Z. Świątek. Дефектная структура в As имплантированных пленках CdHgTe, полученных методом МЛЭ	65
В.С. Варавин, Д.В. Марин, Д.А. Шефер, М.В. Якушев. Время жизни неосновных носителей заряда в легированных индием структурах $Cd_{0,3}Hg_{0,7}Te/Si$	66
А.Г. Милёхин, Л.Л. Свешникова, Т.А. Дуда, Е.Е. Родякина, С.А. Кузнецов,И.А. Милёхин, А.В. Латышев, V.M. Dzhagan, D.R.T. Zahn. Эффекты плазмонного усиления комбинационного рассеяния света и ИК поглощения полупроводниковыми нанокристаллами	67
И.И. Рябцев, Д.Б. Третьяков, А.В. Коляко, А.С. Плешков, В.М. Энтин, И.Г. Неизвестный. Экспериментальная квантовая криптография с одиночными фотонами	68

Т.Г. Ляшенко, Е.В. Ширшнева-Ващенко. Плазмонные эффекты в композитных структурах ZnO:Al с наночастицами серебра	69
Э.Г. Косцов, С.Д. Иванов. Пикосекундный приемник излучения на основе тонких пироэлектрических пленок	70
Ю.П. Сырых, Ю.С. Пронин, А.К. Дмитриев, А.Н. Зайцева, А.С. Митрошин. Проблемные вопросы в создании многоспектральных фотоприемных устройств для перспективных ИК-радиометров космического базирования	71
А.В. Голицын, Г.Е. Журов, И.И. Кремис, А. Г. Паулиш, В.Н. Федоринин, М.Ю. Цивинский, С.М. Чурилов, П.И. Шапор, К.П. Шатунов. Направления развития телевизионных и тепловизионных систем и приборов в Филиале ИФП СО РАН «КТИПМ»	72
П.Д. Гиндин, К.А. Кузьмина, С.А. Леготин, В.П. Астахов, И.Э. Попова, М.П. Иванова, А.А. Краснов, Д.С. Ельников. Характеристика кремниевого фотодиода с «сетчатой» топологией	73
В.В. Карпов, Н.С. Кузнецов, А.В. Марущенко, А.С. Ильин. Вакуумные криостаты для матричных фотоприемных устройств на основе квантовых ям под форматы 384×288 и 640×512 элементов	74
П.Д. Гиндин, В.В. Карпов, М.Е. Козырев, В.И. Петренко, К.В. Чиж. Матричные фотоприемные модули на основе фотоприемника ФП2М	75
К.О. Болтарь, И.Д. Бурлаков, П. В. Власов, П.С. Лазарев, А.А. Лопухин, К.С. Журавлев. МФПУ формата 640x512 с шагом 15 мкм на основе гомоэпитаксиальной структуры InSb	76
В.С. Варавин, В.В. Васильев, С.А. Дворецкий, А.В. Зверев, В.Д. Кузьмин, Ю.С. Макаров, В. Предеин, В.Г. Ремесник, И.В. Сабинина, А.О. Сусляков, Г.Ю.Сидоров, Ю.Г. Сидоров, А.В. Латышев, И.И. Кремис, Д.А. Толмачев, Р.А. Гладков, В.А. Моисеев, К.П. Шатунов, Е.О. Ульянова, А.А. Горшков, П.А. Сысоев, С.С. Милосердов. Матричные фотоприемники форматом 384x288 для дальнего ИК диапазона 8-10 мкм с микросканированием	77
Р.А. Гладков, И.И. Кремис, М.С. Юношев. Метод оценки и формирования сигналов смещения проекции изображения в тепловизорах с использованием микросканера	78
А.А. Голицын, Н.А.Сейфи. Применение ПЗС-фотоприемников в составе активно-импульсных приборов наблюдения	79
В.В. Васильев, В.С. Варавин, А.В. Вишняков, С.А. Дворецкий, В.Г. Ремесник, И.В. Сабинина, Г.Ю. Сидоров, Ю.Г. Сидоров, А.О. Сусляков, М.В. Якушев. Линейчатый ИК фотоприемник формата 288×4 MWIR диапазона	80
Г.И. Громилин, В.П. Косых, К.В. Козлов, В.Н. Васильев. Оценивание параметров юстировки сканирующего устройства на основе многорядного фотоприемника с режимом ВЗН	81
Д.В. Алантьев, А.В. Голицын, А.В. Гельфанд. Макет жидкостной линзы с электроуправляемой оптической силой	82
Д.А. Толмачев, И.И. Кремис, М.С. Юношев. Исследование применения микросканирования для увеличения геометрического разрешения тепловизионного изображения	83
П.С. Загубисало, А.Г. Паулиш. Теоретическое и экспериментальное исследование пьезооптического преобразователя для высокочувствительных датчиков деформаций	84
Г.Е. Журов, М.Ю. Цивинский, К.Р. Яминов. Перспективы использования систем на кристалле (СнК) в тепловизионных и многоспектральных приборах	85
Б.Г. Вайнер. Инфракрасная термография с математической поддержкой – высокоэффективный тренд в развитии современного тепловидения	86
К.Е. Аношин, О.М. Алимов, М.А. Гоник, А.В. Наумов. Получение крупногабаритных германиевых окон с повышенной оптической однородностью на установке «РЕДМЕТ-30»	87

Д.В. Дмитриев, А.М. Гилинский, А.И. Торопов, А.П. Василенко, А.С. Кожухов, Д.В. Щеглов, К.С. Журавлёв. Синтез гетероструктур InAlAs/InGaAs на подложке (001)InP для СВЧ фото диодов	88
А.Н. Карпов, К.А. Конфедератова, Н.Л.Шварц. Влияние барьеров Швебеля на изменение морфологии слоя GaN при отжиге (Монте-Карло моделирование)	89
А.П. Коханенко, А.В. Войцеховский, К.А. Лозовой. Моделирование процессов формирования квантовых точек в системе GeSn/Si	90
Г.К. Кривякин, В.А. Володин, Г.Н. Камаев, Г.Д. Ивлев. Влияние водорода на порог плавления плёнок аморфного гидрогенизированного кремния	91
В.Н. Кручинин, Т.В. Перевалов, В.В. Атучин, В.А. Гриценко, С.В. Рыхлицкий. Оптические свойства пленок TiO_2, полученных электронно-лучевым осаждением	92
В.Н. Кручинин, Е.В. Спесивцев, М.А. Аксенов, Р.К. Григорьев, Н.А. Валишева. Оптические свойства анодных оксидных слоев на $Al_xIn_{1-x}As$	93
В.Н. Кручинин, Е.В. Спесивцев, Д.Д. Клямер, Т.В. Басова. Структурные и оптические особенности пленок незамещенных и фторзамещенных фталоцианинов цинка (II)	94
Р.В. Левин, Л.В. Данилов, В.Н. Неведомский, Б.В. Пушный. Квантоворазмерные гетероструктуры InAs/GaSb, выращенные методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений	95
D.E. Milovzorov. Silicon Crystalline Film Prepared by PECVD at Low Temperatures	96
К.Д. Мынбаев, Н.Л. Баженов, А.О. Тимошков, Н.Н. Михайлов, М.В. Якушев, В.С. Варавин, С.А. Дворецки Фотолюминесценция слоев $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с x~0.5, выращенных методом МЛЭ	97
М.О. Петрушков, Е.А. Емельянов, М.А. Путято, Б.Р. Семягин, И.Б. Чистохин, А.В. Васев, С.М. Гущин, Е.В. Скробов, В.В. Преображенский. Формирование p^+-областей в полупроводниковых структурах $A^{III}B^V$ методом диффузии цинка с использованием Zn_3P_2	98
Е.В. Спесивцев, С.В. Рыхлицкий, В.А. Швец. Новые подходы в эллипсометрии материалов и структур фотоники	99
К.К. Сабельфельд, Е.Г.Каблукова. Зарождение, коаллесценция и рост нановискеров GaN: стохастическое моделирование	100
К.К. Сабельфельд, А.Е. Киреева. Стохастическое моделирование диффузии-дрейфа экситонов для расчета интенсивности катодолюминесценции для анализа дислокаций	101
Е.В. Богданов, Н.Я. Минина. Влияние одноосных деформаций и температуры на параметры излучения лазерных диодов на основе структур p-AlGaAs/GaAsP/n-AlGaAs	102
В.С. Варавин, В.С. Евстигнеев, В.Г. Ремесник, А.Н. Моисеев, А.В. Чилясов, Б.С. Степанов. Электрофизические параметры нелегированных и легированных мышьяком MOCVD слоев $Cd_{0,4}Hg_{0,6}Te$ p-типа проводимости	103
А.Г. Журавлев, А.С. Кожухов, В.Л. Альперович. Морфология и фотоэмиссионные свойства границ раздела Cs/GaAs и GaAs(Cs,O)	104
А.Н. Акимов, А.Э. Климов, Д.В. Ищенко, Н.С. Пащин, В.Н. Шерстякова. Неустойчивости фототока в *p-i-p* структурах на основе плёнок PbSnTe:In/BaF_2	105
В.Я. Костюченко, Д.Ю. Протасов, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. Влияние варизонных приповерхностных областей на фотопроводимость в скрещенных электрическом и магнитном полях	106
Г.М. Борисов, В.Г. Гольдорт, А.А. Ковалёв, Д.В. Ледовских, Н.Н. Рубцова. Кинетика отражения полупроводникового быстродействующего зеркала	107

D.E. Milovzorov. Quantum beats phenomena in silicon films with nanocrystal orientation (111) for electromagnetic fields detection	108
С.В. Никифоров, В.С. Кортов, А.Н. Киряков, А.А. Меньшенина. Влияние высокотемпературной обработки на люминесцентные свойства моноклинного диоксида циркония	109
А.Н. Акимов, А.Э. Климов, В.А. Лунегов, В.С. Эпов. Фотопроводимость пленок PbSnTe:In в режиме термостимулированного тока	110
Е.Р. Закиров, В.Г. Кеслер, Г.Ю. Сидоров, И.П. Просвирин. Изучение гетерограницы Al_2O_3/КРТ, формируемой атомно-слоевым осаждением, методом РФЭС	111
В.Г. Ремесник, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. Оптические и фотоэлектрические свойства квантовых ям на основе твердых растворов $Cd_xHg_{1-x}Te$	112
В.А. Стучинский, А.В. Вишняков, А.В. Зверев. Сравнение данных моделирования методом Монте-Карло с результатами квази-двумерного анализа процесса диффузии носителей заряда в локально освещенных диодных матричных фотоприёмниках	113
В.А. Тимофеев, А.И. Никифоров, А.Р. Туктамышев, В.И. Машанов, А.А. Блошкин, А.К. Гутаковский, Н.А. Байдакова. Многослойные напряженные структуры с псевдоморфными слоями и островками GeSiSn	114
В.В. Васильев, А.В. Вишняков, С.А. Дворецкий, А.В. Предеин, И.В. Сабинина, Ю.Г. Сидоров, В.А. Стучинский. Влияние сильнопроводящего anti-debiasing-слоя на фотоответ дефектных и недефектных элементов матрицы в фотовольтаических детекторах на основе КРТ	115
А.К. Бакаров, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, Н.А. Валишева, А.П. Ковчавцев К.О. Болтарь, А.А. Лопухин, Д.М. Гапонова, А.М. Кадыков. Оптимизация уровня легирования слоев n-InSb для ИК фотоприемников	116
А.В. Войцеховский, С.Н. Несмелов, С.М. Дзядух, В.С. Варавин, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, М.В. Якушев, Ю.Г. Сидоров, Г.Ю. Сидоров. Диагностика электрофизических параметров структур металл-диэлектрик-полупроводник на основе варизонного МЛЭ HgCdTe для пассивации поверхности инфракрасных детекторов	117
А.В. Войцеховский, Д.И. Горн, С.Н. Несмелов, С.М. Дзядух, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, Г.Ю. Сидоров, М.В. Якушев. Исследование барьерных структур на основе КРТ для создания фотодиодных приемников ИК-диапазона	118
И.А. Азаров, Д.В. Марин, В.А. Швец, М.В. Якушев. О возможностях контроля температуры CdTe в методе МЛЭ с помощью эллипсометра	119
С.М. Отажонов, Н.Э. Алимов, К.А. Ботиров. Особенности физических свойств модифицированной поверхности пленочной структуры p – CdTe–ZnSe с глубокими примесными уровнями	120
Д.Ю. Протасов, К.С. Журавлев. Зависимости энергии межподзонного перехода и ширины полосы поглощении от уровня легирования в модуляционно-легированных структурах AlGaAs/GaAs	121
А.Г. Викулов, С.В. Гамзинов, И.И.Гольдберг, А.В. Долгих, М.В. Тайкин, А.В. Мазалов, Д.Р. Сабитов, В.А. Курешов, А.А. Падалица, В.В. Бакин, С.Н. Косолобов, С.А. Рожков, Г.Э. Шайблер, А.С. Терехов. Солнечно – слепой детектор одиночных фотонов с ОЭС – фотокатодом	122
Г.Э. Шайблер, В.В. Бакин, С.Н. Косолобов, С.А. Рожков, А.С. Терехов. Металлический (Cs,O)-слой на поверхностях ОЭС-фотокатодов	123
П.Д. Гиндин, А.С. Ильин, В.В. Карпов, М.Е. Козырев, Н.С. Кузнецов. Система криостатирования крупноформатных матричных ФПУ	124
П.Д. Гиндин, В.В. Карпов, Н.С. Кузнецов, М.Е. Козырев, П.А. Мищерин, В.Ф. Чишко, А.А. Лопухин. Динамика фотоэлектрических характеристик матричного фотоприемного устройства формата 64x64 элементов при захолаживании	125
В.В. Карпов, Н.С. Кузнецов, А.В. Марущенко, А.С. Швыдкова. Корпуса микроболометрических ФПУ под форматы 160×120, 320×240 и 640×480 элементов	126

Н.Д. Исмайлов, Н.Х. Талипов. ИК-фотоприемники на основе *p*-$Cd_xHg_{1-x}Te$ с улучшенными параметрами фоточувствительности	127
Д.А. Пашкеев, А.Д. Шабрин, А.Е. Гончаров, А.В. Ляликов, Л.В. Киселева. Анализ влияния обработки монокристаллов InSb на кристаллическое совершенство поверхности методом рентгеновской дифрактометрии	128
Б.Н. Дражников, К.В. Козлов, А.И. Патрашин, В.А. Стрельцов. Математическая модель крупноформатного инфракрасного фотоприемного устройства с режимом временной задержки и накопления	129
А.В. Никонов, К.О. Болтарь, И.Д. Бурлаков, Н.И. Яковлева. Исследование характеристик спектральной чувствительности фотодиодов в ИК-диапазоне	130
В.*Г. Половинкин, В.А. Стучинский, А.В. Вишняков, И.И. Ли*. Моделирование пространственного распределения квантовой эффективности в ФПУ на основе эпитаксиальных слоёв КРТ	131
И.Б. Чистохин, М.С. Аксенов, Н.А. Валишева, Д.В. Дмитриев, И.П. Просвирин, К.С. Журавлев, А.П. Ковчавцев, А.К. Гутаковский. Электрофизические и структурные свойства барьера Шотки Au/Ti/n-InAlAs для СВЧ фотодиодов	132
Р.И. Баталов, Р.М. Баязитов, Г.А. Новиков, Н.М. Лядов, В.А. Шустов, В.И. Нуждин. Особенности люминесценции полупроводниковых кристаллов и стекол с ионами эрбия, подвергнутых импульсным обработкам	133
В.В. Малютина-Бронская, В.Б. Залесский, А.А. Ходин , О.В. Ермаков, В.С.Калиновский, Е.В. Контрош, В.М.Андреев, Е.И. Теруков. Гибридный солнечный элемент на основе соединений А3В5 и кремния	134
М.А. Путято, Н.А. Валишева, М.О. Петрушков, В.В. Преображенский, И.Б. Чистохин, Б.Р. Семягин, Е.А. Емельянов, А.В. Васев, А.Ф.Скачков, Г.И. Юрко, И.И. Нестеренко, С.В. Янчур. Проблемы создания гибких двухкаскадных фотоэлектрических преобразователей на основе гетероструктур InGaP/GaAs	135
Д.Е. Уткин, А.А. Шкляев, А.В. Латышев. Формирование двумерных фотонных кристаллов на основе слоев Si	136
Д.С. Абрамкин, М.О. Петрушков, Е.А. Емельянов, М.А. Путято, Б.Р. Семягин, В.В. Преображенский, А.П. Василенко, А.К. Гутаковский, Т.С. Шамирзаев. Эпитаксиальные слои GaAs/Si как база для интеграции A_3B_5 гетероструктур в кремниевую технологию	137
И.А. Азаров, Ю.Ю. Чопорова, Б.А. Князев, В.А. Швец. Устройства управления поляризацией электромагнитного излучения в терагерцовом диапазоне частот	138
С.В. Анищик, К.Л. Иванов, В.Г. Винс. Спектроскопия антипересечения уровней NV центров в алмазе	139
О.Ю. Волков, А.В. Снежко, В.В. Павловский, В.И. Покалякин. Джозефсоновская спектроскопия для характеризации электродинамических структур терагерцовой фотоники	140
А.Ю. Игуменов, А.С. Паршин, К.Н. Зайкова, Ю.Л. Михлин, О.П. Пчеляков, В.С. Жигалов. Разложение дифференциальных спектров сечения неупругого рассеяния электронов Si и силицида $FeSi_2$ на элементарные составляющие	141
А.Г. Итальянцев, М.Ю.Барабаненков, М.Э. Макаров, А.А. Сапегин, А.А. Марахин, Р.Т. Миннуллин, А.И. Ильин, А.Н. Грузинцев, В.Т. Волков. Моделирование элементов интегрированных структур радиофотоники	142
Е. А. Колосовский, А. В. Царев. Аномальное заграждение волноводной моды в кремниевом оптическом волноводе с периодическими туннельными вставками	143
Е.А. Колосовский, Р.М. Тазиев, А.В. Царев. Улучшение параметров полимерных электрооптических модуляторов за счет применения диэлектрических полосок с высокой диэлектрической проницаемостью	144

А.А. Лямкина, Л.С. Басалаева, С.П. Мощенко. Плазмонные антенны и волноводы на основе ямок селективного травления в кремнии и арсениде галлия	145
А.М. Гилинский, Д.В. Дмитриев, А.И. Торопов, К.С. Журавлев. Люминесценция слоев InAlAs для приборных применений	146
В.Г. Шенгуров, С.А. Денисов, В.Ю. Чалков, М.В. Степихова, А.П. Деточенко, А.А. Ежевский, Е.Е. Бардина, А.В. Нежданов, В.А. Гавва, А.Д. Буланов. Люминесцентные свойства моноизотопных ^{28}Si и $^{28}Si_{1-x}{}^{74}Ge_x$, легированных эрбием	147
Р.И. Баталов, Р.М. Баязитов, И.А. Файзрахманов, Н.М. Лядов, В.А. Володин, Г.К. Кривякин, Г.Д. Ивлев. Структура и оптические свойства наночастиц Ge, полученных на поверхности оксидных подложек импульсным лазерным воздействием	148
К.В. Феклистов, Д.С. Абрамкин. Фото- и электролюминесценция эрбия в Ta_2O_5	149
Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, Д.Г. Икусов, В.Г. Ремесник, В.А. Швец, И.Н. Ужаков, С.В. Морозов, В.И. Гавриленко. МЛЭ рост и характеризация лазерных структур с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe для длинноволновой области спектра	150
И.В. Осинных, Т.В. Малин, К.С. Журавлев, П.А. Бохан, Д.Э. Закревский, Н.В. Фатеев, Б.Я. Бер, Д.Ю. Казанцев. Природа широкополосной люминесценции и усиление излучения в сильнолегированных слоях AlGaN:Si	151
С.Л. Микерин, А.Э. Симанчук, А.И. Плеханов, А.В. Якиманский. Нелинейно-оптические свойства второго порядка хромофоров группы Disperse Red и их применение для генерации терагерцового излучения	152
М.А. Демьяненко, А.Р. Новоселов, А.И. Козлов, Д.Г. Есаев, В.Н. Овсюк. Мозаичный принцип создания неохлаждаемых микроболометрических приемников сверхвысокой размерности	153
Д.В. Бородин, Ю.В. Осипов, В.В. Васильев. КМОП ВЗН мультиплексор 6×576 для гибридных ИК ФПУ	154
Д.В. Бородин, Ю.В. Осипов, В.В. Васильев. Матричный КМОП фотоприемник с ячейкой размером 5,5×5,5 мкм^2	155
П.П. Добровольский, К.П. Шатунов, П.А. Алдохин. Разработка микроскопа, применяемого в стенде для контроля качества оптических систем, работающих в спектральном диапазоне 8-12 мкм	156
П.П. Добровольский, С. В. Хрящов, Г.И. Косолапов. Исследование теплофизических характеристик газонаполненного криостата с быстродействующим микроохладителем	157
М.А. Демьяненко, А.И. Козлов, В.Н. Овсюк. Аналого-цифровые кремниевые мультиплексоры сигналов фотоприемников инфракрасного диапазона	158
А.Р. Новоселов, М.А. Демьяненко, И.В. Марчишин, А.В. Гусаченко, А.О. Морозов, И.В. Рогова, Б.Н. Новгородов, А.И. Артёмов, В.Н. Федоринин. Отечественный болометрический термовизор для промышленного применения	159
С.М. Борзов, Б.Н. Дражников, В.И. Козик, О.И. Потатуркин, В.В. Синельщиков. Оценка характеристик и коррекция данных крупноформатных тепловизионных фотоприемников	160
А.Г. Паулиш, А.Л. Филимонов. Термомеханический привод для термокомпенсации объектива	161
Д.В. Алантьев, А.А. Голицын, А.В. Голицын, А.Г. Паулиш, С.Д. Чибурун. Система активно-импульсного видения для сложных условий наблюдения	162
А.В. Гусаченко, А.О. Морозов, А.Г. Паулиш, И.В. Рогова. Исследование возможности использования СВЧ модуля с частотной модуляцией в комплексном устройстве обнаружения скрытых объектов	163
И.И. Кремис, Д.А. Толмачев, Р.А. Гладков. Фильтрация остаточной неоднородности и дефектов изображения в тепловизорах третьего поколения с использованием микросканирования	164

И.И. Кремис, Д.А. Толмачев. Минимизация остаточной неоднородности изображения в тепловизорах второго поколения на основе фильтрации пространственных частот	165
И.И. Кремис, В.А. Моисеев, К.П. Шатунов, Е.О. Ульянова, Р.А. Гладков, А.А. Горшков. Системы микросканирования для тепловизоров третьего поколения	166
И.И. Кремис, В.С. Калинин, В.Н. Федоринин, Ю.М. Корсаков, К.П. Шатунов. Сканирующий тепловизионный прибор на базе отечественного фотоприемного устройства	167
А.В. Голицын. О возможности коррекции хроматических аберраций объектива на пяти длинах волн с помощью жидкостных оптических компонентов	168
А.А.Голицын, Н.А.Сейфи. Стенд для исследования возможности использования ПЗС-фотоприемников в составе активно-импульсных приборов наблюдения	169
Г.Е. Журов, М.Ю. Цивинский, К.Р. Яминов. Применение системы на кристалле (СнК) для реализации сложных систем автофокусировки в комплексных оптико-электронных приборах	170
В.А. Пилипович, В.Б. Залесский, А.И. Конойко, В.М. Кравченко, К.А.Рещиков. Термооптический преобразователь на базе матрицы микрорезонаторов Фабри-Перо	171
Э.Г.Косцов, А.И. Скурлатов, А.М. Щербаченко. Прецизионная оптико-электронная система определения параметров элементов MEMS- дифракционной решетки	172
М.А. Демьяненко. Широкополосные приемники терагерцового излучения на основе болометров инвертированного типа с тонким металлическим поглотителем	173
А.О. Лебедев, В.Н. Федоринин. Алгоритмы обработки тепловизионного изображения для автоматического выделение объекта наблюдения	174
Д.В. Осипов, И.И. Кремис, В.С. Калинин. Метод коррекции дефектных каналов в линейчатых тепловизорах в автоматическом режиме	175
К.О. Болтарь, Н.А. Иродов, М.В. Седнев, Н.И. Яковлева. Матрица фотодиодов формата 640x512 на основе nBp структур с поглощающим слоем $In_{0,53}Ga_{0,47}As$	176
А.В. Предеин, В.С. Варавин, В.В. Васильев, С.А. Дворецкий, В.Д. Кузьмин, Д.В. Марин, И.В. Марчишин, Н.Н. Михайлов, И.В. Сабинина, Ю.Г. Сидоров, Г.Ю. Сидоров, М.В. Якушев, В.Г. Ремесник. Сравнение параметров матричных ФЧЭ на основе слоев КРТ, выращенных на подложках арсенида галлия и кремния	177
А.В. Полесский, Н.А. Соломонова, Н.А. Семенченко. Исследование точности определения параметров спектральной характеристики ИК и УФ ФПУ	178
А.Д. Юдовская, А.В. Полесский. Установка контроля пятна рассеяния ИК объективов на основе матричного фотоприемного устройства.	179
Авторский указатель	180
Author index	187

Фоточувствительные структуры CdHgTe, выращиваемые методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках большого диаметра.

М.В. Якушев, В.С. Варавин, В.В. Васильев, С.А. Дворецкий, А.В. Латышев, Д.В. Марин, В.Г. Ремесник, И.В. Сабинина, Г.Ю. Сидоров, Ю.Г. Сидоров

ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, Лаврентьева, 13
тел: +7 (383) 330-5501, факс: +7 (383) 330-4967, эл. почта: yakushev@isp.nsc.ru

Полупроводник теллурид кадмия и ртути (КРТ) по своим уникальным физическим свойствам занимает лидирующее место в разработках инфракрасной техники.

Наиболее перспективным методом получения фоточувствительного материала является метод молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Для создания матричных ИК фотоприемников с большим числом элементов, повышения производительности производства и снижения стоимости изделий необходимы эпитаксиальные слои CdHgTe (КРТ) на подложках большого диаметра.

Использование подложек из CdZnTe позволяет выращивать эпитаксиальные 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). В настоящее время происходит передача технологии выращивания CdHgTe для коротковолнового и средневолнового спектральных диапазонов на альтернативных подложках и крупноформатных ИК ФП на их основе в промышленное производство.

В длинноволновом спектральном диапазоне интенсивно ведутся НИР по созданию смотрящих матриц 3-го поколения на основе эпитаксиальных структур CdHgTe/Si, CdHgTe/GaAs, CdHgTe/Ge. Различные научно-производственные группы сообщают о создании полноформатных ИК ФП на основе гетероструктур КРТ, с параметрами, не уступающими параметрам ИК ФП на основе структур КРТ на согласованных подложках CdZnTe [1-3].

В ИФП СО РАН разработано и изготовлено уникальное отечественное оборудование для выращивания КРТ методом МЛЭ. Проведены комплексные исследования всех этапов выращивания гетероэпитаксиальных структур CdTe и CdHgTe на подложках из кремния ориентацией (013) диаметром до 100 мм. В том числе, исследованы механизмы формирования гетеропереходов $A^{II}B^{VI}$/GaAs и $A^{II}B^{VI}$/Si и кинетика роста слоев CdZnTe и CdHgTe на высокоиндексных поверхностях.

В результате разработана технология, позволяющая создавать на подложках из кремния нелегированные и легированные In пленки CdHgTe с низкой плотностью морфологических дефектов и электрофизическими параметрами близкими к характеристикам структур на согласованных подложках CdZnTe.

На полученных структурах изготовлены матричные фотоприемники различного формата на диапазоны длин волн 1-3, 3-5 и 8-14 мкм, работающие как при 77K, так и повышенных температурах, с параметрами не уступающими зарубежным аналогам.

Полученные результаты показывают, что, несмотря на большое рассогласование параметров кристаллической решетки КРТ и кремния гетероструктуры CdHgTe/Si(013), могут быть использованы для разработки ИК детекторов, работающих в различных спектральных диапазонах, в том числе и при повышенных температурах.

1. E.P.G. Smith et al. // J. of Elec. Mater. v. 40, n. 8, 2011, pp 1630-1636.
2. M.F. Vilela et al. // J. of Elec. Mater. v. 37, n. 9, 2008, pp 1465-1470.
3. J. Wenisch et al. // J. of Elec. Mater. v. 41, n.10, 2012, pp 2828-2832.

Фотоэлектроника коротковолнового ИК-диапазона

К.О. Болтарь [1,2], И.Д. Бурлаков [1,3], Е.Л. Чепурнов[1]
[1] *ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», Москва, 111538, Косинская ул., 9*
[2] *МФТИ (ГУ), МО, Долгопрудный, 141700, Институтский пер., 9*
3 МТУ (МИРЭА), Москва, 119454, пр-т Вернадского, 78
тел:+7 (499) 374-9400, эл. почта: orion@orion-ir.ru

Одним из перспективных направлений развития современной фотоэлектроники является создание матричных фотоприемных устройств (МФПУ) коротковолнового ИК-диапазона 0,9-1,7 мкм и различных оптико-электронных систем на их основе [1-3].

Представлены результаты разработки и исследований МФПУ формата 320x256 и 640x512 элементов на основе выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии в АО «НИИ «Полюс» гетероэпитаксиальных nBp-структур с поглощающим $In_{0,53}Ga_{0,47}As$, блокирующим $Al_{0.48}In_{0.52}As$, варизонными и дельта-легированными слоями на подложках InP [3,4]. Фотодиоды изготовлены по меза-планарной технологии. Нелегированный AlInAs барьерный и пассивирующий слой позволяет изолировать фотодиоды друг от друга не открывая поверхность InGaAs, одновременно уменьшая ток диффузии электронов.

МФПУ с фоточувствительным $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ слоем с БИС считывания по схеме трансимпедансного усилителя с емкостью накопления 10 фФ имеют высокую чувствительность в ИК-диапазоне 0,9-1,7 мкм для наблюдения в ночных условиях за счет естественной и искусственной светимости ночного неба. Удельная обнаружительная способность превышает 10^{13} $Вт^{-1}\cdot см\cdot Гц^{1/2}$, дефектность менее 0,5%.

Применение БИС считывания с емкостью накопления 0,1 и 0,3 пФ позволяет проводить наблюдения в дневных условиях с улучшенной по сравнению с видимым диапазоном чувствительностью в условиях дымки, тумана, городской атмосферы и дымов. Приведены экспериментальные результаты, полученные с ИК-камерой на основе МФПУ коротковолнового ИК-диапазона.

Экспериментально показана возможность расширения длинноволновой границы спектрального диапазона до 2,07 мкм при увеличении мольной доли x в фоточувствительном слое $In_xGa_{1-x}As$ до x=0,67 и расширения коротковолновой границы спектрального диапазона в видимый диапазон за счет утоньшения InP подложки. Неизбежное ухудшение характеристик фотодиодов из-за рассогласования параметра решетки $In_xGa_{1-x}As$ при $x\neq0,53$ может быть уменьшено выбором конструкции и технологии буферных слоев гетероструктуры.

Приведены экспериментальные результаты исследования МФПУ с БИС считывания с компаратором в каждой ячейке, что обеспечивает помимо формирования обычного 2D изображения коротковолнового ИК-диапазона также асинхронный и синхронный прием лазерного излучения и позволяет определять дальность до каждого элемента и синтезировать 3D-изображение.

Литература

1. И.Д. Бурлаков, А.И. Патрашин и др. // Успехи прикладной физики. 2016. Т. 4, № 3. С. 272-283.
2. Фотоприемные устройства на основе эпитаксиальной системы кадмий-ртуть-теллур / отв. ред. А.Л. Асеев. – Новосибирск: Издательство СО РАН, 2012. – 258 с.
3. Н.И. Яковлева, К.О. Болтарь и др. // Прикладная физика. 2014. № 2. С. 45-49.
4. М.В. Седнев, К. О. Болтарь, Н. А. Иродов, С. С. Демидов. Исследование фотоэлектрической взаимосвязи элементов матричных ФП на основе гетероэпитаксиальных структур InGaAs. Прикладная физика, 2015, № 3. С. 73-79.

Гетероструктуры Ge/Si с квантовыми точками Ge для детектирования фотонов в среднем ИК диапазоне

А.И. Якимов
Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова, Новосибирск, 630090, проспект Лаврентьева, 13
тел:+7 (383) 333-2832, факс:+7 (383) 333-2832, эл. почта: yakimov@isp.nsc.ru

Исследования фундаментальных механизмов возникновения фототока в слоях квантовых точек (КТ) диктуются необходимостью реализации эффективных фотоэлектрических преобразователей среднего и дальнего диапазонов инфракрасного излучения. Смещение интересов к фотонным детекторам, содержащим в качестве активного элемента КТ, связано с рядом обнаруженных уникальных явлений и свойств гетероструктур с КТ. Основным достоинством при их использовании в фоточувствительных элементах является значительное ослабление существующих ограничений на правила отбора и на поляризацию света при межуровневых оптических переходах. Массивы КТ характеризуются большим временем жизни неравновесных носителей заряда как результат снижения скорости рассеяния на оптических фононах. В докладе приводятся результаты исследования оптических и электронных процессов в массивах КТ Ge в матрице Si. Главное преимущество таких гетероструктур состоит в том, что они могут быть изготовлены на подложках Si, а, значит, существует возможность производства матриц очень большого размера как результата монолитной интеграции с кремниевыми полевыми транзисторами и быстродействующей электроникой обработки сигналов. Другим важным достоинством фотодетекторов на основе Ge/Si с КТ Ge по сравнению с материалами A2B6 и A3B5 гибридных матриц является согласованность коэффициента теплового расширения с кремниевой схемой считывания. Энергии связи дырок в этом материале удачно соответствуют оптическим возбуждением в среднем окне пропускания атмосферы. Недавно в таких гетероструктурах было обнаружено увеличение токовой чувствительности и времени жизни фотовозбужденных дырок при уменьшении геометрических размеров квантовых точек, свидетельствующее о проявлении эффекта «узкого фононного горла» (phonon bottleneck), в основе которого лежит подавление рассеяния на LO-фононах, когда расщепление уровней размерного квантования превышает энергию фонона. Кроме того, в ансамблях КТ Ge/Si с размерами точек ~10 нм значительно уменьшается скорость термической генерации носителей заряда вследствие дискретности энергетического спектра и большой эффективной массы дырок, что приводит к малым темновым токам и достаточно большой (~10^{11} Гц$^{1/2}$·см/Вт при T=90 K) обнаружительной способности фотодетекторов. Заключительная часть доклада посвящена разработке и исследованиям гибридных инфракрасных фотодетекторов Ge/Si, сопряженных с двумерными металлическими фотонными кристаллами, представляющими собой регулярные решетки субволновых наноотверстий, периодически расположенных в металлических пленках. Возникновение фототока в таких приборах обусловлено возбуждением световой волной поверхностных плазмон-поляритонов, эффективно взаимодействущих с внутризонными переходами дырок в квантовых точках. Взаимодействие плазмонного резонанса с оптическими возбуждениями в квантовых точках приводит к существенному усилению фототока в гибридных фотодетекторах в среднем ИК-диапазоне.

Одиночные и матричные фотодиоды на основе гетероструктур $InAs_{1-x}Sb_x/InAsSbP$ ($0 \le x \le 0.3$) для спектрального диапазона 3-8 мкм

Н.Д. Ильинская [1)], С.А. Карандашев [1)], А.А. Лавров [2)], **Б.А Матвеев.** [1, 2)], М.А. Ременный [1)], Н.М. Стусь [1)], А.А. Усикова [1)]

[1] *Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26*

[2] *ООО «ИоффеЛЕД», Санкт-Петербург, 194021, Политехническая 26*

тел:+7 (812) 292-79-55 , www.ioffeled.com , эл. почта: ioffeled@mail.ru

В последнее время наблюдается рост числа публикаций, рассматривающих фотоэлектрические свойства гетероструктур со слоями из InAs и/или InAsSb, являющимися узкозонными рабочими слоями, например, в «барьерных фотодиодах» [1]. Такие объекты представляют интерес для ряда применений, например, для создания фоточувствительных матриц большого формата, работающих в спектральном диапазоне 3-10 мкм. При этом нередко утверждается, что дислокации, возникшие из-за несоответствия периодов решеток, не создают сколько-нибудь заметной плотности активных безызлучательных центров рекомбинации [2]. В этой связи нам представляются актуальными исследования семейства p-n структур на основе $InAs_{1-x}Sb_x/InAsSbP$ ($0 \le x \le 0.3$), включая изопериодные и неизопериодные с подложкой из InAs структуры.

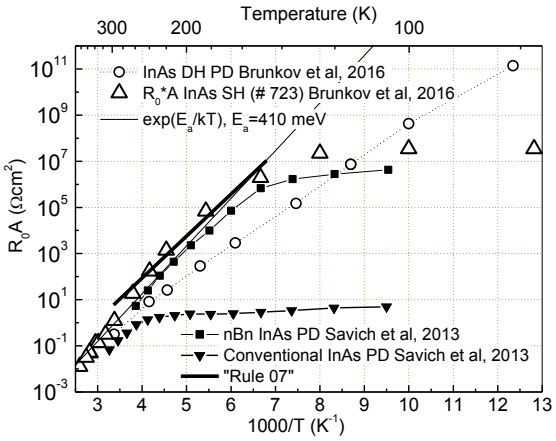


Рис.1 Зависимость произведения сопротивления в нуле смещения на площадь (R_oA) от температуры для ФД на основе InAs в данном исследовании (Δ, –) и по литературным данным [1].

В докладе, являющемся продолжением наших исследований фотодиодов (ФД) в средней ИК области спектра, приводятся и обсуждаются фотоэлектрические свойства ФД, включая матричные (3×3, 1×64, 8×8, 64×8), изготовленных на подложке n (n^+) – InAs (100) в виде освещаемых со стороны n (n^+) – InAs чипов с мезами с поперечными размерами от 20 до 250 мкм и с широким отражающим анодным контактом, расположенным на поверхности широкозонного слоя P-InAsSbP(Zn).

К наиболее значимым результатам мы относим создание технологии получения матричных ФД, включая получение ФД с активным слоем из n-InAs, параметры которых соответствуют критериям «правила 07» для T>160 K («Rule 07» [3], см. Рис. 1), а также длинноволновых ФД (λ>7 мкм). Для последних при температурах, близких к комнатной, последовательное сопротивление для D_m>100 мкм почти на порядок превышало динамическое сопротивление p-n перехода вблизи нулевого смещения, что являлось одной из основных причин низкой фоточувствительности (0.25 А/Вт, λ_{max}=6.5 мкм, 300 К,). Это не являлось препятствием для наблюдения интенсивной отрицательной люминесценции даже при небольших обратных смещениях, являющейся следствием эффективного экстрагирования носителей заряда из областей вблизи от p-n перехода. С понижением температуры фоточувствительность резко возрастала, достигая значений 1.1 А/Вт, что соответствует внешней квантовой эффективности 23% (T=230 К). При этом анализ вольт-амперных характеристик и их зависимости от температуры для всех типов структур указывал на доминирование диффузионного механизма токопрохождения, характерного для структур с незначительной концентрацией рекомбинационно активных структурных дефектов, что подтверждает перспективность p-n структур на основе InAsSb/InAsSbP для создания ФД в важной для практики спектральной области 3–8 мкм.

Литература

1. G.R. Savich et al // Infrared Physics & Technology, 2013, v 59, pp. 152–155.
2. A.D. Prins et al // Appl.Phys.Lett. 2015 , v. 106, pp. 171111-1 - 171111-4.
3. W.E. Tennant // J. Electronic materials, 2010, V. 39, No. 7, pp. 3010-3035.

Фотоприемные устройства на основе ГЭС КРТ МЛЭ на подложках Si и GaAs для диапазонов длин волн 1-3, 3-5 и 8-10 мкм форматом до 1024×1024 элементов

Ю.Г. Сидоров [1], **Г.Ю. Сидоров** [1], С.А. Дворецкий [1], М.В. Якушев [1], В.В. Васильев [1], И.В. Сабинина [1], И.В. Марчишин [1], Д.В. Марин [1], В.Д . Кузьмин, А.В. Зверев [1], Ю.С. Макаров [1], В.С. Варавин [1], А.В. Предеин [1], В.Г. Ремесник [1], А.В. Латышев [1], А.Л. Асеев [1], Д.В. Горшков [1], П.А. Сысоев [2], С.С. Милосердов [2]

[1] *ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева 13*

[2] *Филиал 46 ЦНИИ МО РФ, Мытищи МО,141006*

Фотоприемные устройства (ФПУ) на основе охлаждаемых линейчатых и матричных фотоприемников на базе соединения кадмий-ртуть-теллур (КРТ) являются наиболее перспективными для применения в инфракрасных (ИК) тепловизионных системах [1,2,3].

В ИФП СО РАН создан полный цикл разработки и изготовления ФПУ на основе гетероэпитаксиальных слоев (ГЭС) КРТ. В первую очередь разработана технология ГЭС КРТ методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках GaAs и Si диаметром до 100 мм. Фотоприемный модуль (ФПМ) представляют собой гибридную сборку фоточувствительного элемента на основе КРТ и мультиплексора, поэтому применение подложек из кремния позволяет повысить срок службы и снять ограничения на размеры фотоприемного элемента за счет отсутствия механических напряжений при охлаждении.

В течение последних лет в технологию изготовления линейчатых и матричных ФПМ был внесен ряд усовершенствований. В ГЭС КРТ МЛЭ был введен легированный индием подслой с низким сопротивлением для выравнивания напряжения смещения на диодах при протекании больших фототоков в ФПМ, чувствительных в диапазоне 8-12 мкм.

Для уменьшения взаимного влияния диодов и для топологической изоляции структурных дефектов была разработана технология разделения диодов за счет травления материала, позволяющая достичь требуемого разрешения и снизить дефектность ФПМ. Была разработана технология низкотемпературного (менее 120^{o}C) роста нового диэлектрического покрытия оксида алюминия методом атомно-слоевого осаждения. Оксид алюминия имеет высокую однородность толщины (±2% на 75мм), электрическую прочность и химическую стойкость, а его нанесение безопасно для поверхности КРТ.

Гибридизация матрицы фотодиодов и мультиплексора – критический этап для изготовления ФПМ из-за высокой чувствительности диодов к температуре и механическому давлению, поэтому для уменьшения их воздействия был оптимизирован процесс гибридизации, а также принят ряд мер для повышения однородности давления.

Была реализована собственная разработка современного мультиплексора для ФПМ формата 384x288 с шагом 25 мкм и идет разработка мультиплексоров других форматов.

Описанная технология применяется при изготовлении ФПУ на базе «n-на-p» диодов форматов 320x256 с шагом 30 мкм, 384x288 с шагом 25мкм, 640x512 с шагом 25мкм и 20 мкм, для спектральных диапазонов 3-5мкм и 8-10 мкм на основе КРТ на подложках Si. Параметры изготавливаемых ФПУ приближаются к импортным аналогам.

Для повышения рабочей температуры была разработана технология изготовления диодов «p-на-n» путем имплантации As^{+}, на базе которой успешно изготовлены ФПМ формата 1024x1024 элемента для диапазона 1-3 мкм, с рабочей температурой 170^{o}K.

Также разработаны вакуумные криостатируемые корпуса (ВКК) для ФПМ всех форматов, интегрально сопряженные с микрокриогенными системами (МКС) производства НТК «Криогенная Техника» г. Омск.

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.

Фотоприемные устройства на основе многослойных структур с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs форматом 384x288 и 640x512

В.И. Бударных, Н.А. Валишева, **М.А. Демьяненко,** С.А. Дворецкий, Д.Г. Есаев, А.К. Калагин, И.В. Марчишин, А.И. Торопов, А.В. Латышев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск,630090, пр. акад. Лаврентьева, 13
тел:+7 (383) 330-9055, факс:+7 (812) 333-2771, эл. почта: demyanenko@isp.nsc.ru

Приведены результаты по разработке и изготовлению матричных фотоприемных устройств (ФПУ) для спектрального диапазона 8-10 мкм на основе многослойных структур с квантовыми ямами (МСКЯ) GaAs/AlGaAs, размерностью 384x288 с шагом 25 мкм (ФПУ-1) и 640x512 элементов с шагом 20 мкм (ФПУ-2).

Фоточувствительные структуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Дизайн МСКЯ, низкая плотность "овальных" дефектов (100-200 шт/см^2) и разработанная технология изготовления фотоприемных матриц обеспечивают максимум спектральной чувствительности на длине волны 8,5–8,6 мкм при ее ширине на полувысоте ≈1 мкм и возможность серийного изготовления ФПУ с количеством рабочих элементов более 99,5 %.

Кремниевые мультиплексоры на 4 выхода обеспечили кадровую частоту 120 и 100 Гц и времена накопления сигнала 8 и 9,4 мс для форматов 384×288 и 640×512 элементов.

Фотоприемники монтировались в вакуумный криостатированный корпус, интегрально сопряженный с микрокрогенной системой МСМГ-1,5А-0,3/65 производства ООО «НТК «Криогенная техника» (рис.1). При рабочей температуре 70-72 К среднее значение эквивалентной шуму разности температур (<ЭШРТ> или <NETD>) ФПУ составляла менее 35 мК. Разработанные ФПУ являются аналогами серийных изделий VEGA-LW 384×288 и SIRIUS-LW 640×512 фирмы Софрадир [1].

На рисунке 2 приведена гистограмма распределения NETD по элементам ФПУ форматом 640×512. Среднее значение <NETD> при температуре 70 К составило 30 мК. Для лучших ФПУ количество рабочих элементов составляло более 99,8%, при этом не рабочим считался элемент, у которого NETD превышала 70 мК.

Рис.1. Внешний вид модулей ФПУ-1 и ФПУ-2 на основе МСКЯ GaAs/AlGaAs.

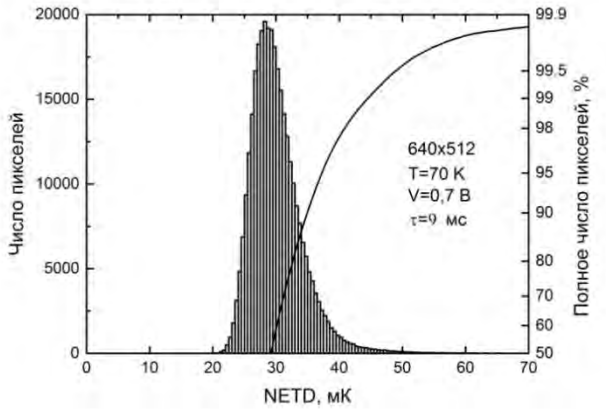


Рис.2. Гистограмма распределения NETD по элементам матрицы ФПУ-2 на основе МСКЯ GaAs/AlGaAs.

Литература

1. A. Manissadjian, D. Gohier, E. Costard, A. Nedelcu // Single color and dual band QWIP production results. Proc. SPIE, 2006, Vol. 6206, 62060E.

Исследование пространственного распределения спектральной фоточувствительности матричных фотоприемных устройств

Р.В. Давлетшин[1, 2], А.В. Никонов[1, 2], П.С. Лазарев[1, 2], К.О. Болтарь[1, 2]
[1] *ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», Москва, 111538, Косинская ул., 9*
[2] *МФТИ (ГУ), МО, Долгопрудный, 141700, Институтский пер., 9*
тел:+7 (499) 374-8251, эл. почта: ech@li.ru

Одним из ключевых параметров фоточувствительных элементов (ФЧЭ) фотоприемных устройств является их спектральная характеристика [1]. Зачастую при разработке крупноформатных смотрящих матричных фотоприемных устройств одним из основных требований к матрице фоточувствительных элементов (МФЧЭ) является малый разброс значений оптических характеристик ФЧЭ [2]. В данном исследовании проведен анализ распределения спектральных характеристик фоточувствительных элементов матричных фотоприемных устройств различных форматов ИК-диапазона спектра.

Наиболее распространенной методикой исследования спектральных характеристик фотоприемных устройств является Фурье-спектрометрия [3]. Данный комплекс методик основан на применении явления интерференции, что обуславливает высокую точность определения волновых чисел, высокое разрешение и почти полное отсутствие рассеянного света.

Математическое определение Фурье-преобразования требует наличие бесконечных пределов интегрирования для функции интенсивности, однако в реальных экспериментах эта функция имеет конечные пределы из-за технических ограничений измерительной аппаратуры. При исследовании применялась модель дискретного Фурье-преобразования. Кроме того, для интерферометра Майкельсона характерно аппаратное уширение узких спектральных линий. Из-за немонохроматичности лазера, неточности юстировки и других погрешностей возникают трудности с разрешением спектральных линий согласно критерию Релея. Облегчить решение задачи нахождения спектра и избавиться от таких ограничений помогает метод аподизации с использованием оконных функций. Проведенное сравнение оконных функций различных типов (прямоугольное окно, окно Хэмминга, окно Барлетта-Ханна, окно Блэкмана) показало оптимальную оконную функцию для исследований спектральных характеристик МФЧЭ.

В ходе исследования проводилось поэлементное считывание сигналов МФЧЭ при различных положениях зеркала интерферометра и последующее Фурье-преобразование интерферограмм каждого ФЧЭ для получения спектральных характеристик чувствительности каждого ФЧЭ. Анализ результатов, полученных для образцов твёрдых растворов теллурида кадмия-ртути, выращенных методами молекулярно-лучевой и жидкофазной эпитаксии, показал наличие плавного изменения разброса значений длинноволновой границы чувствительности, зависящего преимущественно от распределения состава материала по поверхности. Для рабочего фоточувствительного слоя КРТ состава 0,221 мол.дол. разброс значений длинноволновой границы составил порядка 1,2%, что соответствует разбросу состава фоточувствительного материала по поверхности 0,002 мол.дол. Полученные значения находятся в хорошем соответствии с данными производителя структур и свидетельствуют о высоком качестве исследуемых полупроводниковых материалов.

Разработанная методика имеет ряд неоспоримых преимуществ и является перспективной для ее применения в комплексе контроля характеристик многорядных и матричных фотоприемных устройств различных спектральных диапазонов.

Литература

1. И.Д. Бурлаков, А.И. Дирочка, М.Д. Корнеева, В.П. Пономаренко, А.М. Филачев // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2, № 5. С. 509-519.
2. А.М. Филачев, И.И. Таубкин, М.А. Тришенков. Твердотельная фотоэлектроника. Фоторезисторы и фотоприемные устройства. – М.: Физматкнига, 2012.
3. Р. Дж. Белл. Введение в фурье-спектроскопию. – М.: Мир, 1975.

Секундный фотонный отжиг в технологии изготовления фотодиодов на InSb

П.Д. Гиндин[1)], А.В. Артамонов[2)], В.П. Астахов[1)], Н.Н. Евстафьева[1)],
В.В. Карпов[1)], Г.С. Соловьёва[1)], Теняева В.С.[1)]
[1)]ОАО «Швабе-Фотосистемы», Москва
117545, Днепропетровский проезд 4А, стр. 3А
тел: (495) 315-73-56, факс: (495) 312-26-22, эл. почта: ko-ckb@mail.ru
[2)]ООО «Технологические системы защитных покрытий», 142172, Москва, Россия

Секундный фотонный отжиг (СФО) излучением галогенных ламп давно внедрён в производство кремниевых приборов, в том числе БИС и СБИС, однако к внедрению в производство этого вида отжига не приложили серьёзных усилий разработчики и производители фотодиодов на InSb. В то же время ранее было показано при имплантации ионов бериллия и последующем СФО формируются более совершенные p^+-n переходы, чем при стационарном отжиге с капсулирующей плёнкой SiO_2, наносимой из токсичного моносилана в потоке аргона с взрывоопасным водородом. Были определены условия формирования оптимального для СФО спектрального состава излучения ламп. Изучены процессы при отжиге слоёв InSb, имплантированных ионами Be^+[1] и на основании этих данных показаны преимущества применения двухстадийного СФО, закреплённые патентом [2].

С точки зрения производственного применения СФО позволяет избавиться от использования моносилана и водорода в серийной технологии, поскольку СФО может производиться при форвакуумной откачке и без капсулирующей плёнки. С точки зрения достижения лучших фотоэлектрических параметров приборов СФО также перспективен, поскольку он не приводит к диффузионному заглублению p^+- n перехода, характерного для сравнительно длительного (40 минут) стационарного отжига, из-за своей кратковременности (10÷30 секунд) и, следовательно, даёт возможность получать более мелкие p^+ - n переходы, результатом чего может быть увеличение токовой чувствительности (S_i) и обнаружительной способности (D*), что и показали результаты данной работы.

Имплантация ионов Be^+ проводилась при энергии ионов 40кэВ с дозой $1{,}2\cdot10^{14}$ $см^{-2}$. Далее образцы были разделены на группы 1 и 2, прошедшие соответственно двухстадийный СФО в режимах патента [2] ($T_1 = 300^oC$, $\tau_1 = 40$ секунд и $T_2 = 385^oC$, $\tau_2 = 20$ секунд) и стационарный отжиг с капсулирующей плёнкой в потоке аргона с водородом ($T_1 = 375^oC$, $\tau = 40$ минут).

Далее все процессы формирования фотодиодных кристаллов обеих групп проходили вместе. 13-площадочные кристаллы собирали в серийные приборы в которых измеряли интегральные параметры S_i и D^* при охлаждении промышленными микроохладителями Джоуля-Томсона.

Оказалось, что средние значения обоих параметров в случае СФО на (8÷9)% для S_i и (6÷7)% для D* выше, чем в случае стационарного отжига.

Литература

1. А.В. Артамонов, В.П. Астахов, В.В. Карпов, А.Д. Максимов. Особенности импульсного фотонного отжига дефектов, введённых в кристаллы InSb при имплантации ионов Be^+. Химия и технология неорганических материалов. 2012. Т.7. № 3. С. 46-50.
2. А.В. Артамонов, В.П. Астахов, В.В. Карпов, А.Д. Максимов. Способ изготовления слоёв p-типа проводимости на кристаллах InSb. Патент РФ на изобретение. 2013. № 2485629.

Фоточувствительность в спектральном диапазоне свыше 30 мкм на межзонных переходах в пленках $Pb_{1-x}Sn_xTe$:In

А.Н. Акимов[1)], **А.Э. Климов**[1, 2)], Н.С. Пащин[1)], М.Л. Савченко[1)], Е.В. Федосенко[1)], В.Н. Шерстякова[1)], А.С. Ярошевич[1)]

[1] *ИФП им. А.В.Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13*

[2] *НГТУ, Новосибирск, 630073, пр. Карла Маркса, 20*

тел:+7 (383) 330-7883, факс: (383) 333-2771, эл. почта: klimov@isp.nsc.ru

Одним из достоинств фотоприемников (ФП) сверхдальнего ИК и ТГц диапазонов на межзонных оптических переходах по сравнению с примесными является малая толщина «рабочего слоя» из-за большого коэффициента поглощения и вытекающие из этого преимущества при разработке матричных ФП и фотоприемных устройств. Согласно [1], в PbSnTe при гелиевых температурах край фундаментального поглощения $\lambda_{кр}$ = 30 мкм ($E_g \approx 0{,}041$ эВ) должен соответствовать составу x ≈ 0,274, а при x ≈ 0,35 ширина запрещенной зоны должна быть нулевой. Нами была экспериментально исследована $\lambda_{кр}$ пленок с x ≈ 0,27-0,35, полученных методом МЛЭ на подложках BaF_2, которые имели низкую проводимость без освещения, необходимую для создания ФП. При T < 20 К проводимость образцов определялась токами, ограниченными пространственным зарядом, при наличии сложного спектра центров захвата [2, 3]. Состав пленок определялся методом рентгеновского микроанализа. Величина $\lambda_{кр}$ при гелиевых температурах в низкофоновых условиях оценивалась по зависимости сигнала от температуры излучателя типа АЧТ, пример которой показан на Рис. 1 для образца с x = 0,34. На вставке Рис. 1 приведены временные зависимости фототока от АЧТ с разной температурой. Для данного образца фототок заметно возрастал при $T_{АЧТ}$ > 30К. В условиях сильной фоновой и «сигнальной» освещенности, характерной для измерений на Фурье-спектрометре, $\lambda_{кр}$ оценивалась по спектральной зависимости фотопроводимости при разных температурах, на которую существенно влияет эффект Мосс-Бурштейна. На Рис. 2 в качестве примера показаны три спектра фотопроводимости одного из образцов при разных температурах. Видно, что длинноволновая граница сигнала меняется с температурой немонотонно и сначала увеличивается, а затем вновь уменьшается при изменении температуры от 9,5 до 30 К.

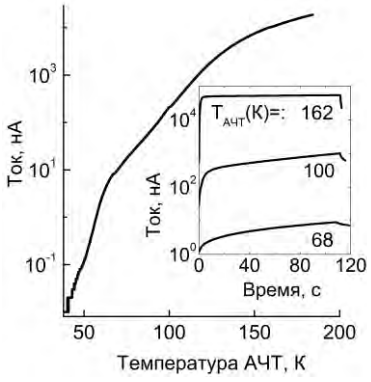


Рис. 1.

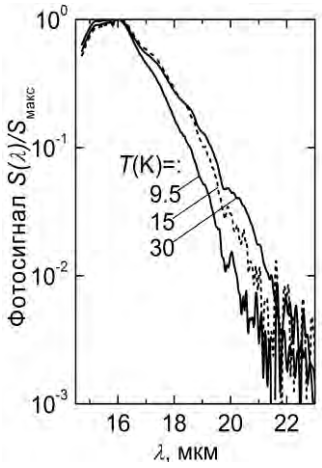


Рис. 2.

Значения $\lambda_{кр}$, определенные из оптических измерений, оказались меньше, чем полученные из данных по составу в соответствии с [1]. Обсуждаются возможные причины расхождения, включая неоднородности по составу пленок PbSnTe с большим содержанием индия, получаемых методом МЛЭ.

Литература

1. W.W. Anderson // IEEE J. Quant. Electronics 1977, V. QE-13, No. 7, P. 532-543.
2. Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов // УФН 2014, Т. 184, вып.10, С. 1033-1044.
3. А.Н. Акимов и др. // Микроэлектроника 2013, Т. 42, вып. 2, С. 83-87.

Повышение эффективности Si солнечных элементов за счет селективного травления структур с Ge(Si) самоформирующимися наноостровками

А.В. Новиков [1)], М.В. Шалеев[1], Д.В. Юрасов[1], Н.А. Байдакова[1], Е.Е. Морозова[1], Е.Е. Скороходов[1], В.А. Вербус[1,2], A. Hombe[3], Y .Kurokawa[3], N. Usami[3]

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

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

[3] *Nagoya University, Furocho, Chikusa-ku, 464-8603 Nagoya, Japan*

тел:+7 (831) 417-9480, факс:+7 (831) 417-9474, эл. почта: anov@ipmras.ru

Тенденции в развитие солнечных элементов на основе монокристаллического кремния, в частности, создание тонкопленочных Si солнечных элементов, ставят задачу по разработке новых подходов к уменьшению отражения (R) от поверхности Si и увеличения доли фотонов, поглощенных им [1]. В данной работе для этих целей предлагается использовать субмикронный рельеф поверхности, создаваемый за счет селективного травления структур с Ge(Si) самоформирующимися островками.

Исходными для формирования рельефа служили структуры с одним слоем Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков, полученных методом МПЭ. Рельеф поверхности создавался за счет селективного, по отношению к SiGe сплавам, травления Si в водном растворе KOH с добавлением изопропилового спирта (IPA) (KOH+IPA раствор). При данном травлении островки выступают в качестве маски при анизотропном травлении Si. Формирование рельефа поверхности заканчивается удалением островков с поверхности путем их селективного травления в растворе HF: H_2O_2:CH_3COOH. С помощью СЭМ и АСМ микроскопии продемонстрировано, что данный подход позволяет создавать на поверхности Si(001) рельеф субмикронного масштаба (см. СЭМ снимок на рис. 1), управление параметрами которого возможно за счет изменения как условий роста островков, так и условий травления. Экспериментально показано, что создаваемый рельеф поверхности позволяет почти на порядок уменьшить значение R в широком спектральном диапазоне по сравнению с гладкой поверхностью Si. Совместно с наблюдаемым ростом поглощения излучения с $\lambda > 900$ нм это ведет к существенному росту поглощения кремнием излучения видимого и ИК диапазонов (рис. 1).

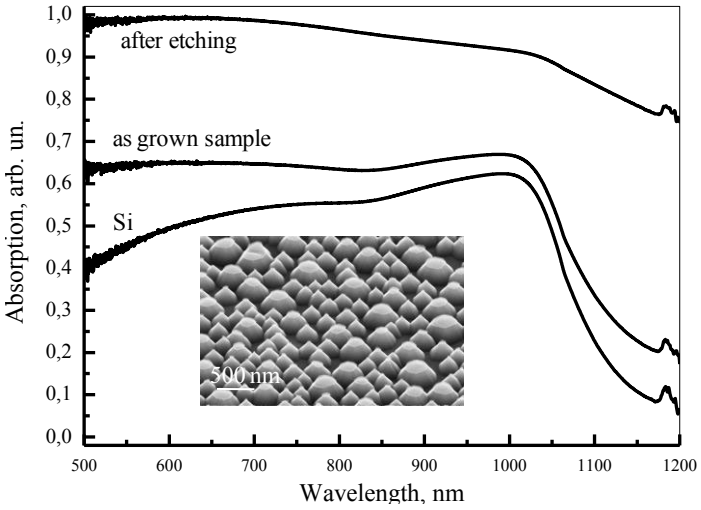


Рис. 1. Спектральная зависимость поглощения для Si подложки, образца с Ge(Si) островками до травления и после последовательного травления в растворах KOH+IPA и HF: H_2O_2:CH_3COOH. На вставке показан СЭМ снимок поверхности образца после травления.

На структурах с созданным рельефом поверхности сформированы тестовые солнечные элементы. Исследования их характеристик показали перспективность использования предлагаемого подхода для увеличения эффективности Si солнечных элементов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-52-50017_ЯФ-а.

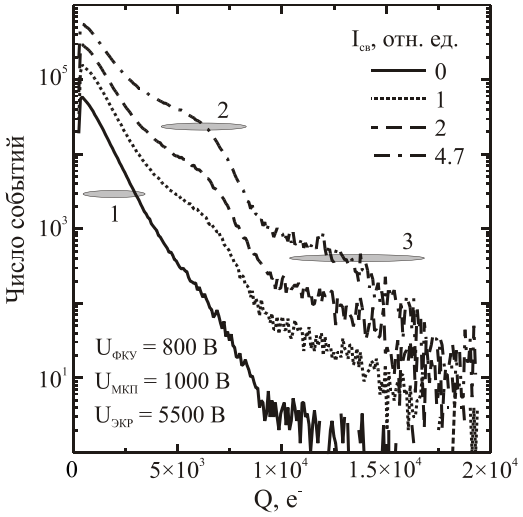
Литература

1. X. Liu, et al. // Energy Environ. Sci. 2014. V. 7. P. 3223- 3263.

Ионная обратная связь в электронно-оптических преобразователях с микроканальной пластиной.

Д.В. Горшков[1,2)], В.В. Бакин[1)], Г.Э. Шайблер[1,2)], **А.С. Терехов**[1)],
В.А. Гавриленко[3)], Д.В Горшков[3)], С.А Кесаев[3)], В.А. Рахманин[3)]
[1] *ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, Лаврентьева, 13*
[2] *Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, 6300901,Пирогова, 2*
[3] *ООО «Катод», Новосибирск, 630047, Падунская, 3.*
тел: (383)330-85-08, факс: (383)333-27-71, эл. почта: terek@isp.nsc.ru

Столкновения эмитированных фотокатодом электронов с микроканальной пластиной (МКП) и экраном электронно-оптического преобразователя (ЭОП) сопровождаются десорбцией положительно заряженных ионов. Движение ионов в сторону фотокатода под действием электрического поля заканчивается их столкновением с эмитирующей поверхностью фотокатода. Эти столкновения вызывают эмиссию дополнительных электронов. В результате возникает ионная обратная связь (ИОС), снижающая долговечность и отношение сигнал/шум ЭОП. Подавление ИОС является важным направлением совершенствования ЭОП с МКП. Для успешного «движения» по этому направлению необходима достоверная экспресс - методика оценки концентрации остаточных газов в МКП и экране. Разработка такой методики является целью нашей работы. При разработке этой методики мы учли, что в отсутствие ИОС амплитудное распределение световых импульсов (АРСИ) на экране ЭОП, вызванных эмиссией «одиночных» фотоэлектронов, имеет экспоненциальную форму. Если столкновения фотоэлектронов с МКП и экраном ЭОП сопровождаются генерацией ионов, то АРСИ должна измениться. Дело в том, что энергия иона в момент его столкновения с фотокатодом достаточна для генерации одного или нескольких дополнительных электронов. Одновременная генерация нескольких электронов в одной точке фотокатода приводит к тому, что «хвосте» экспоненциального крыла АРСИ, сформированного одиночными фото-электронами, появляются новые широкие максимумы. Интегральная интенсивность этих максимумов зависит как от фототока и приложенных к ЭОП напряжений, так и от концентраций остаточных газов в МКП и в экране. Для измерения АРСИ мы разработали автоматизированную методику на основе стабильного светодиода, охлаждаемой ПЗС – камеры, источников питания и объективов. Результаты измерений АРСИ в ЭОП 3-го поколения при разных освещённостях фотокатода, заданных током светодиода ($I_{св}$) показаны на рисунке. Сплошной линией на рисунке обозначено АРСИ, измеренное в «темноте». Верхняя часть правого крыла (область 1) этого АРСИ имеет экспоненциальную форму, свидетельствующую о доминировании в этих условиях эмиссии из фотокатода одиночных электронов. Видно, также, что при $Q \geq 3\times10^3 e^-$ форма крыла АРСИ отклоняется от экспоненты. При увеличении $I_{св}$ в областях 2 и 3 АРСИ появляются широкие «особенности». Мы полагаем, что появление этих особенностей обусловлено одновременной эмиссией одного или двух электронов в тех точках p-GaAs(Cs,O) – фотокатода, в которые «попали» ионы. Таким образом, показано, что измерение АРСИ позволяет измерять «интенсивность» ИОС в ЭОП и оценивать тем самым остаточное газовыделение из МКП и экрана.



Вакуумный фотодиод с полупроводниковыми электродами с эффективным отрицательным электронным сродством: фотоэмиссионные и инжекционные свойства

А.А. Родионов[1)], В.А. Голяшов[1,2)], М.А. Василенко[1)], И.Б. Чистохин[1)], А.С. Ярошевич[1)], Т.С. Шамирзаев[1,2)], И.А. Деребезов[1)], В.А. Гайслер[1,2,3)], И.И. Мараховка[4)], А.В. Копотилов[4)], Н.В. Кислых[4)], А.В. Миронов[4)], В.В. Аксенов[4)], О.Е. Терещенко[1,2)]

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

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

[3]НГТУ, Новосибирск, 630073, пр. К. Маркса, 20

[4]ЗАО «ЭКРАН-ФЭП», Новосибирск, 630060, Зеленая горка, 1

тел:+7 (383) 330-44-75, эл. почта: aarodionov@isp.nsc.ru

Несмотря на более чем пятидесятилетнюю историю развития фотоэмиттеров с эффективным отрицательным электронным сродством (ОЭС), по-прежнему, остаётся много вопросов, как в физике фотоэмиссии, так и в достижении предельных параметров приборов на основе различных полупроводниковых фотокатодов с ОЭС. В данной работе нам впервые удалось собрать вакуумный фотодиод, в котором оба электрода являются полупроводниковыми гетероструктурами с эффективным отрицательным электронным сродством. Это позволило выявить и изучить ряд новых интересных фотоэмиссионных и инжекционных свойств спин-поляризованных электронов очень низкой энергии (0-300 мэВ), а также предложить несколько практических применений на основе вакуумного полупроводникового фотодиода.

Фотодиод с двумя ОЭС электродами продемонстрировал способность генерации фототока в широком диапазоне длин волн (350-900 нм) без потенциала смещения. Показано, что значение эффективности преобразования световой энергии в электрическую может достигать значения квантовой эффективности (внешнего квантового выхода) фотокатода, т.е. свыше 50%. Предложен новый вакуумный многокаскадный солнечный элемент с несколькими p-n переходами, разделенными вакуумными зазорами. Это позволит использовать различные полупроводниковые материалы, активированные до состояния ОЭС, в качестве катода и анода.

Измерены энергетические распределения фотоэмитированных электронов по компоненте энергии перпендикулярной поверхности катода. Подтверждено наличие тонкой структуры в фотоэмиссионных спектрах, связанной с рассеянием электронов на оптических фононах при выходе в вакуум через кванторазмерные состояния в области пространственного заряда.

Процессом обратным эмиссии является процесс инжекции электронов в полупроводниковую структуру. Поскольку уравнения Максвелла и Шредингера являются инвариантными к обращению времени, то инжекция спин-поляризованных электронов в GaAs с последующей их рекомбинацией приводит к излучению первичной поляризованной катодолюминесценции. Методом поляризованной катодолюминесценции изучена инжекция спин-поляризованных электронов в вакуумных фотодиодах, в которых источником спин-поляризованных электронов являлся GaAs с 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. Впервые измерено пространственное (латеральное) распределение поляризации электронов в сечении пучка путем измерения распределения латеральной интенсивности поляризованной катодолюминесценции. Это позволило предложить новый тип спин-детектора с пространственным разрешением.

Многоэлементные фотоприемники ультрафиолетового диапазона на основе алмаза

Н.Х. Талипов[1)], А.В. Войцеховский [2)]
[1] *Военная академия РВСН им. Петра Великого, 143900, Балашиха, Карбышева 8*
[2] *Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина 36*
тел:+7 (926) 246-5396, эл. почта: niyazt@yandex.ru

В последние десятилетия в мире идет интенсивный поиск новых современных материалов для электронных и полупроводниковых приборов. Особый интерес представляют кристаллы и эпитаксиальные пленки алмаза, который обладает уникальными свойствами и характеризуется как «материал XXI века» [1].

В литературе сообщается о создании на основе алмаза таких приборов, как транзисторы, диоды, детекторы рентгеновского и ядерного излучений, варисторы, лазеры, оптоэлектронные коммутаторы, фотоэмиттеры и фотодетекторы.

В докладе рассмотрено современное состояние, возможности и перспективы использования алмаза в области создания многоэлементных фотоприемников ультрафиолетового диапазона.

В докладе рассматриваются

1. Потенциальные преимущества алмазных фотоприемников УФ-диапазона, которые определяются уникальными свойствами алмаза по сравнению с другими полупроводниками.
2. Электрофизические и фотоэлектрические свойства природного и полупроводниковых CVD алмазных структур.
3. Легирование природного и CVD алмаза бором методом ионной имплантации и *in-situ* в процессе гомоэпитаксии алмаза методом CVD, электрофизические параметры легированного бором CVD алмаза.
4. Возможность управления спектральной характеристикой алмаза за счет легирования азотом.
5. Технология изготовления и параметры одноэлементных УФ-фотоприемников на алмазе, их термическая стабильность.
6. Конструктивные и физико-технологические основы изготовления алмазных многоэлементных линейчатых и матричных фотодетекторов, как планарных, так и со сквозной проводимостью через объем.
7. Фотоэлектрические параметры гибридных матричных фотоприемных устройств форматом 64×64 и 128×128 элементов на основе алмаза и кремниевого мультиплексора.

Рассматривая возможности использования алмаза, как одного из самых перспективных материалов в области создания ультрафиолетовых фотодетекторов, можно сделать вывод, что современное состояние разработок в данной области позволяет начать серийное производство многоэлементных алмазных фотоприемных устройств ультрафиолетового диапазона.

Литература

1. May P.W. Diamond thin films: a 21st-century material // Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. 2000. v.358. P. 473-495.

Разработка технологии изготовления твердых растворов InGaAsP для фото электрических преобразователей

А.Е. Маричев [1,2], Г.С. Гагис [1], Р.В. Левин [1,2], Т.Б. Попова [1], Б.Я. Бер [1], А.Б. Гордеева [1], Б.В. Пушный [1,2]

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

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

тел:+7 (960) 262-5145, эл. почта: segregate1@yandex.ru

В настоящее время возник интерес к передаче энергии с помощью лазеров. Так специалисты компаний Loser Motive и Lockheed Martin (США) зарядили аккумуляторы беспилотного самолета, находящегося в полете при помощи лазерного излучения направленного на фотоприемник. Время в полете увеличилось в 20 раз. Наиболее перспективными являются фотоэлектрические преобразователи для лазерного излучения с длиной волны в диапазоне 1.06 мкм, которое "попадает" в локальный минимум потерь поглощения земной атмосферы, а лазеры обладают большой мощностью до 10кВт.

Главное отличие ФЭПЛИ от солнечных ээлемебнтов – преобразование монохромного излучения и большие мощности этого излучения, которое накладывает ограничение вызванное эффектом насыщения. Так для систем беспроводной передачи энергии, фотоэлектрические преобразователи (ФЭП) излучения неодимового лазера с длиной волны $\lambda = 1064$ нм (энергия фотона 1.16 эВ) могут быть изготовлены на основе полупроводников с шириной запрещённой зоны $E_g = 1.05 – 1.15$ эВ. Согласно расчётам с использованием параметров из [1], таким значением E_g обладают твёрдые растворы $Ga_{1-x}In_xAs_yP_{1-y}$, изопериодные с InP и имеющие составы $x = 0.79 – 0.84$, $y = 0.47 – 0.3$, которые, согласно [2], находятся вблизи границы области несмешиваемости, соответствующей температуре 600°C, типичной для процессов эпитаксии.

Исследование качества материалов выполнялось методами фотолюминесценции и спектроскопии анизотропного отражения. Согласно данным спектроскопии анизотропного отражения (АО) у слоёв GaInAsP толщиной 1000 нм со значениями $f_\perp > 3\cdot10^{-3}$ присутствовали особенности, характерные для GaAs и InAs. Ярко выраженного упорядоченного рельефа поверхности этих слоёв не имели (рис. 1а). У образца $Ga_{0.2}In_{0.8}As_{0.5}P_{0.5}$ с $f_\perp = 2.5\cdot10^{-3}$ в спектрах АО не было выявлено подобных особенностей, на поверхности наблюдался ярко выраженный упорядоченный рельеф.

На основе образца $Ga_{0.2}In_{0.8}As_{0.5}P_{0.5}$ с $f_\perp = 2.5\cdot10^{-3}$ и ярко выраженным упорядоченным рельефом и при тех же условиях эпитаксиального роста были получены образцы аналогичного состава с толщинами 50, 200 и 500 нм, которые демонстрировали интенсивную фотолюминесценцию (ФЛ) при 77 К с пиком интенсивности на энергиях около 1.05эВ, полуширины на полувысоте – до 20 мэВ. Для слоёв GaInAsP с толщинами 50 и 200 нм в спектре ФЛ наблюдались пики от нижележащих буферных слоёв InP (1.41 эВ). На основании данных спектроскопии АО и данных с атомно-силового микроскопа, можно сделать вывод, что при определённых условиях с увеличением толщины эпитаксиальной плёнки GaInAsP, возникающие напряжения могут быть частично сняты за счёт появления упорядоченного рельефа. Так для слоёв GaInAsP толщиной 50 и 200 нм упорядоченный рельеф не наблюдался, а у слоёв GaInAsP толщиной 500 и 1000 нм имелся выраженный упорядоченный рельеф. Оценка величин механических напряжений, сброшенных за счёт образования упорядоченного рельефа в GaInAsP слоях толщинами 500 и 1000 нм, даёт $3.6\cdot10^8$ и $1.4\cdot10^9$ дин·см$^{-2}$ соответственно.

Литература

1. I. Vurgaftman, J. R. Meyer and L. R. Ram-Mohan. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys. J. App. Phys. 89(11) 5815-5875 (2001)
2. K. Onabe. Calculation of Miscibility Gap in Quaternary InGaPAs with Strightly Regular Solution Approximation. Jpn. J. Appl. Phys. 21(5) 797-798 (1982).

Оптические свойства нанокристаллов InSb, ионно-синтезированных в структурах кремний-на-изоляторе

И.Е. Тысченко[1], В.А. Володин[1,2], А.Г. Черков[2], M. Stoffel[3], H. Rinnert[3], M. Vergnat[3], В.П. Попов[1]

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

[2] *Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск,ул. Пирогова, 2*

[3] *Université de Lorraine, Institut Jean Lamour UMR CNRS 7198, B.P. 70239, 54506 Vandœuvre-lès-Nancy Cedex, France*

тел:+7 (383) 333-2493, факс:+7 (383) 333-2771, эл. почта: tys@isp.nsc.ru

В последние годы создание гетероструктур на основе Si и материалов A_3B_5 рассматривается как возможный путь к осуществлению оптической связи на кремнии. Большое рассогласование постоянных решётки Si и InSb, которое составляет 18%, делает практически невозможным эпитаксиальный рост таких структур молекулярно-лучевыми методами. Решение этой проблемы может быть достигнуто с помощью метода ионно-лучевого синтеза. При ионном синтезе формирование новой фазы происходит в процессе диффузии имплантированных атомов к центрам зарождения и как правило при температурах выше температуры плавления InSb. Это означает, что синтезируемая фаза InSb внутри имплантированной матрицы может находиться в напряженном состоянии. В данной работе изучены оптические свойства нанокристаллов InSb в захороненных слоях SiO_2 и на границе раздела Si/ SiO_2 структур кремний-на-изоляторе (КНИ).

КНИ структуры, содержащие нанокристаллы InSb в слое захороненного SiO_2 или на границе раздела Si/ SiO_2 создавались с помощью ионной имплантации ионов In^+ и Sb^+ в слои SiO_2 или SiO_2 и Si соответственно, последующим водородным переносом слоя кремния на SiO_2 и высокотемпературного отжига. Подробно метод создания структур описан в работах [1, 2]. Оптические свойства формирующихся при температурах отжига выше 800° С нанокристаллов InSb исследовались методами комбинационного рассеяния света (КРС) и фотолюминесценции (ФЛ) в видимом и ИК спектральных диапазонах при комнатной температуре и температуре 10К.

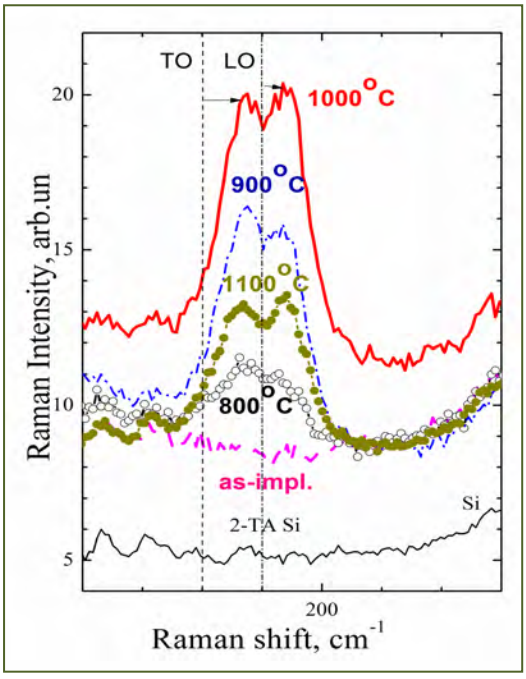


Рис. 1. Спектры КРС КНИ структур с захороненным слоем SiO_2, имплантированным ионами In^+ и Sb^+, до и после отжига при температурах 800-1100° С. Вертикальными пунктирными линиями показаны частоты TO и LO мод в монокристаллическом InSb.

В спектрах КРС обнаружены пики рассеяния на частотах, близких к частотам продольного (LO) и поперечного (TO) оптического фонона в InSb, но сдвинуты в область высоких частот относительно их значений в объемном материале (рисунок 1). Используя модель локализации фононов, проведен расчет частоты оптических фононов в зависимости от размера нанокристаллов InSb и оценен вклад квантово-размерного эффекта и напряжений сжатия в смещение мод оптического фонона. В спектрах ФЛ обнаружен пик с энергией 0.81 эВ (1.525 мкм), интенсивность которого коррелирует с интенсивностью пиков КРС и может быть связана с рекомбинацией электронов и дырок, локализованных в нанокристаллах InSb.

Литература

1. И.Е. Тысченко и др. // ФТП. 2014. Т. 48, вып. 9. С. 1228-1233.
2. I.E. Tyschenko et. al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B. 2009. V. 267. P. 1360-1363.

Формирование островков SiGe субмикронного размера на кремнии на основе эффекта несмачиваемости

А.А. Шкляев
Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова,
Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13
Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, Пирогова, 2
тел. +7 (913) 001-00-85, эл. почта: shklyaev@isp.nsc.ru

Изучение диэлектрических частиц субмикронного размера, которые рассеивают свет в соответствии с теорией Ми, стало привлекательным в течение последних нескольких лет, так как такие частицы, как и их металлические аналоги, могут генерировать электромагнитные резонансные моды в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями для частиц с достаточно большим показателем преломления (n> 3) [1]. При этом они характеризуются меньшими оптическими потерями, и их получение более соответствует требованиям современной кремниевой технологии по сравнению с металлическими частицами. В связи с этими свойствами диэлектрические частицы могут найти широкое применение в оптоэлектронных преобразователях и сенсорах, работающих в видимой и инфракрасной областях спектра.

Формирование частиц субмикронного размера может происходить при осаждении материала на подложку в условиях несмачиваемости её поверхности. Нами обнаружено, что чистые поверхности Si становятся несмачиваемыми для SiGe при высоких температурах. На поверхности Si(111) несмачиваемость приводит к формированию структур в виде сетки гребней [2,3] или пористого слоя на Si(100) [4]. Новые исследования показывают, что поверхность Si(100) проявляет также другие свойства несмачиваемости для SiGe при температурах 750 – 950 °C [5]. При этом происходит образование таких частиц, как показано на рисунке.

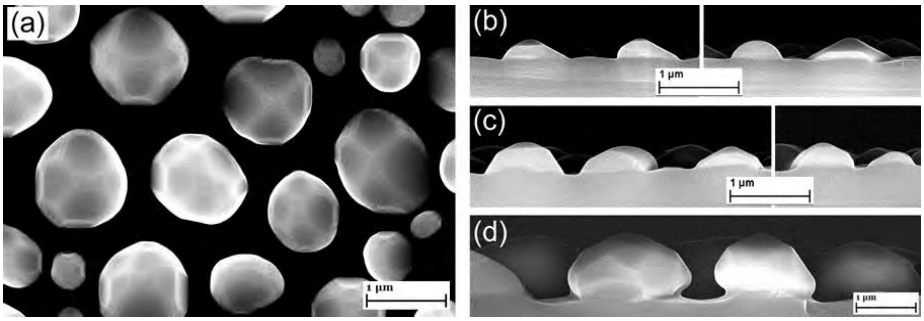


Рис. СЭМ-изображения (a) поверхности Si(100) после осаждения 30 нм Ge и (b)-(d) поперечных сечений образцов, полученных осаждением 20, 30 и 100 нм Ge на Si(100) при 850 °C соответственно.

Особенность несмачиваемости поверхности Si(100) материалом SiGe состоит в образовании частиц с геометрическим фактором 0,5 - 0,7 (отношение высоты частицы к размеру её основания), который значительно больше, чем, например, при использовании несмачиваемости поверхностей SiO_2. Такие величины геометрического фактора более благоприятны для генерации диэлектрическими частицами электромагнитных резонансов.

Литература

1. M.Naffouti, T.David, A.Benkouider, L.Farve, A.Ronda, I.Derbezier, S.Bidault, N.Bonod and V.Abbarchi // Nanoscale. 2016. V.8, p.2844.
2. A.A.Shklyaev and K.E.Ponomarev // J. Cryst. Growth. 2015. V.413, p.94.
3. A.Shklyaev, L.Bolotov, V.Poborchii and T.Tada // J. Appl. Phys. 2015. V.117, p.205303.
4. A.A.Shklyaev and A.V.Latyshev // Nanoscale Res. Lett. 2016. V.11, p.366.
5. A.A.Shklyaev and A.E.Budazhapova // Mater. Sci. Semicond. Proc. 2017. V.57, p.18.

Методы формирования ансамбля квантовых точек Ge/Si на структурированных подложках для перспективной элементной базы кремниевой фотоники

Ж.В. Смагина[1)], В.А. Зиновьев [1)], П.А. Кучинская [1)], Е.Е. Родякина [1,2)], Б.И. Фомин [1)], В.А. Армбристер [1)], Г.К. Кривякин [1)], А.В. Двуреченский [1,2)]

[1] *Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Лаврентьева, 13*

[2] *Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, 2*

тел:+7 (383) 333-2519, факс:+7 (383) 333-2819, эл. почта: smagina@isp.nsc.ru

В настоящее время массивы пространственно упорядоченных полупроводниковых нанооостровков (квантовых точек) считаются перспективными объектами для создания на их основе приборов нового поколения. В связи с этим возникает необходимость получения нанообъектов с заданными структурными характеристиками и возможностью их контроля. Так, например, упорядоченные массивы одиночных квантовых точек (КТ) интересны с точки зрения создания эффективных излучателей фотонов, интегрированных в микрорезонаторы [1]. Двойные КТ, состоящие из двух нанооостровков, расположенных близко друг к другу в плоскости роста и разделенных туннельно-прозрачным барьером, могут стать базовым элементом для квантовых вычислений [2]. В данной работе представлен метод создания одиночных и двойных КТ Ge на структурированных подложках Si.

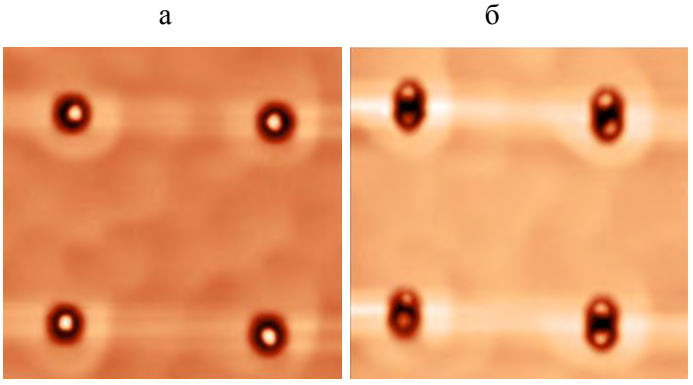


Рис.1. – АСМ-изображения поверхности (3×3 мкм) с ямками (а) – круглой формы, (б) – овальной формы после осаждения 4МС Ge при темпера-туре 700°С.

С помощью электронно-лучевой литографии и плазмохимического травления на подложке Si создавался разреженный массив ямок, имеющих круглую и овальную форму, периодически расположенных на расстоянии от 0.5 мкм до 8 мкм относительно друг друга. Методом молекулярно-лучевой эпитаксии на структурированную поверхность осаждали слой Ge толщиной, достаточной для зарождения нанооостровков в ямках (~ 4 монослоя (МС)), но меньшей чем критическая толщина зарождения островков на плоской поверхности. Установлены зависимости пространственного расположения германиевых КТ от температуры, формы ямок, их глубины и периода расположения на подложке. Определены оптимальная форма ямок и условия роста, обеспечивающие зарождение как двойных, так и одиночных КТ внутри ямок в процессе гетероэпитаксии Ge на Si (рис.1). Выявлены условия воспроизводимого роста многослойных структур с заданным расположением КТ. Структурные и оптические свойства полученных упорядоченных массивов КТ исследованы с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ), фотолюминесценции, микро-рамановской и просвечивающей микроскопии. Микро-рамановская спектроскопия показала, что количество Ge, идущего на образования одной КТ, зависит от периода между затравочными ямками. Тогда как среднее содержание Ge в КТ практически не меняется с периодом решётки и составляет ~45%. При увеличении периода от 1 мкм до 6 мкм интегральная интенсивность пика от колебаний Ge-Ge связей растёт почти линейно, а при дальнейшем увеличении периода до 8 мкм выходит на насыщение. Работа финансировалась госзаданием № 0306-2015-0024 и Грантом РФФ № 16-52-00160 Бел_а.

Литература

1. M. Schatzl et al., ASC Photonics, 4 (3), 665 (2017).
2. G.J. Beirne et al., Phys. Rev. Lett, 96, 137401 (2006).

Формирование фоточувствительных слоев Ag:Si и Ag:GeSi с наночастицами серебра методами ионной имплантации и импульсного лазерного отжига

Р.И. Баталов[1)], В.И. Нуждин[1)], В.Ф. Валеев[1)], Н.В. Курбатова[1)], В.В. Воробьев[2)], Ю.Н. Осин[2)], Г.Д. Ивлев[3)], А.Л. Степанов[1)]

[1] Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН, Казань, 420029, ул. Сибирский тракт, 10/7

[2] Междисциплинарный центр «Аналитическая микроскопия» Казанского федерального университета, Казань, 420008, ул. Кремлевская, 18

[3] Белорусский государственный университет, Беларусь, Минск, 220030, пр. Независимости, 4

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

В настоящее время актуальной проблемой в солнечной энергетике является повышение эффективности поглощения падающего света. Для ее решения предпринимаются попытки текстуризации поверхности солнечных элементов, нанесения антиотражающих покрытий, а также использование плазмонных металлических наночастиц (Au, Ag, Cu). Локализованные поверхностные плазмоны на таких наночастицах обеспечивают либо повышенное рассеяние света, либо его эффективное поглощение. Основным материалом солнечной энергетики является кремний (a-Si:H или c-Si), а в последнее время активно применяются и более узкозонные сплавы GeSi.

В данной работе впервые продемонстрировано создание кристаллических композитных материалов Ag:Si и Ag:GeSi, содержащих плазмонные наночастицы Ag, которые были синтезированы низкоэнергетической (E = 30 кэВ) и высокодозной ($D = 1.5\times10^{17}$ см$^{-2}$) имплантацией монокристалла p-Si или аморфного сплава GeSi ионами Ag^+ с последующим импульсным лазерным отжигом (ИЛО). Для ИЛО использовался рубиновый лазер (λ = 0.694 мкм, $\tau \sim 70$ нс). Плотность энергии облучения образцов задавалась выше порогов лазерно-индуцированного плавления имплантированных слоев и составляла W = 1.2, 1.5 и 1.8 Дж/см^2. Аморфный сплав GeSi был получен высокодозной (40 кэВ, 1×10^{17} см$^{-2}$) имплантацией ионов Ge^+ в подложку p-Si [1]. Методами сканирующей электронной микроскопии и оптической спектроскопии изучены состав, морфология поверхности, кристалличность и оптическое отражение слоев Ag:Si и Ag:GeSi в зависимости от режимов ИЛО. Проведены измерения фотопроводимости (ФП) в спектральной области λ = 400-1200 нм при комнатной температуре.

Установлено, что ИЛО GeSi слоя приводит к образованию ячеистой структуры с последующей трансформацией в однородный монокристаллический GeSi сплав. ИЛО аморфного слоя Ag:Si приводит к частичной кристаллизации Si матрицы, содержащей однородный массив наночастиц Ag размером ~10 нм. При повышении плотности энергии наблюдается перераспределение размеров Ag частиц на крупные (40-60 нм) и мелкие (5-15 нм). В спектрах отражения слоя Ag:Si происходит восстановление полос c-Si (276 и 366 нм) при одновременном ослаблении плазмонной полосы наночастиц Ag в Si (835 нм). В отожженном слое Ag:Si при освещении близком к солнечному выявлена инверсия типа проводимости ($p\rightarrow n$), указывающая на формирование в нем p-n перехода. При этом в спектрах ФП обнаружен рост фототока в области 500-950 нм, интенсивность которого превышает значения для подложки p-Si. При приложении к такому p-n переходу обратного смещения наблюдался дополнительный прирост фототока.

Работа выполнена в рамках РНФ проекта № 17-12-01176.

Литература

1. Р.И. Баталов и др. // ЖТФ. 2016. Т.86, вып.12. С.104-110.

Nitrogen atoms and vacancies in diamond: Detection and emission of high-frequency microwave radiation

Joerg Debus
Experimental Physics 2, TU Dortmund University, 44227 Dortmund, Germany
phone:+49 231 755 8818, fax: +49 231 755 3674 , e-mail: joerg.debus@tu-dortmund.de

Nitrogen-vacancy centers in diamond are intensively studied on account of possible applications in quantum information processing, spin-optoelectronics and, e.g., bio-imaging. Besides the negatively charged (NV^-) and neutral nitrogen vacancies, silicon vacancies and also single substitutional nitrogen atoms (C centers) in diamond crystals shift into the focus of recent studies.

We demonstrate that an ensemble of NV^- centers optically responds with high sensitivity to high-frequency microwave radiation of 60 GHz, whose power can be three orders of magnitude weaker than the equivalent power of the external electromagnetic field of an ordinary mobile phone. The respective response of the NV^- center photoluminescence, i.e. the zero-phonon line and phonon sideband, on nanowatt microwave excitation at room temperature moreover includes an enhancement of the linear polarization degree at electron-spin resonance conditions. Accordingly, the intensity as well as polarization of the luminescence of NV^- centers in diamond can be exploited as highly sensitive indicators of ultra-low power microwave radiation.

Furthermore, feeding the diamond crystal with 60-GHz microwave radiation of low power yields to an amplification of the reflected microwaves by several times detected from the microwave cavity at elevated temperatures. The microwave-radiation amplification occurs at an external magnetic field strength of 2.2 T. We identify as corresponding active centers single substitutional nitrogen atoms by measuring electron paramagnetic resonances. Thus, we propose that these centers amplify under non-resonant laser illumination low-power 60-GHz microwave radiation. Recent experiments further show that a feeding with microwaves is not necessary: Only the illumination of the diamond crystal with high-power laser light seems to induce the emission of microwaves, whose frequency can be tuned by the strength of an external magnetic field.

Управление модовой структурой лазерных резонаторов и микрорезонаторов

А.Е. Жуков[1)], Н.В. Крыжановская [1)], Н.Ю. Гордеев[2,1)], А.В. Савельев[1)], В.В. Коренев[1)], Ю.С. Полубавкина[1)], Э.И. Моисеев[1)], М.В. Максимов[1,2)], Ф.И. Зубов[1)]

[1] *Санкт-Петербургский Академический университет, Санкт-Петербург, 194021, Хлопина 8(3)*

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

тел: (812) 5345850, факс: (812) 5345850, эл. почта: zhukale@gmail.com

Обсуждаются возможности управления модовой структурой полупроводниковых лазеров различного типа и конструкции, в том числе подавление генерации на возбужденном оптическом переходе в лазерах на основе квантовых точек за счет модулированного p-легирования; стабилизация генерации на основной поперечной моде в лазерах с оптически-связанными волноводами; подавление боковых мод в микродисковых лазерах с помощью наноантенн.

Основные результаты

1. Было исследовано влияние модулированного легирования квантовых точек InAs/InGaAs примесью p-типа на поведение полосковых лазеров в режиме двухуровневой генерации – одновременного излучения с длинами волн, соответствующими основному и возбужденному оптическим переходам. Показано, что увеличение p-легирования (в диапазоне от 0 до 10 дырок на квантовую точку) приводит к росту тока, соответствующего порогу двухуровневой генерации. В результате имеет место тенденция к увеличению мощности, достижимой на основном оптическом переходе. При больших концентрациях дырок и/или в лазерных резонаторах с малым уровнем потерь на вывод излучения необходимо учитывать рост внутренних потерь, связанных с поглощением на свободных носителях.

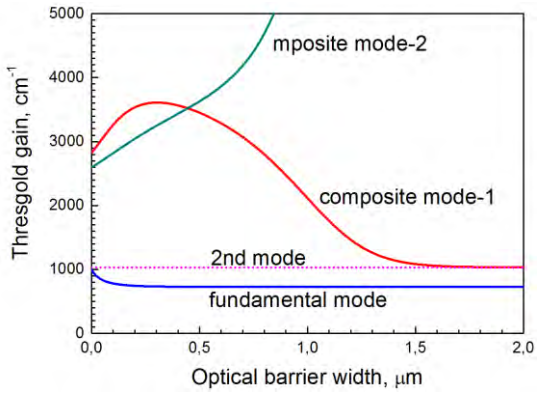


Рис. 1. Зависимость порогового усиления для фундаментальной, первой и второй композитной мод от толщины оптического барьера в лазере с оптически-связанными волноводами. Также показано пороговое усиления моды 2-го порядка в лазере стандартной конструкции.

2. Была исследована возможность подавления генерации на возбужденных поперечных модах в лазерах с расширенным волноводом с помощью дополнительного (пассивного) волновода, оптически связанного с основным (активным) волноводом. Подавление возбужденных мод связано с формированием композитных мод, для которых удается реализовать пороговое усиление, значительно превосходящее величину порогового усиления для возбужденной моды в лазере традиционной конструкции. В результате, в лазерах с расширенным волноводом наблюдается стабильная по отношению к изменению тока накачки и температуре генерация на основной поперечной моде с уменьшенной угловой расходимостью излучения.

В микродисковых лазерах как правило наблюдается одновременная генерация на нескольких модах шепчущей галереи, а диаграмма излучения в плоскости близка к изотропной. Показано, что с помощью металл-углеродных наноантенн или кремниевых микросфер, оптически связанных с лазерной модой микрорезонатора, можно значительно увеличить ее выходную интенсивность и тем самым улучшить подавление боковых мод. Кроме того, удается реализовать направленный вывод излучения их микролазера при сохранении низкого порога генерации и узких спектральных линий излучения.

530-590 нм на основе полупроводниковых гетероструктур A^2B^6

С.В. Иванов[1)], С.В. Сорокин[1)], А.Г. Вайнилович[2)], Е.В. Луценко[2)]
[1] *ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[2] *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Беларусь, Минск, пр. Независимости, 68*
тел:+7 (812) 292-7124, факс:+7 (812) 247-1017, эл. почта: ivan@beam.ioffe.ru

Значительный прогресс в технологии эпитаксиального роста на протяжении последних лет привел к появлению на рынке эффективных лазерных диодов (ЛД) зеленого спектрального диапазона (λ=520-530 нм) на основе InGaN [1]. Однако, дальнейшее увеличение длины волны InGaN ЛД (λ>535 нм) приводит к резкому снижению их эффективности и надежности. «Истинный» зеленый (540-550 нм) и особенно желто-оранжевый (560-590 нм) диапазоны видимого спектра вряд ли будут достижимы для A^3N ЛД. В то же время была продемонстрирована возможность создания эффективных зеленых (520-550 нм) и зелено-желтых (565-576 нм) лазерных конвертеров, в которых для накачки формируемых методом МПЭ лазерных гетероструктур (ГС) A^2B^6 с активной областью на основе КТ CdSe/ZnSe, используется излучение мощных коммерческих сине-фиолетовых ЛД InGaN (λ=405-445 нм) [2,3]. Также были получены компактные (в стандартном корпусе TO-18) лазерные конвертеры A^2B^6/A^3N, излучающие в зелено-желтом спектральном диапазоне в импульсном режиме при 300K [4].

В докладе будут рассмотрены ключевые вопросы конструирования и формирования методом МПЭ на подложках GaAs (001) лазерных ГС A^2B^6 с целью оптимизации свойств инжекционных лазерных конвертеров A^2B^6/A^3N в плане повышения их квантовой эффективности выше 20% и выходной мощности выше 1 Вт (τ=50 нс, *f*=1 кГц), а также расширения рабочей длины волны в желто-оранжевый спектральный диапазон. Последовательно будут обсуждаться методы снижения плотности протяженных дефектов до уровня $<10^4$ $см^{-2}$ при гетероэпитаксии ZnSe/GaAs, подходы к инженерии упругих напряжений при конструировании лазерных ГС A^2B^6 на разные спектральные диапазоны, способы снижения порога оптической генерации (до уровня менее 1 $кВт/см^2$), включая оптимизацию МПЭ роста, использование просветляющих покрытий и диэлектрических зеркал, а также результаты тестирования InGaN ЛД накачки и оптимизации параметров лазерных кристаллов A^2B^6.

В докладе также будут представлены последние результаты разработки лазерных конвертеров A^2B^6/A^3N: зеленого (λ=530-540 нм), зелено-желтого (λ=560-565 нм) и желто-оранжевого (λ=585-595 нм) спектрального диапазона при использовании в качестве активной области ГС A^2B^6 CdSe/ZnSe КТ в КЯ Zn(Cd)Se и волнов короткопериодной сверхрешетки с заданным знаком и величиной упругих напряжений. При накачке импульсным ЛД InGaN (τ=50 нс, *f*=1 кГц, λ=443 нм) достигнуты максимальные значения импульсной мощности 1.5, 0.83 и 0.67 Вт (T=300K), соответственно, при квантовой эффективности конверсии 25, 26 и 18%. Работы выполнялись при частичной поддержке проекта РНФ #14-22-00107.

Литература

1. K. Katayama et al. // Electronics & Communications in Japan. 2015. V.98. P.9-14.
2. S.V. Sorokin et al. // Electron. Lett. 2012. V.48, No.2. P.118-119.
3. E.V. Lutsenko et al. // Quantum Electron. 2013. V.43, No.5. P.418-422.
4. A.G. Vainilovich et al. // Phys. Stat. Sol. B. 2016. V.253, No.8. P.1498-1502.

Лазеры среднего инфракрасного диапазона на основе кристаллов ZnSe: Fe^{2+}

В.П. Калинушкин[1)], Н.Н. Ильичев[1)], Е.М. Гаврищук[2)], А.А. Гладилин[1)]
[1] *ИОФ РАН, Москва, 119991, ул. Вавилова, 38*
[2] *ИХВВ РАН, Нижний Новгород, 603950, ул. Тропинина, 49*
тел:+7(499) 135-1330, факс: +7(499)503-8126, эл. почта:vkalin@mail.ru

В докладе излагаются полученные в последние годы результаты исследования генерационных характеристик сильнолегированных железом (до концентраций $10^{20}см^{-3}$) кристаллов селенида цинка. Показано, что при оптическом возбуждении ионов активатора удается получить уникальные генерационные характеристики. Так, в конце 2007 г. была получена генерация на этих кристаллах в режиме гигантских импульсов при накачке YAG:Er^{3+} лазером при комнатной температуре с частотой несколько герц в диапазоне 4.2-4.8 мкм с возможностью перестройки длины волны излучения. В дальнейшем генерационные характеристики улучшались. В 2016г. в Институте общей физики с помощью электроразрядных лазеров реализован частотный режим при комнатной температуре с мощностью в импульсе 50 мДж и частотой 100 Гц. При этом получена эффективность от мощности накачки, примерно 50%, при теоретической – 64%. Эти характеристики получены примерно с одного кубического сантиметра рабочего объема кристалла. Дальнейшее увеличение мощностных характеристик ограничивается мощностью лазера накачки и лучевой стойкостью кристаллов ZnSe:Fe.

Анализируются возможности создания на этой основе малогабаритных, высокоэффективных лазерных систем, работающих в диапазоне 4.2-4.8мкм с перестройкой длинны волны генерации. Показаны проблемы на пути создания в настоящее время такой системы с оптической накачкой ионов железа, которые связаны с необходимостью использования для этих целей излучения с длинной волны больше 2.8 мкм. Рассматриваются возможности решения этой проблемы с помощью использования для оптической накачки более коротковолнового излучения.

Большое внимание уделяется рассмотрению возможности создания лазерной системы на основе легированного железом селенида цинка, в котором инверсная населенность будет создаваться с помощью ударной ионизации ионов железа «горячими» (с энергией несколько кэВ) электронами. Рассматриваются результаты экспериментов по облучению кристаллов селенида цинка потоком электронов с энергией несколько десятков кэВ и влияние на их фотолюминесценцию импульсов электрического поля, позволяющих «разогнать» неравновесные носители тока до необходимых энергий.

Сообщается о результатах исследования примесно-дефектного состава сильно легированных железом областей селенида цинка и его влиянии на генерационные характеристики. Рассматриваются возможности использования для этих целей двухфотонной конфокальной микроскопии. Делаются выводы об оптимальных режимах выращивания и легирования кристаллов селенида цинка для решения проблемы создания малогабаритной лазерной системы работающей в ИК-диапазоне.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Фундаментальные основы прорывных технологий двойного назначения в интересах национальной безопасности» (проект «Исследование возможности создания высокоэффективных лазеров ИК-диапазона (4÷5мкм) на основе кристаллов ZnSe, легированных железом, при ударном возбуждении ионов активатора горячими электронами»).

Усиление фотолюминесценции в структурах с квантовыми точками II типа

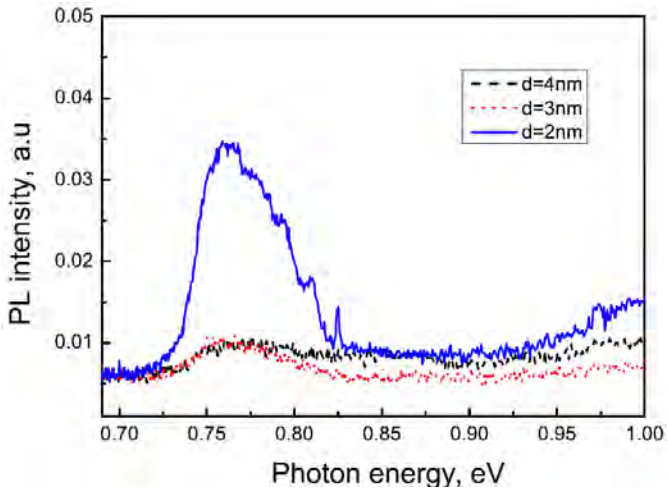
В.А. Зиновьев[1)], А.Ф. Зиновьева [1)], А.В. Ненашев[1)], А.В. Двуреченский[1)], В.А. Тимофеев[1)], А.И. Никифоров[1)], А. В. Мудрый[2)]

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

[2]*НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, Минск, 220072, Беларусь*

тел:+7 (383) 333-2466, факс:+7 (383) 333-2624, эл. почта: zinoviev@isp.nsc.ru

В настоящее время в мире существует значительный интерес к поиску возможных путей создания светоизлучательных приборов на основе кремниевой технологии. Одним из возможных решений является использование наноразмерных структур с квантовыми точками (КТ) Ge в Si, где из-за пространственного квантования снимается запрет на прямые оптические переходы в k-пространстве. Однако, данный тип КТ относится к гетероструктурам II типа, где электрон и дырка локализуются по разные стороны от гетерограницы, что приводит к малому интегралу перекрытия волновых функций электрона и дырки и соответственно, малой вероятности излучательной рекомбинации. Недавно полученные результаты по исследованию двойных вертикально совмещенных Ge/Si КТ показали, что эта система может быть использована для увеличения интеграла перекрытия [1]. Согласно теоретическим расчетам, сила осциллятора может быть увеличена многократно при оптимальных параметрах структур (расстояние между КТ и их размер). В данной работе было получено прямое экспериментальное подтверждение теоретически предсказанного эффекта. Было получено семикратное увеличение интегральной интенсивности фотолюминесценции для структур с оптимальным расстоянием между слоями КТ d=2 нм [2]. Увеличение интеграла перекрытия обеспечивается двумя факторами. Первый заключается в том, что электроны в данной структуре локализованы в Si вблизи ребер оснований Ge КТ, и их волновые функции строятся из состояний Δ-долин, ориентированных в k-пространстве перпендикулярно направлению роста [001]. Это приводит к увеличению вероятности проникновения электронов в Ge области, служащие барьером для электронов. Вторым фактором является неоднородное пространственное распределение КТ в плоскости роста структуры — квантовые точки собираются в плотные группы из нескольких квантовых точек. Сильная туннельная связь между КТ в группе увеличивает вероятность нахождения дырки на краю КТ, что также способствует увеличению вероятности излучательной рекомбинации.



Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 16-29-14031 и № 16-52-00160) и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф16Р-061)

Литература

1. А. И. Якимов и др. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. вып. 8. С.621-625.
2. А. Ф. Зиновьева и др. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т.104. вып.12. С. 845-848.

Поглощение света краевыми состояниями двумерного топологического изолятора и фотогальванический эффект

Л.И. Магарилл[1,2], **М.М. Махмудиан**[1,2], М.В. Энтин[1)]
[1]*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН, Новосибирск, 630090, Проспект Лаврентьева, 13*
[2] *Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*
тел:+7 (383) 333-3264, факс:+7 (383) 233-2771, эл. почта: mahmood@isp.nsc.ru

Исследуются краевые состояния двумерного топологического изолятора на основе HgTe и оптические переходы между этими ветвями и двумерными состояниями. Известными свойствами этой системы являются линейность спектра и топологическая защищенность этих состояний.

Линейность спектра возникает из двукратного вырождения по спину в центре зоны Бриллюэна и расщепления за счет нарушения симметрии относительно отражения времени при включении конечного квазиимпульса. Линейное расщепление может быть получено в рамках **k-p** теории возмущений по малому квазиимпульсу *k* краевых состояний.

Выход за рамки линейного приближения должен естественным образом приводить к поправкам к этому спектру более высоких порядков по *k*. Настоящий доклад посвящен исследованию вопросов, насколько точной является линейность энергетического спектра и нахождению вероятности оптических переходов с участием этих состояний. Мы рассмотрели 4 модели краевых состояний: 1) модель Волкова-Панкратова [1], 2) модель Берневига с нулевым [2] и 3) со смешанным граничным условием [3], а также 4) модель сильной связи [4]. Во всех этих моделях краевые состояния имеют линейный спектр в окрестности центра зоны.

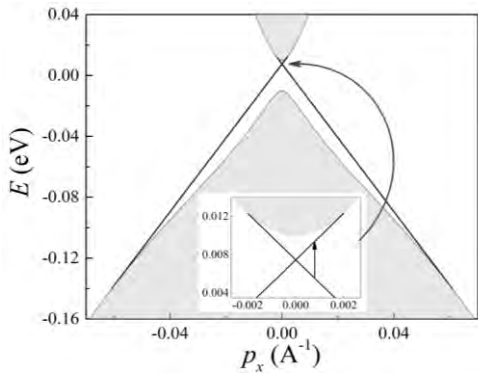


Рис.1. Спектр краевых состояний двумерного топологического изолятора для структуры HgTe/CdTe в модели 2) как функция импульса вдоль края. Двумерные состояния заполняют закрашенные континуумы. Краевые состояния касаются границ двумерных состояний в точках окончания их спектра.

Было обнаружено, что модели 1 и 2 имеют чисто линейный спектр краевых состояний. В моделях 3) и 4) линейность оказалась приблизительной. Однако, подстановка параметров, соответствующих слою HgTe приводит к аномально малым поправкам, что позволяет считать спектр практически линейным.

Изучены поглощение света и фотогальванический эффект, с участием краевых состояний. Найдено, что во всех моделях прямые дипольные оптические переходы между краевыми состояниями оказываюттся запрещенными. Помимо этого, изучены переходы между краевыми и двумерными состояниями. Найден коэффициент поглощения и изучен фотогальванический эффект, обусловленный этими переходами. Определено, что под действием циркулярно-поляризованного света в системе возникает краевой ток, направление которого определяется векторным произведением нормали к границе и спином фотонов. Показано, что основной вклад в ток вносят электроны на краевых состояниях.

Литература

1. Б.А. Волков, О.А. Панкратов, Письма в ЖЭТФ, **42**, 145 (1985).
2. B.A. Bernevig et al, Science, **314**, no. 5806, 1757 (2006).
3. Xiao-Liang Qi, Shou-Cheng Zhang, Rev. Mod. Phys., **83**, 1057 (2011).
4. Bin Zhou et al, Phys. Rev. Lett., **101**, 246807 (2008).

Наблюдение стимулированного излучения вплоть до 20 мкм в волноводных структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe

С.В. Морозов[1)], В.В. Румянцев[1)], М.С. Жолудев[1)], М.А. Фадеев[1)], К.Е. Кудрявцев[1)], А.А. Дубинов[1)], А.М. Кадыков[1)], В.И. Гавриленко[1)], С.А. Дворецкий[2)], Н.Н. Михайлов[2)]

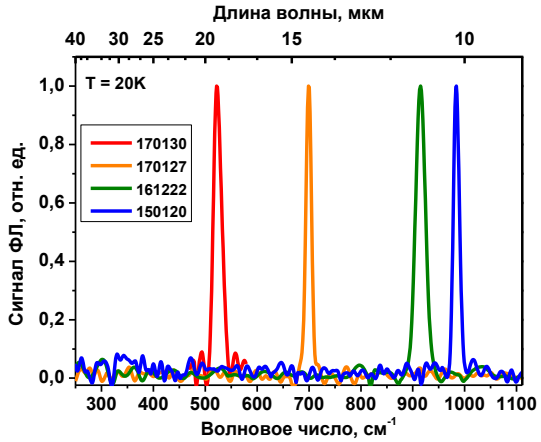
[1]*Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия.*

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

тел:+7 (831) 417–94–73, факс:+7 (831) 417–94–64, эл. почта: more@ipmras.ru

Структуры с КЯ $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$ открывают широкие возможности по управлению энергией межзонных переходов (ширину запрещенной зоны в таких структурах можно изменять от сотен мэВ до 0) и энергетическим спектром носителей. Ввиду достаточно низких частот оптических фононов в HgCdTe-материалах (частота CdTe-подобного ТО фонона составляет около 20 мэВ, а HgTe-подобного около 15 мэВ) подобные структуры представляют интерес для создания длинноволновых лазеров в диапазоне длин волн недоступном для традиционных квантово каскадных лазеров на A3B5. В данной работе приводятся экспериментальные результаты по наблюдению длинноволнового стимулированного излучения (СИ) вплоть до 20 мкм (!), полученного из волноводных структур с КЯ на основе твердых растворов CdHgTe. На рисунке показаны спектры СИ волноводных структур с пятью КЯ толщиной от 4 до 4.7 нм $HgTe/Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te$ при 20К при импульсном оптическом возбуждении. Ранее в подобных структурах нами было получено СИ вплоть до рекордной длины волны 10.2 мкм [1, 2]. Основной причиной продвижения СИ в длинноволновую область вплоть до 20 мкм является использование узких (2-5 нм) КЯ HgTe в активной области волноводных структур.

В узких КЯ из чистого HgTe оже рекомбинация существенно подавлена из-за особенностей закона дисперсии. Малая ширина ямы приводит к большому расстоянию между подзонами размерного квантования, в результате чего при оже-рекомбинации носители могут занимать состояния только в основных электронной и дырочной подзонах. В свою очередь, законы дисперсии в этих подзонах в широком диапазоне энергий симметричны и близки к закону дисперсии релятивистских дираковских электронов. При такой дисперсии невозможно одновременно выполнить законы сохранения энергии и квазиимпульса даже при достаточно высокой концентраций неравновесных носителей, что ведет к подавлению оже-рекомбинации. Таким образом, полученные в работе результаты свидетельствуют о высоком потенциале гетероструктур на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ для создания длинноволновых лазеров.



Работа выполнена при поддержке ФАНО, РАН и грантов РФФИ № 16-02-00685, №16-32-00609, Президента РФ МК-6923.2016.2.

Литература

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

Влияние экситон-фононного взаимодействия на форму линии фотолюминесценции одиночных квантовых точек GaN/AlN, полученных методом капельной эпитаксии

И.А. Александров [1)], Е.Д. Малышева[1)], В.Г. Мансуров[1)], Т.В.Малин[1)], К.А. Конфедератова[1)], Д.С. Милахин[1)], А.М. Гилинский[1)], К.С. Журавлев[1)], Cho J.-H.[2)], Cho Y.-H.[2)]

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

[2]*Korea Advanced Institute of Science and Technology, 34141, Republic of Korea, Daejeon, Daehak-ro, 291*

тел:+7 (383) 330-4475, факс:+7 (383) 333-2771, эл. почта: aleksandrov@isp.nsc.ru

Высокая вероятность взаимодействия электронной подсистемы с колебаниями решетки в квантовых точках (КТ) GaN/AlN со структурой вюрцита, приводящая к пикосекундным временам релаксации электронов, связана с полярной природой материалов и сильной локализацией носителей заряда, вызванной наличием встроенного электрического поля. Кроме релаксации носителей заряда, взаимодействие с фононами влияет также и на форму линии фотолюминесценции (ФЛ) КТ. Исследование такого влияния часто затруднено из-за эффектов спектральной диффузии и мерцания КТ [1, 2]. В данной работе сообщается о получении высококачественных КТ GaN/AlN методом капельной эпитаксии и исследовании влияния экситон-фононного взаимодействия на форму линии ФЛ отдельных КТ. Структуры выращивались в установке молекулярно-лучевой эпитаксии с аммиачным источником азота. Для получения малой плотности КТ применялся метод капельной эпитаксии. Сначала на поверхность AlN наносился металлический Ga, который затем нитридизовался в потоке аммиака. Исследования методами атомно-силовой микроскопии и сканирующей электронной микроскопии показали, что данный метод позволяет получить плотность КТ порядка 10^8 $см^{-2}$. В спектрах микро-ФЛ структур с одним слоем GaN КТ наблюдаются линии излучения экситонов в отдельных КТ. При увеличении температуры наблюдается сдвиг экситонной линии в сторону низких энергий в соответствии с изменением ширины запрещенной зоны GaN. Ширина линии на полувысоте составляет 6 мэВ при температуре 10 K. При увеличении температуры линия уширяется, и ниже по энергии появляются две дополнительные линии, отстоящие от основной линии на 54 мэВ и 129 мэВ. Эти линии предположительно связаны с фононными повторениями основной линии [3]. Изменение относительных интенсивностей бесфононной линии и её фононных повторений с температурой описывается моделью взаимодействия носителей заряда с локальными колебаниями решетки.

Несмотря на заметное уменьшение с температурой, интенсивность линии фотолюминесценции КТ остается достаточно высокой и при комнатной температуре, что делает квантовые точки, полученные данным методом, перспективными для создания источников одиночных фотонов работающих при комнатной температуре. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 17-02-00947, 16-32-00765).

Литература

1. R. Bardoux et al. // Phys. Rev. B 74, 195319(2006).
2. C. Kindel et al. // Jpn. J. Appl. Phys. 48, 04C116 (2009).
3. G. Callsen et al. // Phys. Rev. B 92, 235439 (2015).

Излучатели на основе полупроводниковых наноструктур

В.А. Гайслер, А.В. Гайслер, И.А. Деребезов
Институт физики полупроводников СО РАН им. А.В. Ржанова,
Новосибирск, 630090, пр. Академика Лаврентьева, 13
тел: (383)330-69-45, факс: (383)330-69-45, эл. почта: vahvah55@mail.ru

В докладе будет представлен краткий обзор результатов, полученных в ИФП СО РАН за последние три года, в области разработки сверминиатюрных излучателей на основе одиночных квантовых точек (КТ) и лазеров с вертикальным резонатором (ЛВР) для миниатюрных атомных стандартов частоты.

Разработан и реализован микрорезонатор на основе полупроводникового брэгговского отражателя и микролинзы, селективно позиционированной над одиночной (111) In(Ga)As квантовой точкой. Конструкция микрорезонатора обеспечивает эффективную накачку квантовых точек и высокую внешнюю квантовую эффективность вывода излучения. Микрорезонатор может быть использован для создания излучателей одиночных фотонов и излучателей фотонных пар, запутанных по поляризации, на основе одиночных полупроводниковых квантовых точек.

Исследована система квантовых точек на основе твердых растворов $Al_xIn_{1-x}As/Al_yGa_{1-y}As$. Использование широкозонных твердых растворов $Al_xIn_{1-x}As$ в качестве основы квантовых точек позволяет существенно расширить спектральный диапазон излучения в коротковолновую область, включая участок длин волн вблизи 770 нм, представляющий интерес для разработки аэрокосмических систем квантовой криптографии. Методом криогенной микрофотолюминесценции изучены оптические характеристики одиночных $Al_xIn_{1-x}As$ квантовых точек, выращенных по механизму Странского-Крастанова. На участке длин волн вблизи 770 нм исследована тонкая структура экситонных состояний квантовых точек. Показано, что величина расщепления экситонных состояний сравнима с естественной шириной экситонных линий, что представляет большой интерес для разработки излучателей пар запутанных фотонов на основе $Al_xIn_{1-x}As$ квантовых точек.

Разработаны и изготовлены одномодовые лазеры с вертикальным резонатором с длиной волны генерации 894.6 нм для использования в миниатюрных атомных стандартах частоты на основе цезия (рис.1).

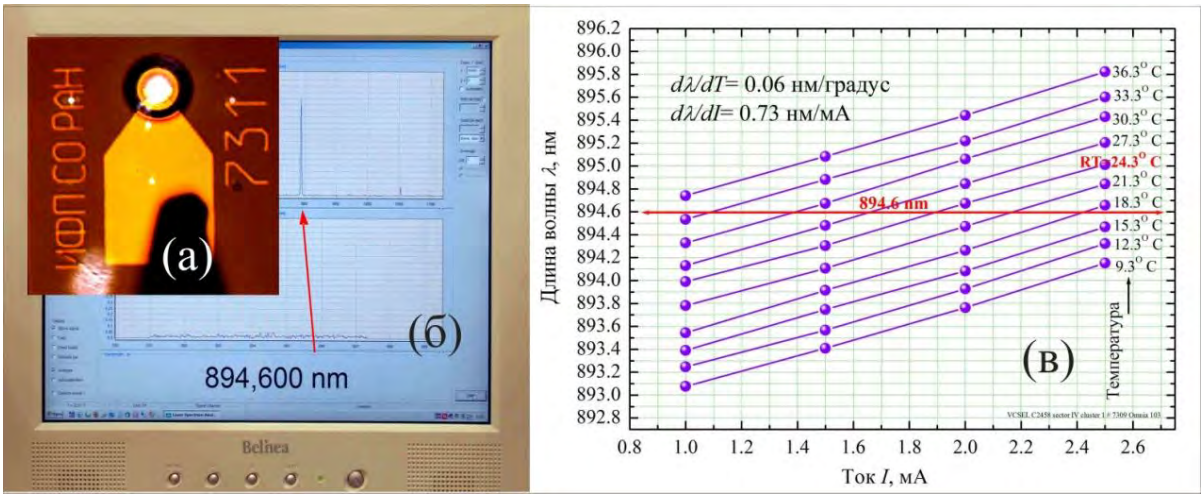


Рис.1. Микрофотография лазера в генерационном режиме (а), фотография дисплея лазерного спектроанализатора, демонстрирующая одномодовый режим работы ЛВР и точное соответствие генерационной длины волны лазера значению 894.6 нм (б), зависимости генерационной длины волны ЛВР, работающего в одномодовом режиме TEM_{00}, от температуры и тока накачки (в).

Спиновая релаксация экситонов в гетероструктурах с монослойными квантовыми ямами в сильных магнитных полях

Т.С. Шамирзаев [1)], Д.Р. Яковлев [2,3)], М.М. Глазов [3)], Е.Л. Ивченко [3)], M. Bayer [2,3)]

[1] *ИФП им. А.В.Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Лаврентьева, 13*
[2] *Experimental Physics 2, TU Dortmund University, Dortmund, 44221, Germany*
[3] *Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26*
тел:+7 (383) 330-4475, факс:+7 (812) 333-27-71, эл. почта: tim@isp.nsc.ru

Спиновая релаксация экситонов в магнитном поле исследовалась в гетероструктурах с непрямозонными монослойными GaAs/AlAs квантовыми ямами (КЯ). Спектры низкотемпературной (2 К) ФЛ структур содержат полосу бесфонного перехода и его фононные повторения. Приложение к структурам магнитного поля приводит к появлению наведенной циркулярной поляризации ФЛ. При изучении наведенной магнитным полем циркулярной поляризации было обнаружено необычное поведение: в геометрии Фарадея с ростом напряженности поля степень наведенной циркулярной поляризации в малых полях возрастает (до 60% при 4,5 Тл), а в больших полях начинает уменьшаться (до 40 % при 10 Тл). В тоже время, при отклонении поля от геометрии Фарадея на 45 градусов степень наведенной полем циркулярной поляризации монотонно возрастает и выходит на насыщение на 72% при 10 Тл. Соотношение между g-факторами электрона и дырки в исследуемых КЯ таково, что в продольном магнитном поле основным состоянием экситона оказывается оптически неактивное (проекция момента 2 на ось поля) [1]. В малых магнитных полях ФЛ, когда Зеемановское расщепление экситонных состояний невелико, степень циркулярной поляризации ФЛ возрастает из-за увеличения с ростом поля разности в заселенности оптически активных состояний экситона (проекция момента на ось поля ± 1). С ростом напряженности магнитного поля возрастает доля экситонов релаксирующих, за счет переворота спина электрона или дырки, в оптически неактивное состояние. Большая разность во временах спиновой релаксации электронов и дырок приводит к уменьшению разности в заселенности оптически активных состояний и, как следствие, к уменьшению степени циркулярной поляризации ФЛ. В наклонном магнитном поле смешивание оптически активных и неактивных состояний поперечной компонентой магнитного поля выравнивает скорости спиновой релаксации электронов и дырок, что приводит к повышению степени поляризации в сильных полях. Работа поддержана РФФИ (проект 16-02-00242).

Литература

1. T.S. Shamirzaev *et al*. // Phys.Rev B. 2016. V.94, n.4. a.045411.

Изолированные (квантовые) излучатели связанные с дислокациями в CdZnTe

В.С. Кривобок[1)], С.Н. Николаев [1)], Е.Е. Онищенко[1)], А.А. Пручкина[1)], С.И. Ченцов[1)]
[1] *ФИАН, Москва, 119991, Ленинский пр, 53*
тел:+7 (499) 132-64-48, факс:+7 (812) 247-1017, эл. почта: user@mail.ru

На основе измерений низкотемпературной МФЛ с разрешением по поляризации реализован подход, который позволил экспериментально измерить спектр и оценить анизотропию одиночных излучателей, сформированных с участием дислокаций в кристаллическом $Cd_{0.95}Zn_{0.05}Te$. Детали используемого подхода описаны в работе [1]. Возможность работы с одиночными объектами позволила разделить последние на две группы, которые отличаются не только спектральным положением линии излучения, но и характером спектральных биений сигнала люминесценции. Для излучателей первого типа спектральное положение бесфононной линии излучения (ZPL) соответствует обычному дислокационному излучению $Cd_{0.95}Zn_{0.05}Te$, при этом положение и интенсивность ZPL практически не меняются с течением времени. Для излучателей второго типа ZPL расположена на 30-50 мэВ выше обычного дислокационного излучения и подвержена гигантским (~ 10 мэВ) флуктуациям спектрального положения и интенсивности. Для каждого из двух типов излучателей связь с решеткой $Cd_{0.95}Zn_{0.05}Te$ подтверждается наличием фононных (LO) повторений, характерных для данного материала. Заметная степень линейной поляризации в плоскости, содержащей направление [110], которое соответствует направлению распространения полных или частичных дислокаций, указывает на сильно анизотропный характер соответствующих электронных состояний и подтверждает их связь с дислокациями.

Сходства и различия двух обнаруженных типов излучателей объяснены на основе представлений о разных типах экситонных состояний, формирующихся с участием ядра дислокаций, распространяющихся вдоль направления [1 1 0].

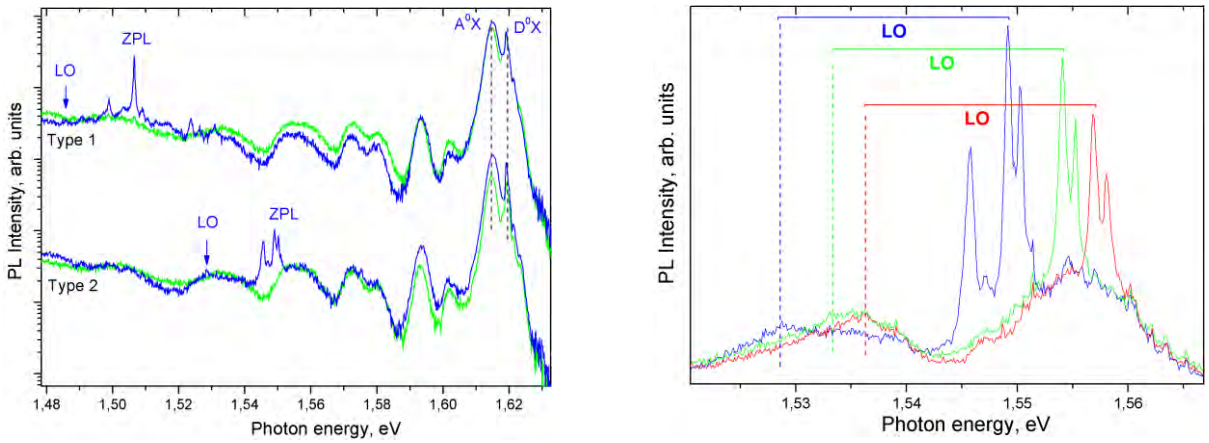


Рис. 1. Слева - примеры спектров МФЛ, записанных из областей размером 1x1 мкм, для излучателей первого (сверху) и второго (снизу) типов при температуре 5К (синяя кривая) и 10К (зеленая кривая); справа - иллюстрация флуктуаций спектрального положения бесфононной линии излучения и его фононного повторения со временем для излучателей второго типа.

Литература

1. В.С. Кривобок и др // Письма в ЖЭТФ 2016. Т. 104. вып. 2. С. 108-113.

Плазмохимический синтез алмаза с яркими оптическими центрами люминесценции в видимом и ближнем ИК-диапазоне

В.С. Седов[1)], А.К. Мартьянов [1)], А.А. Хомич [1)], И.И. Власов[1)], В.Г. Ральченко[2)]
[1] *Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, 119991, ул. Вавилова, 38*
[2] *СПб ПГУ, Санкт-Петербург, 195251, Политехническая 29*
тел:+7 (499) 503-8781, эл. почта: sedovvadim@yandex.ru

Алмаз, синтезируемый в виде наночастиц, пленок и монокристаллов, вызывает большой интерес как материал для нанофотоники и квантовой оптики в силу уникальных оптических свойств. В последнее время особое внимание уделяется созданию и исследованию однофотонных эмиттеров на основе центров окраски в алмазе, которые обладают высокими яркостью и стабильностью при комнатной температуре, высокой квантовой эффективностью, короткими излучательными временами жизни и узкими линиями [1, 2]. В наших работах [3, 4] определены оптимальные концентрации добавок силана в газовой смеси метан - водород и температуры при синтезе микрокристаллических алмазных пленок в СВЧ плазме, при которых достигается высокая концентрация центров «Кремний-Вакансия» (Si-V), проявляющих интенсивную ФЛ в ближнем ИК-диапазоне (738 нм). Одновременно в спектрах ФЛ регистрировалась дополнительная полоса неизвестной природы вблизи 722 нм [4]. В настоящей работе исследовано поведение линий ФЛ 722 нм и 738 нм в широком диапазоне температур измерения (от 5 К до комнатной) в легированных кремнием микрокристаллических и монокристаллических алмазных пленках.

Синтез АП проводился в СВЧ плазме в плазмохимическом реакторе ARDIS-100 (2.45 ГГц, 5 кВт) в газовой смеси $CH_4/H_2/SiH_4$. Толщина всех синтезированных АП контролировалась *in-situ* методом лазерной интерферометрии.

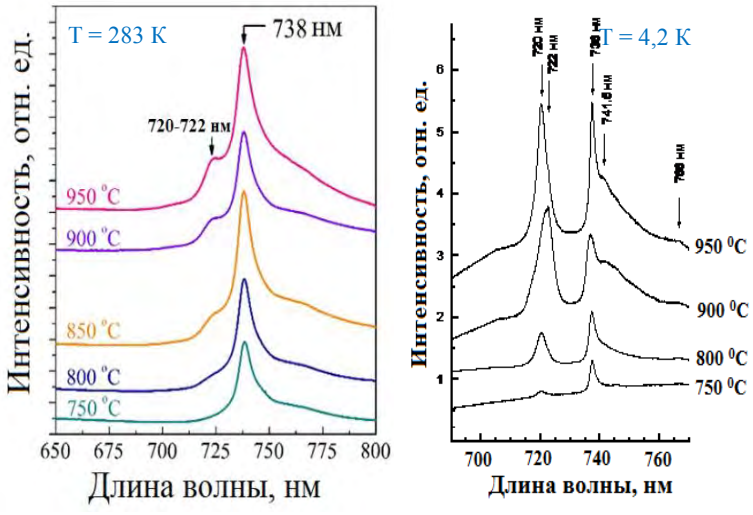


Рис. 1. Спектры ФЛ ($\lambda_{возб}$ = 473 нм) алмазных пленок, осажденных при различных температурах подложки. Температура измерения указана в верхней части графика.

Спектры ФЛ АП, полученных CVD-методом из смеси $CH_4/H_2/SiH_4$, в зависимости от температуры осаждения представлены на рис. 1. При измерениях спектров ФЛ при 5 К, как и при комнатной температуре, регистрируются две полосы: 737 (SiV-центр) и 720—722 нм. При нормировке по амплитуде алмазной полосы в спектрах КР интенсивность эмиссии SiV-центров возрастает в 3—4 раза при повышении температуры осаждения от 750 до 950 °C, тогда как интенсивность коротковолновой полосы 720—722 нм увеличивается более чем на порядок. Результаты проведенных экспериментов указывают на то, что за полосы фотолюминесценции с максимумами в области 720—722 нм могут быть ответственны комплексные дефекты, связанные с примесными атомами кремния.

Работа поддержана РФФИ (гранты N 15-52-04073 Бел_мол и 14-02-31772_мол_а), БРФФИ (грант Ф15РМ-046) и грантом Президента РФ № СП-2575.2015.5.

Литература

1. I.Aharonovich, E. Neu. Adv. Opt. Mater., 2, N 10 (2014) 911—928.
2. Quantum Information Processing with Diamond: Principles and Applications, Eds. S. Prawer, I. Aharonovich, Cambridge, Elsevier (2014).
3. V. Sedov. Diam. Relat. Mater., 56 (2015) 23—28.
4. V. S. Sedov. J. Coat. Sci. & Techn., 2, N 2 (2015) 38—45.

Блох и Ванье-Штарк ТГц излучения в сверхрешетке в области положительной статической дифференциальной проводимости

А.А. Андронов, А.В. Иконников, К.В. Маремьянин, Ю.Н. Ноздрин, В.И. Позднякова[1)], А.А. Мармалюк, А.А. Падалица, М.А. Ладугин[2)], В.А. Беляков, И.В. Ладенков, Г. Фефелов[3)]
[1] Институт физики микроструктур РАН,Нижний Новгород,603067,Академическая 8,
[2)] Сигм-Плюс, Москва. 117342, Введенского 3
[3)] ОАО "Салют", Нижний Новгород,603950, Ларина 7
тел:+7 (831) 417-9473, факс:+7 (831) 417-9464, эл. почта:andron@ipmras.ru

В работе [1] показано, что сверхрешетки (СР) обладают падающим участком на ВАХ (т.е. имеют ОДП) и поэтому «позволяет создать генераторы на любую частоту и блоховский генератор». В работе [2], показано, что ОДП тянется до блоховской частоты, а в работе [3], предложены две лазерные схемы в СР при участии нескольких уровней в ямах СР. Основным препятствием для реализации этих предложений было возникновение доменов поля. Это препятствие было преодолено в 1994 г. в квантовых каскадных лазерах (ККЛ). В [4] предложена альтернативный ККЛ метод преодоления доменов – СР со слабыми барьерами, когда из-за туннелирования между минизонами, ток растет с полем, причем благодаря туннелированию, возможна ОДП на частотах, **больше** блоховской. При исследовании такихСР обнаружена [5] еще и возможность лазеров в подобных СРах, с переходами на несколько периодов СР (а не в ближайший, как в [3]), что подтвердилось в работах [6, 7]. Ниже – первое исследование спектра излучения таких СР с помощью фильтра на основе ЦР в структуре КРТ с квантовой ямой, помещаемой в магнитном поле, между чипом и Ge(Ga) детектором при 4К. Чипы изготовлены из пластины 1755, которая содержат 1000 периодов и аналогичны чипам работы [6]. На Рис 1 и Рис2 представлены ВАХ и частоты излучения чипов изСР. Мы считаем, что излучения связаны с возбуждением мод шепчущей галереи в чипе [8], причем при V = 8 - 10 В оно есть результат

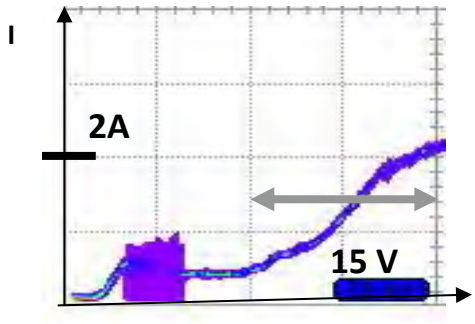


Рис. 1. ВАХ чипа СР из пластины 1755.Область ТГц излучения отмечена стрелкой.

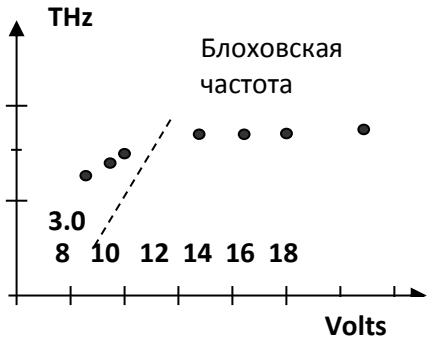


Рис. 2. Частота излучения в зависимости от напряжения на чипе.

ОДП на частоте большей блоховской [4], а при V> 10 В результат переходов между уровнями Ванье-Штарка [6,7]. Эти результаты открывают возможность создания генераторов ТГц излучения и более высокочастотных на простых СР.

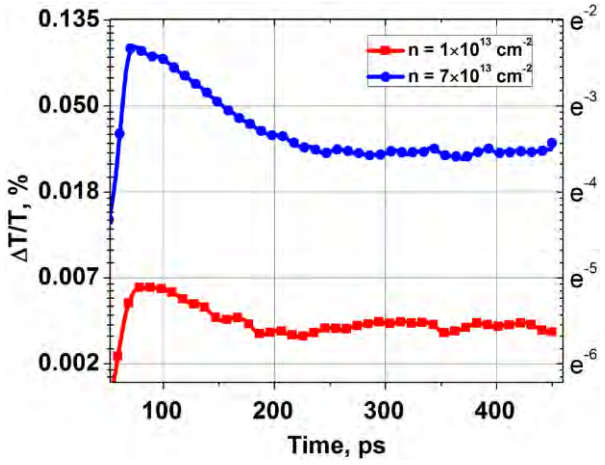
Литература

1. L.Esaki.,R.Tsu , IBM Jour. Res.Dev, 1970,V.14, P.61-65.
2. S.A.Ktitorov et al, Sov.Phys. -Solid State 1971,V.13, N.8, P.1872-1874.
3. Р.,Ф.,Казаринов, Р.,А.,Сурис, ФТП,**5** (4), 797 (1971); ФТП, **6** (1), 148 (1972).
4. A.A.Andronov et al, Fizika i Texnica Poluprovodnikov, 2003, v 37, N 3, .378-383.
5. A A Andronov et al, QUANTUM ELECTRONICS, 2010, 40 (5), 400–405.
6. A.A.Andronov et al, JETP Letters, 2015, 102, 207-211
7. D.O.Winge, et al, AIP Advances, 2016, **6**, 045025.
8. A. A. Andronov et al, Electronics Letters, 2016,V. 52, N 5, pp 383-385.

Лазеры терагерцового диапазона на основе узкозонных полупроводников

В.И. Гавриленко
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород,
603950, ГСП-105
тел:+7 (831) 417-9462, факс:+7 (831) 417-9464, эл. почта:gavr@ipmras.ru

В терагерцовом (ТГц) и дальнем ИК диапазонах наиболее эффективными полупроводниковыми источниками излучения являются квантовые каскадные лазеры (ККЛ) на основе GaAs и InP. Однако сильное решеточное поглощение в этих материалах делает диапазон длин волн 20-60 мкм практически недоступным для ККЛ [1]. В этом диапазоне известны инжекционные лазеры на основе PbSnTeSe, где частоты оптических фононов существенно ниже, а симметрия законов дисперсии электронов и дырок практи-чески исключает оже-рекомбинацию; рекордная длина волны генерации составляет 46 мкм [2,3]. Такие лазеры могут быть использованы для целей спектроскопии (см., например, [4]), однако в длинноволновой области их мощность в импульсе составляет менее 1 мВт, что связано с большой концентрацией электрически активных собственных дефектов.



В другой узкозонной полупроводни-ковой системе HgCdTe ранее сообщалось о лазерной генерации вплоть до длины волны 5.3 мкм [5,6]. В работе [6] в качестве основного препятствия продвижения в более длинные волны рассматривалась оже-рекомбинация, хотя и отмечалось, что она может быть подавлена в структурах с квантовыми ямами КЯ. В недавних работах нашей группы в ИФМ РАН, выполненных совместно с технологами из ИФП СО РАН продемонстрировано стимулированное излучение при оптической накачке из волноводных структур с КЯ HgTe/CdHgTe вплоть до длин волны 10 мкм [7,8] и 20 мкм [9]. Было показано, что «симметричные» законы дисперсии в валентной зоне и зоне проводимости в КЯ подавляют оже-рекомбинацию и доминирующим механизмом релаксации концентрации неравновесных носителей является излучательная рекомбинация. В докладе обсуждаются возможности получения усиления на межзонных переходах и стимулированного излучения ТГц диапазона вплоть до 6-10 ТГц (до длин волн 30 – 50 мкм). На рисунке представлена динамика релаксации индуцированного ТГц накачкой (λ = 42 мкм) поглощения на той же длине волны КЯ HgTe/CdHgTe с шириной запрещенной зоны 20 мэВ (λ_c = 62 мкм) при T = 5,5 K, измеренная методом «pump-probe» [8]. Видно, что самое быстрое время релаксации составляет около 65 пс и не зависит от уровня возбуждения (т.е. обусловлено не рекомбинацией, а остыванием фотоносителей). Последнее позволяет оценить сверху пороговую плотность мощности оптического возбуждения для получения стимулированного излучения ~ 1 кВт.см^2, что представляется вполне реалистичной величиной. Для пространственной локализации моды излучения может быть использован как «диэлектрический» волновод, сформированный на подложке n^+-GaAs, так и плазмонный волновод [8].

Литература

1. M.S.Vitiello *et al.* // Opt. Express. 2015. V.23, issue 4. P.5167-5182.
2. Л.Н.Курбатов и др. // Письма в ЖЭТФ. 1983, Т.37. С.422.
3. К.В.Маремьянин и др. // ФТП. 2016. Т.50. Вып.12. С.1697-1700.
4. К.В.Маремьянин и др. // ФТП. 2015. Т.49. Вып.12. С.1672-1675.
5. J.M.Arias *et al.* // Semicond. Sci. Technol. 1993. V.8. P.S255.
6. J.Bleuse *et al.* // J. Cryst. Growth. 1999. V.197. P.529.
7. S.V.Morozov *et al.* // Appl. Phys. Lett. 2016. V.108, P. 092104.
8. S.Ruffenach *et al.* // APL Materials. 2017. V.5. P.035503.
   С.В.Морозов и др. // Настоящий сборник.

Электромагнитные материалы на основе резонансных наночастиц

М.Ю. Барабаненков [1,2)], Ю.Н. Барабаненков[3)]
[1] *ФГБУН ИПТМ РАН, Черноголовка, 142432, ул.Академика Осипьяна, 6 тел: (496)5244062 , факс: (496)5244225, эл. почта: barab@iptm.ru*
[2] *ПАО «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники», Москва, Зеленоград, 124460, 1й Западный пр, д. 12/1*
[3] *ФГБУН «Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова» РАН*

Исследования двух фундаментальных явлений – локализации “света” андерсоновского типа и подавления спонтанной эмиссии - привели в конце 1980-х годов к появлению т.н. фотонных кристаллов. Периодичность диэлектрического контраста этого нового искусственного оптического материала приводит к практически полному отражению внешнего электромагнитного излучения из диапазона длин волн, сравнимых с периодом модуляции оптических свойств материала. Например, 2D фотонные кристаллы из нитей Si или Ge могут функционировать в режиме зеркала из «пустоты» с фактическим содержанием материала менее процента. Изучение механизма управления электромагнитным излучением в фотонном кристалле, принципиально отличного от механизма полного внутреннего отражения и основанного на явлении фотонной запрещенной зоны, наряду с технологическими вопросами изготовления структур составило к 2000 году содержание микро-, а затем и нанофотоники, - нового направления в физике и технологии, объединившего фотонику и технологию микроэлектроники.

Развивающиеся технологические возможности позволили в 2000-х годах приблизиться к изготовлению метаматериалов типа т.н. сред Веселаго (УФН,1967), что обещало разработку плоских суперлинз, оболочек, способных заставить излучение огибать объект, либо осуществлять усиление волноводной моды за счет ее эванесцентной составляющей. Как оказалось необычные свойства метаматериалов связаны, в значительной степени, с ролью квазистатических полей при многократном рассеянии электромагнитного поля, которым ранее не уделялось должного внимания.

Изначально левосторонние материалы (среда Веселаго) изготавливались в виде периодических структур с периодом порядка длины волны падающего поля. Элементарная ячейка состояла из резонансно подстроенных электротехнических элементов типа металлических разрезных колец и проволок. И только к 2006 году было понято, что резонансы Ми в диэлектрических наночастицах, формирующих случайную (непериодическую среду) могут предоставить простой и разнообразный способ конструирования изотропных метаматералов с высокими (вплоть до видимого света) рабочими частотами.

В настоящее время рассматривается применение наночастиц в различных областях. Так, активированные полупроводниковые наночастицы (кончик стеклянной микроиглы, покрытый PbSe) применяются для стимуляции мозга без использования традиционных сложных проволочных соединений. Металлические наночастицы с плазмонным резонансом представляют особый интерес для биомедицины в качестве маркеров. Формирование локального наноразмерного источника энергетичных (“горячих”) электронов, генерируемых при распаде плазмонов в металлических наночастицах, обусловило скачкообразное развитие каталитической химии. Явление т.н. горячего пятна, т.е. формирование большой напряженности электромагнитного поля в малом зазоре между двумя металлическими наночастицами, подтолкнуло развитие Рамановской спектроскопии с молекулярной чувствительностью. В области микро- и нанооптики появились разработки, в частности, высокодобротных дискретных резонаторов на основе низкоразмерных кластеров магнитных или немагнитных (металлических, полупроводниковых) наночастиц, оптической индуктивности, широкополосных остронаправленных плазмонных наноантенн на основе нескольких наночастиц, волноводов в виде цепочек наночастиц с сверхдальним распространением электромагнитного возбуждения, плазмонных кристаллов из немагнитных частиц (например, Au или Si) с динамическим магнитным откликом.

Частотно-селективная регистрация потока излучения в интервале 0.4-1.0 ТГц при его генерации в плазме сильноточным электронным пучком

А.В. Аржанников[1,2)], А.И. Иванов[1.2)], С.А. Кузнецов[1,2,3)], М.А. Макаров[1)],
[1] *Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН,*
Новосибирск, 630090, пр. Лаврентьева, 11
[2] *Новосибирский государственный университет,*
Новосибирск,630090, ул. Пирогова, 2
[3] *Новосибирский филиал Института физики полупроводников СО РАН*
«Конструкторско-технологический институт прикладной микроэлектроники»,
Новосибирск, 630090, пр. Лаврентьева, 2/1
тел:+7 (383) 329-4589, факс:+7 (383) 330-7163, arzhannikov@inp.nsk.su

В докладе представлены результаты использования различных типов детекторов терагерцового излучения для регистрации потоков в области частот 0.4-1 ТГц, генерируемых в плазме пучком релятивистских (0.8 МэВ) электронов с током масштаба 10 кА и длительностью до 10 мкс [1, 2]. Регистрация импульсной мощности излучения осуществляется быстродействующими полупроводниковыми диодами Шотки и болометрическими криогенными детекторами, временное разрешение которых находится на уровне 1-10 наносекунд. Полная энергия в единичном импульсе измеряется с помощью двух калориметров различной конструкции. Кроме того, энергия на единицу площади сечения потока измеряется с помощью компактных пироэлектрических датчиков, имеющих быстродействие масштаба нескольких миллисекунд. При использовании отмеченных выше сравнительно широкополосных детекторов для проведения спектральных измерений осуществляется уменьшение относительной спектральной полосы чувствительности каналов регистрации до величины $\Delta f / f \sim$ 5-20% путем применения узкополосных фильтрующих элементов [3, 4]. Требуемые характеристики таких элементов, которые работают на пропускание, отражение или поглощение, достигаются за счет использования частотно-избирательных поверхностей специального дизайна. Последние представляют собой многослойные планарные металлические микроструктуры субволновой топологии, изготавливаемые по технологии фотолитографии [4-6].

Частотные характеристики фильтрующих элементов и детекторов измеряются на специальном стенде в условиях непрерывного потока излучения с использованием ламп обратной волны. Применение полупроводниковых детекторов, болометров и калориметров в условиях генерации излучения импульсными микросекундными пучками большой мощности встретило значительные трудностями при регистрации сигналов и их интерпретации. Это особенно проявляется при получении данных об абсолютной величине спектральной плотности мощности излучения. В докладе проводится сопоставление между собой результатов измерений разными регистраторами излучения, и формулируются рекомендации по использованию этих регистраторов для рассматриваемой области частот.

Литература

1. A.V. Arzhannikov et al. // Physics of Plasmas, 2014, Vol. 21, No. 8, 082106.
2. A.V. Arzhannikov et al. // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, 2016, V. 6, No. 2, pp. 245-252.
3. A.V. Arzhannikov et al. // Plasma Physics Reports, 2012, Vol. 38, No 6, pp. 450-459.
4. S.A. Kuznetsov et al. // Proc. 44th European Microwave Conf., EuMC 2014. Rome, Italy, October 6-9, 2014, article number 6986576, pp. 881-884.
5. С.А. Кузнецов и др. // Вестник НГУ. Серия: Физика**,** 2010, Т. 5, вып. 4**,** С. 79-90.
6. S.A. Kuznetsov et al. // Key Engineering Materials. 2010, Vol. 437, pp. 276-280.

Генерация и регистрация терагерцовых спектров спиновых возбуждений в микро- и наноструктурах спинтроники

Е.А. Вилков[1)], И.Н. Дюжиков[2)], **М.В. Логунов**[2)], С.А. Никитов[2,3)], С.С. Сафонов[4)], С.Г. Чигарев[1)], А.М. Чурбанов[2,3)]

[1] *Фрязинский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, г. Фрязино Московской области, 141120, пл. Введенского, 1*

[2] *ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва, 125009, ул. Моховая, 11-4*

[3] *Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный Московской области, 141701, Институтский пер., 9.*

[4] *Московский технологический университет, Москва, 119454, просп. Вернадского, 78*

тел: +7 (495) 629-3574, факс: +7 (495) 629-3678, эл. почта: logunov@cplire.ru

В магнетиках возможна генерация спиновых возбуждений в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот [1-3], в том числе в антиферромагнетиках – вплоть до частот в десятки ТГц [4]. Исследование механизмов генерации ТГц колебаний в магнитных микро- и наноструктурах привлекает внимание благодаря перспективам их использования в быстродействующих устройствах наноспинтроники и наномагноники. Ряд результатов по генерации спиновых возбуждений в ТГц диапазоне частот получен с использованием метода pump-probe [3,4]. Использование этого метода для регистрации колебаний спинов целесообразно в том случае, если для возбуждения спиновой системы магнетика используются фемтосекундные импульсы лазера. При других методах возбуждения (например, при спиновой инжекции [1]) использовать импульсы лазера для исследования сверхбыстрой динамики спинов затруднительно, прежде всего из-за сложностей синхронизации процессов генерации и регистрации ТГц колебаний. Интенсивность ТГц колебаний в магнитных микро- и наноструктурах мала и маскируется тепловым излучением, что усложняет их регистрацию. Другая особенность экспериментального исследования структур заключается в трудностях с непрерывной регистрацией характеристик излучения в широком диапазоне спектра, так как элементы спектрометров работают, как правило, на узких участках спектра.

В данной работе представлены результаты разработки методики для исследования спектральных характеристик спиновых возбуждений в диапазоне частот 0,15 – 80 ТГц, со спектральным разрешением до 1,8 ГГц. В качестве базового прибора использован ИК Фурье-спектрометр Vertex 80v. Прибор укомплектован криостатом для работы с исследуемыми образцами в диапазоне температур 5 – 300 К. Особенностью методики является автоматизация изменения режимов работы генерирующих ТГц колебания микро- и наноструктур, и синхронизация процессов генерации/регистрации ТГц излучения. Предусмотрен режим работы с модуляцией сигнала внешнего источника. Необходимость использования модуляции обусловлена перекрытием спектров полезного сигнала и теплового излучения ТГц диапазона, амплитуды которых могут быть сравнимы по величине. Разработанная методика эксперимента позволяет выделять полезный сигнал, амплитуда которого меньше амплитуды теплового излучения. Учтены ограничения, которые накладывает применение амплитудной модуляции в режиме непрерывного сканирования спектра на диапазон частот модуляции и величину постоянной времени, используемой при синхронном детектировании. Благодаря синхронизации систем генерации сигнала с внутренними системами спектрометра реализованы режимы Step-Scan и Rapid-Scan, когда сканирование спектра идет пошагово или непрерывно. Использование модуляции регистрируемого сигнала возможно в обоих режимах работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ, проект 14-19-00760, и Минобрнауки РФ, соглашение 14.607.21.0141 (RFMEFI60715X0141).

Литература

1. Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, С.Г. Чигарев. // Радиотехника и электроника. 2015. Т.60. № 5. С.441-467.
2. J. Walowski and M. Münzenberg. // J. Appl. Phys. 2016. V.120. P.140901.
3. S. Parchenko et al. // Appl. Phys. Lett. 2016. V.108. P.032404.
4. D. Bossini et al. // Nature Comm. 2016. V.7. P.10645.

Исследование времени жизни неравновесных носителей заряда в GaAs:Cr методом терагерцовой pump-probe спектроскопии

Р.А. Редькин[1)], И.И. Колесникова [1)], Д.Н. Салиев[1)],
С.Ю. Саркисов[1)], А.В. Тяжев[1)], О.П. Толбанов[1)]
[1] *Национальный исследовательский Томский государственный университет,*
Томск, 634050, Ленина 36
тел:+7 (3822) 41-3636, факс: +7 (3822) 41-3636, эл. почта: Redkin@mail.tsu.ru

Время жизни неравновесных носителей заряда является важным параметром для работы приборов на его основе [1]. Одной из перспективных методик для определения времени жизни неравновесных носителей заряда является метод терагерцовой pump-probe (накачка-зонд) спектроскопии, в которой после возбуждения в образце неравновесной концентрации носителей заряда с помощью короткого лазерного импульса высокой интенсивности осуществляется зондирование пропускания терагерцовым излучением с определенными задержками по времени. В настоящей работе метод терагерцовой pump-probe спектроскопии использовался для исследования динамики релаксации носителей заряда в структурах GaAs:Cr.

Схема использованной экспериментальной установки показана на рис. 1. Для фотовозбуждения образцов и генерации терагерцовых импульсов использовался регенеративный усилитель Spitfire Pro XP с длительностью импульсов 35 фс, энергией в импульсе до 3.5 мДж и центральной длиной волны 791 нм.

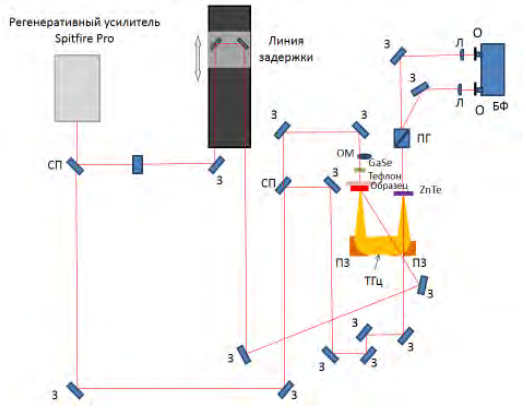


Рисунок 1. Схема экспериментальной установки: ЛЗ – линия задержки, З – зеркало, Л – линза, ПЗ – параболическое зеркало, ПГ – призма Глана, λ/4 – четвертьволновая пластинка, БФ – балансные фотодиоды, GaSe – генератор, ZnTe – детектор, ОМ – модулятор, СП – светоделительная пластина.

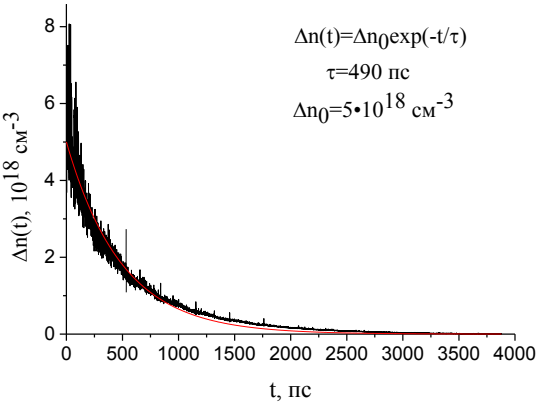


Рисунок 2. Зависимость концентрации неравновесных носителей заряда в для GaAs:Cr от времени при энергии в импульсе, генерирующем носители заряда, 0,25 мДж

Для расчета концентрации неравновесных носителей заряда на основе полученных значений коэффициентов пропускания T использовалась формула [2]:

$$n(t) = \frac{N+1}{Z_0 e \delta \mu}\left(\frac{1}{1-|\Delta T/T_0|} - 1\right)$$

где N = 3,5 - показатель преломления подложки, Z_0 = 377 Ом - сопротивление свободного пространства, δ - глубина проникновения накачки, равная 1 мкм, для GaAs. Полученные данные (рис. 2) аппроксимировались с помощью следующей формулы: $\Delta n(t) = \Delta n_0 exp(-t/\tau)$.

В докладе будут представлены результаты измерений при различных энергиях лазерных импульсов и обсуждены причины наблюдаемых более низких значений времени жизни по сравнению с данными, получаемыми из измерений эффективности сбора заряда.

Литература

1. M.C. Veale et al.// Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2014, vol. 752. P. 6-14.
2. Y. Shi et al.// Appl. Phys. Lett. 2008, vol. 93. P. 121115_1-3.

О некоторых особенностях рентгеновской нанофотоники

В.К. Егоров, Е.В. Егоров
Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка,
142432, академика Осипьяна, 6
тел:+7 (985) 114-2724, эл. почта: egorov@iptm.ru

Фотоника как научное направление возникло и развивается в основном в рамках изучения особенностей взаимодействия световых потоков с материалами. Однако в последнее время ее границы стали расширяться, как в длинноволновую область, так и в направлении более коротких длин волн. При этом фотоника рентгеновского диапазона представляет особый интерес, поскольку длины волн рентгеновского излучения попадает в субнаноразмерную область. В то же время в условиях полного внешнего отражения потоков рентгеновских лучей на материальных интерфейсах возникает область рентгеновских стоячих волн, период которых вследствие малости углов полного внешнего отражения соответствует наноразмерному диапазону. Используя это следствие явления полного внешнего отражения рентгеновского излучения оказалось возможным построить специфическое устройство рентгеновской фотоники – плоский рентгеновский волновод-резонатор (ПРВР) [1]. Это устройство представляет собой два плоских параллельно расположенных диэлектрических материальных рефлектора, расстояние между которыми выбирается меньше половины длины когерентности излучения, представляемого для транспортировки. В этом случае в щелевом зазоре, образованном материальными рефлекторами, формируется однородное интерференционное поле стоячей рентгеновской волны, и рентгеновский поток транспортируется этим зазором практически без ослабления. Поскольку параметр длины когерентности для рентгеновских характеристических потоков, генерируемых лабораторными источниками излучения, соответствуют наноразмерному диапазону, ПРВР представляет собой уникальное устройство для формирования наноразменых рентгеновских потоков. Помимо наноразмерности, формируемые им потоки обладают повышенной радиационной плотностью, вследствие существенного различия ширины фокусов радиационных источников и щелевого зазора ПРВР. Простота построения и высокая эффективность практического применения данного устройства в условиях наноразмерности изучаемых объектов позволяет рассматривать рентгеновские волноводно-резонансные структуры в качестве базового элемента построения рентгеновской нанофотоники.

В докладе рассматриваются экспериментальные и модельные основы идеи волноводно-резонансного распространения потоков рентгеновских лучей, а также основные направления развития и применения ПРВР.

Литература

1. В.К. Егоров, Е.В. Егоров. Планарные рентгеновские волноводы-резонаторы. Реализация и перспективы.. Saarbrucken: LAP Lambert Acad. Pub., 2017. 388 с.

Полупроводниковые зеркала с насыщающимся поглощением на основе квантовых ям соединений группы A_3B_5

Г.М. Борисов[1,2)], В.Г. Гольдорт[1)], А.А. Ковалёв[1)], Д.В. Ледовских[1)],
В.В. Преображенский[1)], М.А. Путято[1)], **Н.Н. Рубцова**[1)], Б.Р. Семягин[1)]
[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13
[2] Новосибирский государственный университет 630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2
тел:+7 (383) 3332769, факс:+7 (383) 3332771, эл. почта: rubtsova@isp.nsc.ru

Полупроводниковые зеркала с насыщающимся поглощением (Semiconductor Saturable Absorber Mirrors = SESAM) [1] коренным образом изменили подход к получению сверхкоротких импульсов излучения путем пассивной синхронизации мод лазеров. Такой переворот в технике получения сверхкоротких импульсов излучения стал возможным благодаря развитию технологии полупроводниковых наноструктур. В данном докладе основное внимание уделяется спектральному диапазону ближнего и среднего инфракрасного диапазонов и возможностям тернарных и кватернарных соединений полупроводников группы A_3B_5 для изготовления зеркал, способных обеспечить режим синхронизации мод лазеров этой области спектра.

Получение стабильного режима синхронизации мод лазера предъявляет высокие требования к полупроводниковым зеркалам с насыщенным поглощением.

Первым важным требованием является обеспечение высокой отражательной способности в спектральной области, перекрывающей область усиления лазера. С точки зрения механической прочности и лучевой стойкости зеркал наиболее привлекательно изготовление монолитных образцов, включающих отражатель и насыщающийся поглотитель, из полупроводниковых соединений. Недостаток такого подхода — низкий контраст параметров полупроводниковых материалов, выбранных в качестве слоев с высоким и низким показателями преломления. Альтернативный подход (гибридные зеркала) [2] развивается нами для указанных выше спектральных диапазонов. В докладе сообщаются свежие результаты в этой области.

Используемые в полупроводниковых зеркалах насыщающиеся поглотители могут иметь различную природу (квантовые ямы, квантовые точки). Конструирование НП предполагает возможность масштабирования уровня насыщаемых потерь при минимальном уровне ненасыщаемых оптических потерь. Коммерчески доступные зеркала (SESAM) не всегда удовлетворяют последним требованиям. В докладе дан обзор мировых достижений в конструировании полупроводниковых зеркал, а также примеры наших разработок зеркал и их использования в лазерах ближнего ИК диапазона [3-5].

Быстродействие насыщающегося поглотителя – важнейшее его свойство. В докладе дан обзор известных по литературе методов увеличения быстродействия полупроводниковых зеркал; обсуждаются также использованные в наших работах подходы.

Поскольку полупроводниковые зеркала часто используются в разных условиях по уровню плотности энергии излучения в резонаторе лазера, их исследование в максимально доступном диапазоне интенсивностей возбуждающих импульсов весьма актуально. В докладе дан обзор наших результатов в этой области характеризации полупроводниковых зеркал с насыщающимся поглощением.

Литература

1. U. Keller et al. // IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics. 1996. 1996. Vol. 2. P. 435.
2. E. Sorokin et al. // Proc. 11-th Intern Symp. Nanostruc.: Physics and Technol. 2003 P. 18.
3. N.N. Rubtsova et al. // Laser Physics. 2016. Vol. 26. P. 125001 (5pp).
4. Г.М. Борисов и др. // Автометрия. 2016. Т.52. С. 52-56.
5. N.N. Rubtsova et al. // Laser Physics. 2016. Vol. 26. P. 025001 (6pp).

Разработка пленочных модуляторов на основе электрооптических полимеров

А.Э. Симанчук[1)], С.Л. Микерин[1)], А.И. Плеханов[1)], Н.А. Валишева[2)], И.Ю. Каргаполова[3)], Н.А. Орлова[3)], В.В. Шелковников[3)], А.В. Якиманский[4)]

[1] *Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, 630090, п. Коптюга, 1*
[2] *Институт физики полупроводников, Новосибирск, 630090, пр. Лаврентьева, 13*
[3] *Новосибирский институт органической химии СО РАН, Новосибирск, п. Лаврентьева, 9*
[4] *Институт высокомолекулярных соединений РАН, Санкт-Петербург, 199004, Большой пр.,31*
тел:+7 (383) 333-3174, факс:+7 (383) 330-8878, эл. почта: simmk@yandex.ru

Развитие радиофотоники основывается на последних достижениях в области волоконно-оптических и микроволновых технологий с целью создания сверхширокополосных каналов передачи данных в оптическом диапазоне. Ключевымикомпонентами элементной базы радиофотоники являются чувствительные компактные высокоскоростные электрооптические модуляторы. Для создания таких модуляторов ведется широкомасштабный поиск и исследование сред с высоким нелинейным откликом второго порядка. К числу наиболее перспективных сред относятся высокотемпературныехромофорсодержащиеполимеры. Нелинейные оптические компоненты в таких средах представляют собой хромофоры - органические комплексы с большой молекулярной гиперполяризуемостью.

Комплексы хромофор-полимер обладают огромным потенциалом в отношении создания на их основе различных электрооптических и фотонных пленочных устройств, таких как оптические переключатели, электрооптические модуляторы и оптические логические устройства. Пленочные материалы, упорядоченные во внешнем поле, демонстрируют квадратичные оптические нелинейности, на один-два порядка превышающие нелинейностей неорганических кристаллических структур. Такая высокая нелинейность позволяет понижать на порядок полуволновое напряжение модуляторов и существенно уменьшать их габариты [1,2]. Более того, частотная дисперсия показателя преломления полимерных структур намного меньше, чем у кристаллических аналогов, и позволяет оптическим и радиоволнам распространяться в фазе на большие расстояния, обеспечивая высокую эффективность преобразования при модулировании СВЧ-частотами. Использование полиимида в качестве полимерного остова для оптически активных хромофоров открывает новые возможности для электрооптических материалов с высокой температурой и временной устойчивостью нелинейного отклика.

В работе представлены результаты экспериментальной реализации планарного полимерного электрооптического модулятора на основе полиимида с ковалентно присоединенным хромофором DR13 и пиролинового хромофора в поликарбонатной матрице (Рис.1). Работа поддержана грантом РНФ – 16-13-10156.

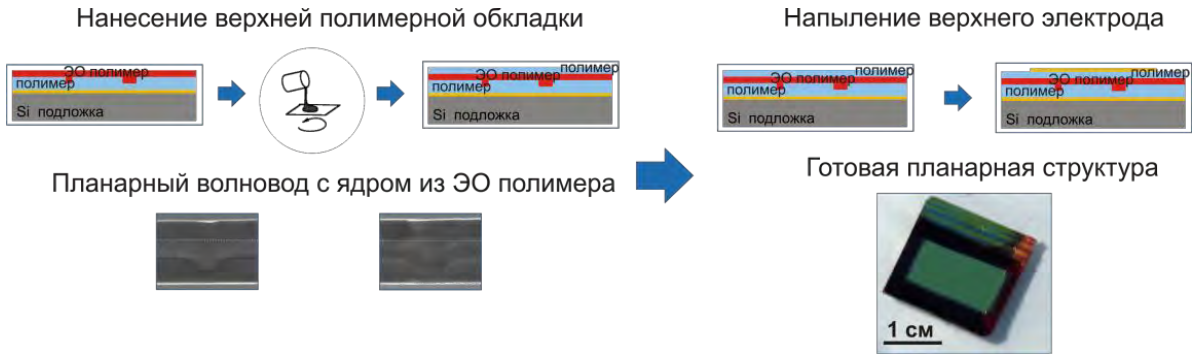


Рис.1. Принципиальная схема изготовления полимерного модулятора.

Литература

1. L.R. Dalton, W.H. Steier, B.H. Robinson et. al., // J. Mater. Chem. 1999.V.9. P.1905-1920.
2. L.R. Dalton, P.A. Sullivan, and D.H. Bale. // Chem. Rev., 2010. V.110. P. 25–55.

Управление распространением мод шепчущей галереи в микрорезонаторах на основе наномодифицированных оптических волокон

Д.В. Бочек[1)], M. Sumetsky [2)]
[1] *Новосибирский Государственный Университет,*
Новосибирск, 630090, Пирогова, 1
[2] *Aston University, Birmingham, B4 7ET*
тел: +7 (903) 933-1866, эл. почта: dashabocheck@gmail.com

В последние годы особое внимание уделяется устройствам для оптической передачи и обработки СВЧ сигналов. Было представлено множество устройств для обработки радиочастотных и СВЧ сигналов в оптическом диапазоне без обратного преобразования частоты. Для успешной реализации такой программы потребуются электрооптические амплитудные и фазовые модуляторы, усилители, оптические фильтры, волноводы, разветвители, приемники и т. д. Перспективным элементом для таких устройств являются высокодобротные оптические микрорезонаторы для мод шепчущей галереи.

В данном докладе будут обсуждаться устройства, изготовленные на поверхности оптического волновода, представляющие собой нанометровую модификацию оболочки волокна, которая образует высокодобротный резонатор для мод шепчущей галереи, имеющих малый аксиальный волновой вектор [1]. Такие микрорезонаторы изготавливаются локальным нагревом волокна CO2 лазером, за счет чего происходит релаксация вмороженных в стекле напряжений, создаваемых в процессе вытяжки волокна, и, соответственно, локальное изменение показателя преломления и радиуса. Другим способом изготовления таких резонатором является модификация сердцевины волокна под импульсами фемтосекундного лазера. Точность вариации радиуса равняется примерно 0.1 ангстрему, что превышает точность создания кремниевых оптических резонаторов методом литографии на 2 порядка. В докладе также будет обсуждаться способ получения МШГ резонатора посредством малого изгиба волокна.

Литература

1. M. Sumetsky, and J. M. Fini. "Surface nanoscale axial photonics.", Optics express 19.27 (2011): 26470-26485

Распространение электромагнитного возбуждения в линейных и кольцевых цепочках наночастиц

М.Ю. Барабаненков [1,2], Ю.Н. Барабаненков[3]
[1] *ФГБУН ИПТМ РАН, Черноголовка, 142432, ул.Академика Осипьяна, 6*
тел: (496)5244062 , факс: (496)5244225, эл. почта: barab@iptm.ru
[2] *ПАО «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники», Москва, Зеленоград, 124460, 1й Западный пр, д. 12/1*
[3] *ФГБУН «Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова» РАН*

M. Quinten et all [1] впервые предложили использовать цепочку волновым образом связанных резонансных рассеивателей в качестве оптического волновода, с существенно субволновым поперечным сечением. В настоящее время известно, что электромагнитные (ЭМ) свойства цепочек наночастиц определяются рядом параметров, таких как материал, форма, размер, величина зазора между частицами, количество частиц и форма цепочки, наличие подложки. Перспективность применения кластеров наночастиц в медицине, нанобиотехнологии, фотохимии, спектроскопии, оптоэлектронике и, в частности, радиофотонике объясняет значительный интерес к изучению их ЭМ свойств.

В докладе изложены результаты теоретического исследования ЭМ свойств линейных и круговых кластеров немагнитных изотропных сферических наночастиц на основе метода квазисепарабельного Т- оператора рассеяния [2] для решения задач многократного рассеяния ЭМ волн в плотных дискретных средах.

Предполагается, что внешняя ЭМ волна (или узкий луч) возбуждает крайнюю частицу (или группу частиц) линейной цепочки диэлектрических или металлических частиц. Возбуждение передается к другим частицам посредством их взаимного переоблучения. Выводится формула для коллективного сечения экстинкции цепочки в терминах работы электрического поля возбуждающей ЭМ волны над токами, возбужденными в частицах. Расчет самосогласованных токов проводится в приближении ближайших соседей и электрического дипольного рассеяния. Показаны условия при которых коллективное сечение экстинкции бесконечной цепочки диэлектрических непоглощающих частиц оказывается равным нулю. Для цепочки конечной длины, состоящей из малых плазмонных частиц, установлено, что только первая частица дает непосредственный вклад в коллективное сечение экстинкции цепочки. Вклад остальных частиц осуществляется через их вклад в ток в первой частице. В этом смысле по цепочке распространяется неизлучающая (темная) мода. На примере цепочки из плотноупакованных Au частиц радиусом 76 нм показано, что оранжевый свет (терагерцовый диапазон длин волн с гигагерцовой шириной полосы) распространяется на несколько миллиметров. Темная мода из того же частотного диапазона, но с мегагерцовой шириной полосы распространяется на несколько сантиметров. Это рекордная дальность распространения плазмонного возбуждения (с шириной полосы пропускания 10^{-6} на частоте видимого света). Частота ЭМ волны наибольшей дальности распространения найдена на основе разработанного метода фильтрации моды от радиационных потерь. На данный момент не удалось найти частоты дальнего распространения ЭМ возбуждения по цепочке, например, сферических Si наночастиц.

Аналитическое решение о взаимном влиянии токов во внутреннем и внешнем кольцевых кластерах иллюстрируется на простом примере правильного треугольника, в вершинах и во внутренней точке симметрии которого помещены сферические плазмонные частицы, и двух вложенных квадратных ячеек с восьмью частицами в вершинах. Предполагается, что возбуждается только внешний или внутренний кластер частиц. Работа поддержана грантом РФФИ (15-07-04626-а).

Литература

1. M. Quinten, A. Leitner, J. R. Krenn, F. R. Aussenegg // Opt. Lett. 1998. V. 23. PP. 1331-1333.
2. Ю.Н. Барабаненков, М.Ю. Барабаненков // Журнал радиоэлектроники. 2013. №4, С.1.

Перовскит $CH_3NH_3PbI_3$– новая перспектива для фотовольтаики

О.И. Семенова, Е.С. Юданова, М.А. Машарин
[1] *Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова,*
Новосибирск, 630090, пр. Лаврентьева,13
тел:+7 (383) 330-8591, факс:+7 (383) 333-2771, эл. почта: oisem@isp.nsc.ru

Рост производства солнечных модулей и существенное снижение их стоимости (до 0,6 $/Вт) позволило в 2015 г. достичь суммарного объема ~ 227 ГВт установленной мощности. По оценкам экспертов к 2020 году ожидается увеличение общей мощности солнечных батарей до ~ 700 ГВт. Для того чтобы солнечная энергетика стала конкурентно способной по отношению к традиционным источникам, необходимы дальнейшие разработки новых материалов и технологий создания солнечных элементов (СЭ). Перспективным направлением является использование тонкопленочных СЭ, в частности, на основе органических и гибридных материалов, что позволяет применение дешевых подложек и отказ от дорогих энергоемких процессов синтеза.

Солнечные элементы на фотоактивном материале - перовските ($CH_3NH_3PbI_3$ - метиламмония трийодид свинца) названы прорывом 2013 года в физике по версии журнала Science. Впервые в качестве фотоактивного материала для СЭ перовскит был использован в 2009 г. КПД полученного СЭ был равен 3,5%, но элементы быстро деградировали в среде электролита [1]. В 2013 г. Майкл Гретцель с сотрудниками благодаря применению нового твердого дырочного проводника создали СЭ с эффективностью около 15% [2]. Рекордное значение эффективности лабораторного образца СЭ получено в [3] и составило 20,2 % на площади менее 1 $см^2$. На рис. 1 представлены сравнительные данные одного из двух признанных в мире центров по характеризации СЭ (NREL) по изменению КПД для разных типов тонкопленочных СЭ по годам.

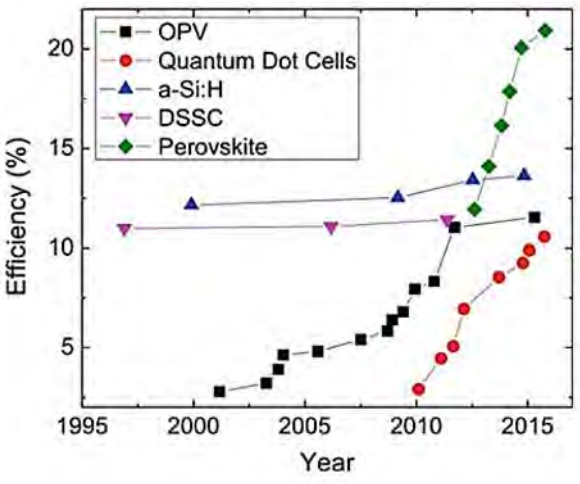


Рис. 1. Данные NREL по изменению КПД различных СЭ из http://www.nrel.gov/ncpv/images/efficiency_chart.jpg

Активные исследования структуры, оптических и электрофизических свойств этого материала для повышения КПД и стабильности СЭ продолжаются и показывают, что переход на перовскит может снизить стоимость производства электроэнергии в разы, при этом процесс производства самих панелей будет очень простым. Исследования по оптимизации свойств материала и структур солнечных элементов на основе перовскита ведутся во многих странах: в Австралии, Швейцарии, США, Корее, КНР. Исследователи заявляют о дешевизне и высокой эффективности перспективной технологии.

Литература

1. A.Kojima et al. // J. Am. Chem. Soc. 2009. V.131, P.6050-6051.
2. I.Burschka et al. // Nature. 2013. V.499, P.316-320.
3. W.S. Yang et al. // Science. 2015. V.348, P.1234-1237

Рекомбинационные процессы в гетероструктурах на основе InAs

К.Д. Мынбаев[1,2], Н.Л. Баженов[2], А.А. Семакова[1,2], Е.В. Быханова[1,2], А.В. Черняев[2,3] С.С. Кижаев[3], Н.Д. Стоянов[3]

[1] *Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Кронверкский, 49*
[2] *ФТИ им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург,194021, Политехническая, 26*
[3] *ООО «Микросенсор Технолоджи», Санкт-Петербург, 194223, Курчатова, 10*
тел:+7 (812) 292-7182, факс:+7 (812) 297-1017, эл. почта: karim.mynbaev@niuitmo.ru

При изготовлении инфракрасных (ИК) сенсоров, используемых для обнаружения и определения концентрации многих важных химических веществ (CH_4, CO_2, NO_2, H_2S, CO и др.), широко применяются соединения и твердые растворы полупроводников AIIIBV [1]. Эффективность излучателей и чувствительность фотоприемников определяются доминирующими механизмами рекомбинации носителей. Для изучения этих механизмов полезно исследовать работу приборных структур в как можно более широком температурном интервале. Мы сообщаем о результатах исследования рекомбинации в гетероструктурах с активным слоем на основе эпитаксиальных слоев InAs(Sb) и наногетероструктурах InAs(Sb)/InAs(Sb,P) со 108 и 16 квантовыми ямами. Исследования были проведены методом электролюминесценции (ЭЛ) в температурном диапазоне T=4.2–300 K.

Структуры были выращены методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложках InAs в компании Микросенсор Технолоджи. Поверх активного слоя, имевшего *n*–тип проводимости, выращивался сильно легированный широкозонный слой InAsSbP *p*–типа проводимости. Полупроводниковые чипы имели размер 380×380 мкм, вывод света осуществлялся через сильно легированную (концентрация электронов при T=77 K $n\approx(2–5)\times10^{18}$ см$^{-3}$) подложку, прозрачную для излучения активного слоя [2].

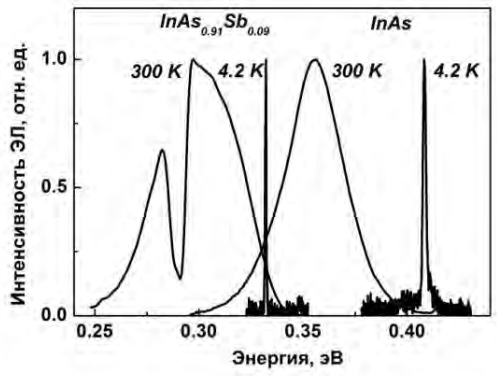


Рис. 1. Нормализованные спектры ЭЛ слоев InAs и $InAs_{0.91}Sb_{0.09}$ при 300 K и 4.2 K

Наиболее важными результатами исследований стали наблюдение стимулированного излучения из структур при температурах T<130 K (зеркала в структурах не формировались) и выяснение влияния различных механизмов рекомбинации на их излучательные свойства На рис. 1 представлены спектры ЭЛ двух структур при температурах 300 и 4.2 K: при 4.2 K полуширины линий излучения из структур составляли единицы мэВ. При увеличении температуры полуширина линии резко увеличивалась в момент, когда ширина запрещенной зоны активной области сравнивалась с величиной энергии спин-орбитального отщепления Δ_{SO}. Это указывало на резонансное «включение» оже-процесса CHHS, при котором энергия рекомбинирующей электронно-дырочной пары передается дырке с переходом последней в спин-орбитально отщепленную зону. При исследовании температурной зависимости порогового тока стимулированного излучения при 70<T<130 K было определено доминирование других оже-процессов (наиболее вероятно, процесса CHCC с участием двух электронов и тяжелой дырки и возбуждением электрона в более высокоэнергетическое состояние). При температурах менее 70 K доминировала рекомбинация Шокли–Рида. В докладе обсуждаются перспективы расширения областей применения рассматриваемых структур для создания приборов ИК фото– и оптоэлектроники.

Литература

1. A. Krier, Ed. Mid-Infrared Semiconductor Optoelectronics. Berlin: Springer, 2006. 379 p.
2. К.Д. Мынбаев, Н.Л. Баженов, А.А. Семакова и др. // ФТП. 2017. Т.51, в.2. с.247-252.

Вычисление оптимальной толщины слоя $In_{0.3}Ga_{0.7}As$ в трехкаскадном $In_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs/In_{0.5}Ga_{0.5}P$ солнечном элементе в зависимости от величины Времен и жизни неосновных носителей заряда в этом слое

Д.М. Леган[1)], О.П. Пчеляков [1)], М.О. Петрушков[1)] **,** В.В. Преображенский [1)]
[1] *Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,*
Новосибирск, 630090, Академика Лаврентьева, 13
тел:+7 (383) 333-1967, эл. почта: dmlegan@isp.nsc.ru

Традиционно, в большинстве спутников и других космических аппаратов используются трехкаскадные Ge(подложка)/GaAs/$In_{0.5}Ga_{0.5}P$ солнечные элементы (СЭ) [1]. Хорошей альтернативой упомянутым выше СЭ являются трехкаскадные $In_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs/In_{0.5}Ga_{0.5}P$ солнечные элементы [2]. За счет оптимально подобранной ширины запрещенной зоны нижнего $In_{0.3}Ga_{0.7}As$ каскада ($E_g \approx 1$ эВ), удается добиться согласованности по току неравновесных носителей заряда во всех трех каскадах и получить оптимальный вклад в выходное напряжение СЭ от нижнего $In_{0.3}Ga_{0.7}As$ каскада. Однако, создание эффективного трехкаскадного СЭ, основанного на этих трех соединениях является не простой задачей, поскольку постоянная решетки соединения $In_{0.3}Ga_{0.7}As$ отличается от постоянных решеток соединений GaAs и $In_{0.5}Ga_{0.5}P$ (у последних двух постоянные решетки совпадают). Естественно, что из-за несогласованности постоянных решеток, при росте данного трехкаскадного СЭ, в структуре возникают прорастающие дислокации, которые уменьшают время жизни неосновных носителей заряда (ННЗ) за счет рекомбинации Шокли-Рида-Холла. В итоге получается, что увеличение толщины поглощающего слоя с одной стороны увеличивает долю поглощенных фотонов, а с другой увеличивает рекомбинацию ННЗ. Ясно, что для каждого значения времени жизни ННЗ существует оптимальная толщина поглощающего слоя, которой соответствует максимальный выходной ток, протекающий в данном каскаде. Поиск этой оптимальной толщины слоя $In_{0.3}Ga_{0.7}As$ при различных значениях времени жизни ННЗ являлся целью данной работы.

Для того, чтобы избежать появления прорастающих дислокаций во всех трех каскадах данного трехкаскадного солнечного элемента, эпитаксиальный рост происходит инвертированным образом. То есть, сначала на подложке GaAs выращивается верхний $In_{0.5}Ga_{0.5}P$ каскад, затем средний GaAs и только потом каскад $In_{0.3}Ga_{0.7}As$, а затем вся эта структура, вместе с подложкой переносится на какой-либо носитель, например, кремниевую подложку, стекло или гибкую полимерную пленку. После этого, подложка либо полностью стравливается, либо отщелкивается для последующего использования путем стравливания жертвенного слоя.

Моделирование работы $In_{0.3}Ga_{0.7}As$ каскада трехкаскадного СЭ проводилось с помощью программного пакета Sentaurus TCAD. За основу спектра падающего излучения был взят стандартный солнечный спектр AM 1.5d за вычетом тех фотонов, чьи энергии превышали значения энергии E_g(GaAs)=1.42 эВ, то есть, предполагалось, что все фотоны с энергией, большей E_g(GaAs)=1.42 эВ, поглощались в двух верхних каскадах: GaAs и $In_{0.5}Ga_{0.5}P$. Время жизни ННЗ в слое $In_{0.3}Ga_{0.7}As$ варьировалось в пределах от 17 пс до 53 нс. Степень легирования основной поглощающей области $In_{0.3}Ga_{0.7}As$ каскада составляла $5 \cdot 10^{16}$ $см^{-3}$. Смысл данной работы заключается в том, что имея полученную зависимость и проделав опыт по экспериментальному измерению времени жизни ННЗ в $In_{0.3}Ga_{0.7}As$ каскаде, можно говорить о том, какая толщина поглощающего слоя лучше всего подойдет для данного уровня технологии, иначе говоря, для данной плотности прорастающих дислокаций, появляющихся в данном каскаде. Результаты расчетов показали, что оптимальная толщина поглощающего слоя $In_{0.3}Ga_{0.7}As$ сильно отличается в зависимости от величины времени жизни ННЗ. При изменении времени жизни от 17 пс до 53 нс, оптимальная толщина изменяется в пределах от 0.9 до 7.5 мкм.

Литература

1. King R. et al., Advanced Multijunction Solar Cells for Space // Proc. 4th IEEE World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, Waikoloa, USA, 2006, Vol. 2, pp. 1757-1762.
2. Geisz J.F. et al., High-efficiency GaInP／GaAs／InGaAs triple-junction solar cells grown inverted with a metamorphic bottom junction // *Applied Physics Letters* 91, 023502 (2007).

Процессы переноса заряда с участием глубоких ловушек и люминесценция в анион-дефектном оксиде алюминия

С.В. Никифоров, В.С. Кортов
Уральский федеральный университет,
Екатеринбург, 620002, Мира, 19
тел:+7 (343) 374-1050, эл. почта: s.v.nikiforov@urfu.ru

Исследование процессов переноса заряда является актуальной проблемой физики полупроводников и диэлектриков, поскольку указанные процессы определяют многие радиационно-оптические, фотоэлектрические и люминесцентные свойства материалов. К одним из наиболее интенсивно изучаемых физических эффектов, связанных с протеканием таких процессов, относится термолюминесценция (ТЛ), что обусловлено ее успешным применением в науке и технике. Особый интерес представляет изучение процессов переноса заряда в условиях конкурирующего влияния глубоких ловушек. Изменение состояния их заселенности приводит к перераспределению вероятностей переходов электронов и дырок между дефектными центрами и делокализованными зонами и, следовательно, к изменению люминесцентных свойств материала.

Анализ литературных данных показывает, что механизмы процессов переноса заряда с участием глубоких ловушек слабо изучены для люминофоров на основе оксидов металлов, в частности, α-Al_2O_3. Особенность этого материала заключается в том, что его радиационно-оптические и люминесцентные свойства во многом определяются присутствием кислородных вакансий в различных зарядовых состояниях.

Цель настоящей работы – установление закономерностей и механизмов процессов переноса заряда в условиях конкурирующего влияния глубоких центров, а также оценка их роли в формировании люминесцентных свойств анион-дефектного оксида алюминия.

В качестве основных объектов исследования использовались анион-дефектные монокристаллы оксида алюминия, окрашенные термохимически при выращивании в восстановительных условиях. Для обоснования универсальности закономерностей переноса зарядов применялись образцы других модификаций анион-дефектного Al_2O_3, отличающиеся размером зерна (ультрадисперсная керамика) и способом создания кислородных вакансий (радиационно окрашенные монокристаллы).

По результатам исследования высокотемпературной ТЛ и ряду косвенных признаков идентифицированы типы глубоких ловушек в анион-дефектном Al_2O_3 в зависимости от их энергетической глубины, определена их электронная или дырочная природа. Обоснована связь изменения выхода люминесценции оксида алюминия с конкурирующим влиянием глубоких центров. Доказана универсальность механизмов конкурирующего взаимодействия ловушек различных типов в исследуемом материале.

Получены прямые экспериментальные подтверждения температурной зависимости эффективности конкуренции в захвате носителей заряда между ТЛ-активными и глубокими ловушками на стадии термостимуляции облученных образцов анион-дефектного оксида алюминия. Установлена определяющая роль этого процесса в формировании эффекта температурного тушения люминесценции, зависимости выхода ТЛ и степени нелинейности его дозовых зависимостей от скорости нагрева образцов. Показано, что температурное тушение люминесценции в оксиде алюминия является внешним и не описывается классическим внутрицентровым механизмом Мотта-Зейтца. Установлено, что причиной температурного тушения является процесс термической ионизации возбужденных состояний центров F-типа, обусловливающий температурную зависимость вероятности захвата на глубокие ловушки. Предложенная кинетическая модель, учитывающая этот процесс, объясняет целый комплекс экспериментально наблюдаемых закономерностей люминесценции в анион-дефектных кристаллах оксида алюминия.

Полученные в работе результаты могут служить базой для разработки научных основ управления ТЛ свойствами оксидных люминофоров и создают научные предпосылки для их направленной модификации и расширения функциональных возможностей.

Роль барьера в люминесценции квантовых точек PbS, синтезированных в матрице Ленгмюра-Блоджетт

Д.В. Гуляев, С.А. Бацанов, А.К. Гутаковский, К.С. Журавлев
[1] *Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,*
Новосибирск, 633090, пр. ак. Лаврентьева, 13
тел:+7 (383) 330-4475, факс:+7 (383) 333-2771, эл. почта: gulyaev@isp.nsc.ru

Интерес к PbS квантовым точкам (КТ) связан с малыми эффективными массами обоих носителей заряда в PbS, составляющими приблизительно 0.08 m0. Столь малые эффективные массы электрона и дырки позволяют менять энергетический спектр PbS КТ в достаточно широких пределах от 0.43 эВ (ширина запрещенной зоны объемного материала) до нескольких эВ в зависимости от размера КТ и материала ее оболочки. В данной работе продемонстрировано определяющее влияние оболочки на энергетический спектр КТ. Для этого исследованы квантовые точки PbS, синтезированные при помощи метода Ленгмюр-Блоджетт (ЛБ) в твердой матрице соли жирной кислоты - бегената свинца. После отжига таких структур в атмосфере нейтральных газов вокруг КТ формируется оболочка либо из алканов - остатков ЛБ матрицы [1] с высотой барьеров для носителей заряда порядка 4-5 эВ, либо из окисла на поверхности PbS [2] с разной стехиометрией и, следовательно, высотой барьеров.

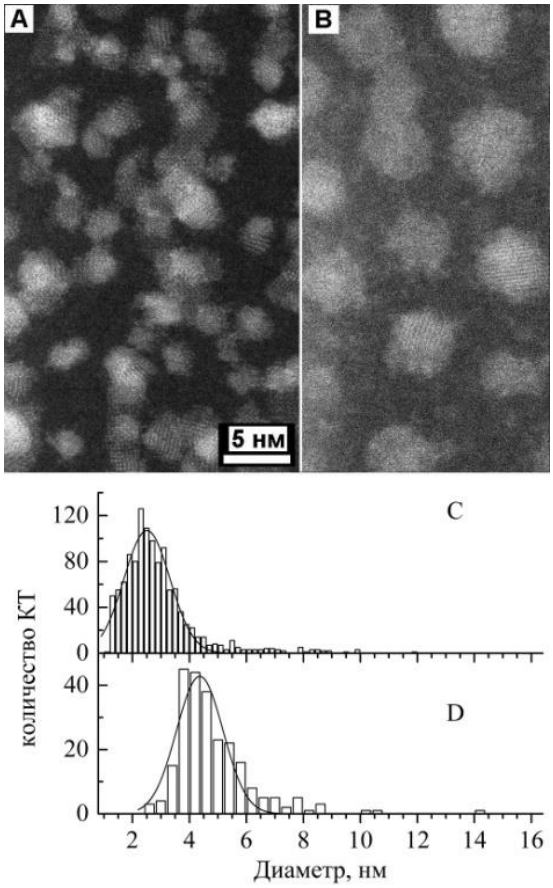


Рис. ПЭМ изображения (A) образца с КТ PbS в матрице (4 монослоя). (B) образца с КТ PbS после удаления матрицы. Распределение по размерам КТ PbS в матрице (C) и после ее удаления (D).

По данным просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) в исходной матрице ЛБ средний размер КТ составляет 2.5 нм. После отжига структур средний размер КТ PbS увеличивается почти в два раза до 4.3 нм, что вызвано слиянием исходных КТ. От количества слоев ЛБ матрицы размер КТ зависит незначительно, а плотность КТ увеличивается. Установлено, что пик фотолюминесценции (ФЛ) КТ в матрице находится вблизи 1.6 эВ, тогда как удаление матрицы приводит к исчезновению люминесценции. Вне матрицы КТ начинают люминесцировать с энергией 0.8 эВ только после многодневной выдержки на воздухе. Это связывается нами с формированием окисла на поверхности КТ, пассивирующего поверхностные дефекты. Для трех типов оболочек КТ - ЛБ матрицы, алканов и окисла проведен расчет спектров ФЛ КТ, исходя из распределения КТ по размерам (см. рисунок) на зависимость энергетического спектра КТ от размеров. Расчет этой зависимости проведен в рамках модели сферической потенциальной ямы с конечной высотой барьеров [3]. Из сравнения экспериментальных и расчетных спектров ФЛ определена величина барьеров для носителей заряда в КТ, покрытых окислом, составившая около 1 эВ. Показано, что при окислении КТ положение спектра ФЛ в равной степени определяется высотой барьеров и размерами КТ.

Литература

1. K.A. Svit and K.S. Zhuravlev // J. Phys. Chem. C, 2015. v. **119**, p. 19496.
2. J.J. Peterson and T.D. Krauss // Phys. Chem. Chem. Phys. 206. v. **8**, p. 3851.
3. G. Pellegrini et al // J. Appl. Phys. 2005, v. **97**, p. 073706.

Создание напряженных и сильно легированных слоев n^+-Ge:Sb с использованием мощных лазерных и ионных пучков

Р.И. Баталов[1)], Р.М. Баязитов[1)], Г.А. Новиков[1)], И.А. Файзрахманов[1)], В.А. Шустов[1)], В.В. Воробьев[2)], Ю.Н. Осин[2)], Г.Д. Ивлев[3)]

[1] Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН, Казань, 420029, ул. Сибирский тракт, 10/7

[2] Междисциплинарный центр «Аналитическая микроскопия» Казанского федерального университета, Казань, 420008, ул. Кремлевская, 18

[3] Белорусский государственный университет, Беларусь, Минск, 220030, пр. Независимости,4

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

В последние 10 лет отмечается повышенный интерес к созданию растянуто напряженных и сильно легированных донорной примесью слоев Ge:X (X = P, As, Sb). Введение деформации растяжения ($\varepsilon > 0.1\%$) и повышенного уровня легирования ($N > 10^{19}$ см$^{-3}$) способствует модификации зонной структуры Ge, уменьшая разницу в энергиях между непрямой (L) и прямой (Г) долинами. Такая модификация приводит к усилению прямозонной люминесценции через Г-долину и сдвигу длинноволнового края фотопроводимости. Ранее нами была разработана методика получения напряженных (до 1%) нелегированных (*i*-Ge) [1] и сильно легированных (до 5.5×10^{20} см$^{-3}$) слоев n^+-Ge:Sb [2] с поликристаллической структурой на различных подложках (Si, SiO_2, Al_2O_3). Методика включает распыление мишени Ge (или Sb/Ge) и импульсную лазерную обработку (ИЛО) осажденных аморфных пленок. В настоящей работе проводились эксперименты по осаждению пленок n^+-Ge:Sb с пониженной концентрацией Sb ($N \le 10^{20}$ см$^{-3}$) на идентичные (p-Ge) или структурно-близкие (p-GaAs) монокристаллические подложки с целью получения более качественных (эпитаксиальных) пленок.

Осаждение пленок n^+-Ge:Sb толщиной 200-300 нм на подложки p-Ge и p-GaAs проводилось путем распыления мишени Sb/Ge низкоэнергетичным пучком ионов Xe^+. Для кристаллизации пленок наряду с ИЛО проводилась импульсная ионная обработка (ИИО) мощными наносекундными пучками ионов углерода (C^+). В процессе ИЛО проводилась регистрация отражения пленки $R(t)$ быстродействующими ФЭУ на длинах волн 1.06 и 0.53 мкм с целью изучения протекающих фазовых переходов. Для исследования морфологии поверхности пленок, их элементного и фазового состава применялись методы сканирующей электронной микроскопии и рентгеновской дифракции. Также проводились измерения электрофизических параметров, вольт-амперных характеристик, фотолюминесценции (ФЛ) и фотопроводимости (ФП).

Из измерений R(t) установлена зависимость времени существования расплава от режимов ИЛО, теплопроводности подложек и уровня их легирования. Установлено, что ИЛО приводит к образованию поликристаллических пленок на подложках Ge и GaAs, тогда как ИИО, характеризуемая большей глубиной расплава (до 0.5 мкм), приводит к формированию эпитаксиальных пленок в результате жидкофазной кристаллизации. Электрофизические измерения показали существенное различие в значениях слоевого сопротивления для пленок n^+-Ge:Sb/p-Ge и n^+-Ge:Sb/p-GaAs при ИИО и ИЛО, связанное со структурой пленок. Измерения ВАХ на меза-диоде n^+-Ge:Sb/p-Ge показали превышение прямого тока над обратным на два порядка величины (120 мА против 1 мА при ±8 В) при коэффициенте идеальности диода $n \sim 4$. Измерения ФП на слоях n^+-Ge:Sb/p-Ge показали наличие фототока в области длин волн 600-2000 нм.

Литература

1. Г.А. Новиков, Р.И. Баталов и др. // ФТП. 2015. Т.49, вып.6. С.746-752.
2. R.I. Batalov, R.M. Bayazitov et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2016. V.49. P.395102.

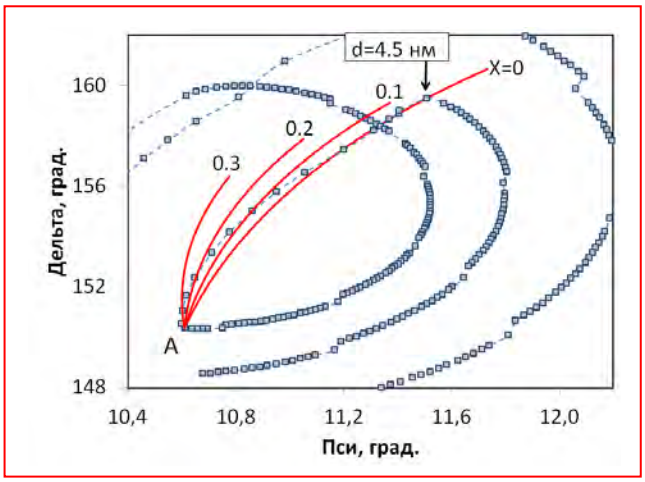
Метод эллипсометрического контроля лазерных структур, выращиваемых на основе соединения $Hg_{1-x}Cd_xTe$

В.А. Швец[1,2], С.А. Дворецкий[1,3], Н.Н. Михайлов [1,2], Д.Г. Икусов [1], И.Н. Ужаков[1]
[1]*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск, 630090, Пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2]*Новосибирский государственный университет, 630090, г. Новосибирск,ул. Пирогова, 2*
[3]*Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36*

тел:+7 (383) 330-8716, факс: +7(383)333-27-71, эл. почта: shvets@isp.nsc.ru

Использование метода лазерной эллипсометрии для контроля технологии МЛЭ КРТ позволяет проводить контролируемое выращивание квантовых структур, состоящих из чередующихся слоёв разного состава. Особый интерес представляют светоизлучающие структуры – набор квантовых ям (КЯ) в обкладках широкозонного материала. В основе эллипсометрического контроля лежит зависимость оптических констант КРТ от состава. Большой оптический контраст между КЯ и обкладками даёт высокую чувствительность при определении параметров слоёв. Вместе с тем, это же обстоятельство увеличивает интерференционный вклад от нижележащих слоёв структуры, создавая методические трудности и делая необходимым их учёт с использованием рекуррентного алгоритма вычислений.

Нами найдено компромиссное решение этой проблемы, состоящее в замене многослойной структуры однородной средой с эффективными оптическими константами. Такой подход известен в литературе как метод эффективной подложки и его обоснование применительно к структурам КРТ дано в работе [1]. Как показывают расчёты, погрешности определения параметров слоёв, вызванные данным приближением, не превышают аналогичных погрешностей за счёт экспериментальных ошибок. Используя метод эффективной подложки можно решать обратную задачу и рассчитывать параметры слоёв, стартуя с произвольной области структуры, а не пошагово-рекуррентным методом.



На рисунке показан фрагмент экспериментальной кривой (квадратики), измеренной в процессе выращивания КЯ и представлена номограмма для расчёта её состава. Излом экспериментальной кривой в точке А показывает резкое изменение состава в КЯ от X_{CdTe}=0.65 до X_{CdTe}≈0.3; далее состав плавно стремится к X_{CdTe}=0. Толщина КЯ определялась по соответствующей кривой на номограмме, откалиброванной по толщине, и составила 4.5±0.1 нм. Последовательные расчеты для всех КЯ лазерной структуры показали высокую воспроизводимость получаемых толщин (их значения представлены в таблице), а также воспроизводимое изменение состава в HgTe КЯ при выращивании.

№ ямы	d, нм
1	4.2
2	4.5
3	4.3
4	4.4
5	4.4

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

Литература

1. В.А. Швец // Опт. и спектр. 2009. Т.107, №5. С. 822 – 825.

Методика формирования упорядоченных массивов кремниевых нанопилларов для перспективных фотонных устройств

Л.С. Басалаева, Ю.В. Настаушев , Ф.Н. Дульцев
ИФП СОРАН, Новосибирск, 630090, Ак. Лаврентьева, 13
тел:+7 (383) 330-90-82, факс: +7(383)333-27-71, эл. почта: basalaeva@isp.nsc.ru

В последнее время значительный интерес у исследователей вызывают упорядоченные системы вертикально ориентированных кремниевых наноцилиндров (нанопилларов). Кремниевые нанопиллары (Si НП) могут служить важными составляющими блоками для таких устройств, как фотодетекторы [1], солнечные батареи [2], наносенсоры [3], оптические межсоединения и микрорезонаторы [4].

В работе представлена методика формирования упорядоченных массивов Si НП посредством электронно-лучевой литографии и реактивного ионного травления с использованием негативного электронного резиста. Электронная литография проводилась на установке Pioneer (Raith GmbH). В качестве маски для травления кремния использовался полимер (негативный резист ma-N2403). Пространственные и структурные характеристики НП задавались непосредственно в процессе формирования. Было установлено, что методика травления кремния через маску из резиста толщиной до 300 нм позволяет сформировать структуры Si НП с размерами: высота от 80 до 800 нм, диаметр 50÷350 нм, период 400 нм÷1700 нм. Изменяя толщину резиста, время травления и соотношение травящих газов можно формировать Si НП различной формы (включая Si НП конусного вида). Диаметр нанопилларов в резисте зависит от толщины резистивной маски и периода в массиве. Размеры маски (представляющей собой пиллары в резисте) ограничены влиянием эффектов близости при экспонировании и адгезией пленки резиста к подложке.Была измерена проводимость и фоточувствительность Si НП с вертикальным p-n переходом с целью оценки эффективности использования таких структур для солнечных батарей. Для формирования Si НП с вертикальным p-n переходом на поверхности исходной кремниевой пластины выращивались эпитаксиальные структуры методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Обнаружено, что пассивация поверхности оксинитридом титана улучшает электрофизические свойства нанопилларов. Также была обнаружена высокая фоточувствительность данных массивов в видимом и ближнем ИК диапазоне. Продемонстрирован эффект сильного резонансного рассеяния света – изменение цвета отдельных кремниевых нанопилларов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-32-00269 мол_а. Работа выполнена на оборудовании ЦКП “Наноструктуры”.

Литература

1. B. Wang et al. // Optics Letters 2012.V.37, P. 3756-3758.
2. I. Cornado et al. // Nanotechnology 2015.V.26, P. 095301.
3. Y. Wang et al. // Advanced materials 2013.V.25, № 37, P. 5177–5195.
4. F. Priolo et al. // Nature Nanotechnology 2014.V.9, P. 19-32.

Рентгеновские исследования сверхструктурных свойств пористого сильно легированного фосфида индия

М.Д. Шарков, М.Е. Бойко, Л.Б. Карлина, 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

Образец фосфида индия InP – пленка толщиной 20 мкм, выращенная методом жидкофазной эпитаксии, подвергнутая процедуре порообразования с одной стороны и легированная атомами S в концентрации около 10^{18} см$^{-3}$, исследована методами рентгеновской дифрактометрии (РД) и малоуглового рассеяния рентгеновских лучей (МУРР) на лабораторной установке МАРС-2 (ФТИ им. А.Ф. Иоффе). Регистрация данных МУРР проводилась при длине волны пучка Cu $K_{\alpha 1}$ (1.54 Å) как в режиме отражения, так и в просвечивающем режиме, причем в последнем случае была получена серия кривых при разных положениях образца в единой азимутальной плоскости.

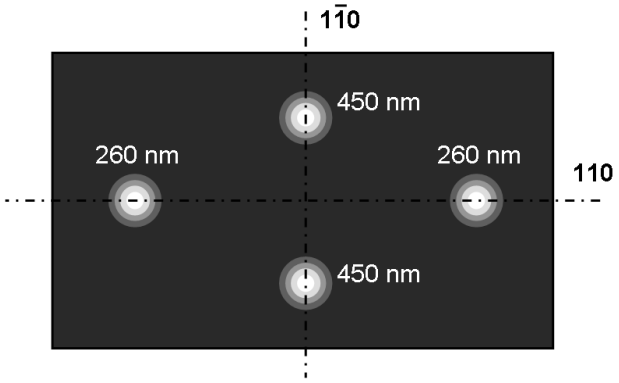


Рис. 1. Модель 2D-картины МУРР на основе кривых, полученных при разных положениях образца.

Анализ данных и результаты

1. На кривой РД присутствуют рефлексы, отвечающие кристаллографическому направлению (100) или симметричным направлениям (010) и (001) в кубической решетке (сфалерит) InP. Это рефлексы (002) и (004), при условии, что третий индекс соответствует нормали к поверхности образца. Отсутствие других рефлексов означает, что образец представляет собой монокристалл либо набор доменов с одинаково ориентированными в пространстве решетками.
2. На кривых МУРР, отвечающих направлениям вектора рассеяния (110) и ($1\bar{1}0$) относительно решетки образца, наблюдаются интенсивные брэгговские (интерференционные) пики. Из этого следует, что в образце наблюдается сверхструктурная периодичность.
3. Периоды сверхструктуры образца, полученные из анализа положений брэгговских рефлексов МУРР, оказались около 260 нм в направлении (110) и около 450 нм для ($1\bar{1}0$). На Рис. 1 показана модель 2D-картины МУРР, построенная на основе кривых, полученных при различных положениях образца в азимутальной плоскости.
4. Кривая МУРР, полученная в режиме отражения, значительной частью расположена в области углов полного внешнего отражения (ПВО), где анализ данных стандартными методами [1] не работает. Обработка фрагмента кривой, находящегося вне области ПВО, по модели Порода [1, 2] дала величину т.н. породовского показателя [2] значительно выше стандартных значений (от 1 до 4). Было сделано предположение, что кривая содержит брэгговский пик, частично расположенный в области ПВО. Модель гипотетического пика показала, что он может отвечать величинам сверхструктурного периода 18–19 нм.
5.

Литература

1. O. Glatter, O. Kratky (eds.). Small-Angle X-Ray Scattering. London: Academic, 1982. 516 p.
2. Д.И. Свергун, Л.А. Фейгин. Рентгеновское и нейтронное малоугловое рассеяние. М.: Наука, 1986. 280 с.

Дефектная структура в As имплантированных пленках CdHgTe, полученных методом МЛЭ

И.И. Ижнин[1,2)], Е.И. Фицыч[1)], А.В. Войцеховский[2)], А.Г. Коротаев[2)], К.Д. Мынбаев[3,4)], Ф.Ю. Бончик[5)], Г.В. Савицкий[5)], В.С. Варавин[6)], С.А. Дворецкий[2,6)], Н.Н. Михайлов[6)], М.В. Якушев[6)], Z. Świątek[7)]

[1] Научно-производственное предприятие «Карат», Львов, 79031, Стрийская 202

[2] Национальный исследовательский Томский госуниверситет, Томск, 634050, Ленина 36

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

[4] Университет ИТМО, С.Петербург, 197101, Кронверкский 49

[5] ИППММ им. Я.С. Пидстригача НАН Украины, Львов, 79060, Научная 3б

[6] ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, 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

Проведены комплексные исследования дефектов в имплантированных As гетероэпитаксиальных структурах $Cd_xHg_{1-x}Te$, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках Si (GaAs) в Институте физики полупроводников СО РАН. Ионная имплантация проводилась ионами As^+ с энергией 190 кэВ и дозой в диапазоне $10^{12} – 10^{15}$ см$^{-2}$. Активация имплантированных ионов осуществлялась в процессе двухстадийного термического отжига. Для исследований использовали вторичную ионную масс-спектроскопию (ВИМС), просвечивающую электронную микроскопию в режимах светлого поля и высокого разрешения, оптическое отражение в видимой области, микро-рамановское рассеяние света и электрофизические измерения.

Радиационные донорные дефекты исследованы в имплантированных n^+–n–p и n^+–n структурах, сформированных на базе материала p–типа и n–типа проводимости, соответственно, без активационного отжига. Показано, что в области профиля распределения имплантированных ионов (~ 0.3 мкм) формируется область крупных протяженных дефектов с малой плотностью (в приповерхностной области), за которой следует область более мелких протяженных дефектов с большей плотностью. Область распространения радиационных донорных дефектов простирается далеко (~ 0.3 мкм) за профиль распределения ионов. За ней следует тонкая (~ 0.2 мкм) n–область с высокой подвижностью и низкой концентрацией электронов, сформированная диффузией междоузельной ртути и ее аннигиляцией с вакансиями ртути. Выявлен различный характер накопления электрически активных радиационных донорных дефектов в структурах с защитным варизонным поверхностным слоем и без него, что связывается с влиянием внутреннего электрического поля варизонного слоя.

Путем активации As в процессе активационного отжига на базе материала n-типа сформированы высококачественные p+–n структуры. В p^+–области (~ 0.3 мкм) таких структур средняя концентрация дырок хорошо согласуется со средней концентрацией имплантированных ионов, что подтверждает 100%–ую активацию As. В структурах на основе легированной In базы n–типа (~ $5\cdot10^{15}$ см$^{-3}$) p^+–область в интегральных электрофизических измерениях не проявляется. Показано, что использованные режимы отжига также позволяют полностью аннигилировать радиационные донорные дефекты. Кроме того, продемонстрировано, что отжиг приводит к существенному уменьшению поверхностного состава варизонного слоя вследствие взаимной диффузии ртути и кадмия. Также показано, что в легированной In базе n-типа для структур на Si подложках отжиг не влияет на концентрацию электронов, однако приводит к существенному увеличению их подвижности, что связано с отжигом дефектов упаковки и улучшает параметры структур.

Время жизни неосновных носителей заряда в легированных индием структурах $Cd_{0,3}Hg_{0,7}Te/Si$

В.С. Варавин, Д.В. Марин, **Д.А. Шефер,** М.В. Якушев
Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. ак. Лаврентьева, 13
тел:+7 (383) 330-9923, факс:+7 (383)330-4967, эл. почта: nsk.sheferdmitriy@gmail.com

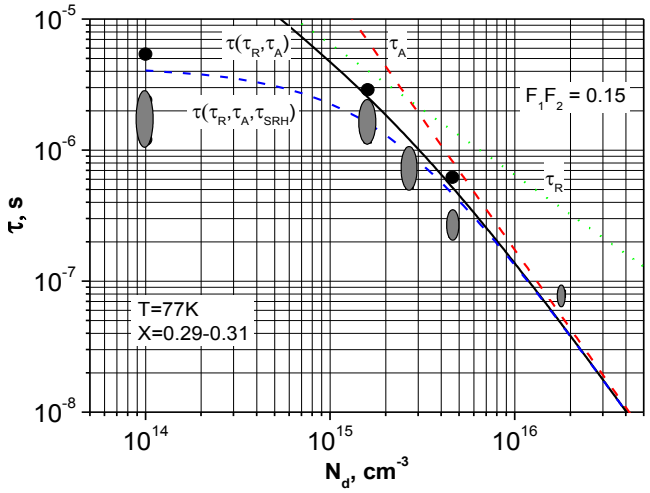
В последнее время для матричных ИК фотоприемников большого формата на основе $Cd_XHg_{1-X}Te$ (КРТ) широко применяется архитектура p-на-n переходов. Такая архитектура позволяет снизить темновые токи фотодиодных элементов матрицы на 1-2 порядка, а также существенно повышает термостойкость приборов при воздействии повышенных температур. Для создания p-на-n переходов используют базу n-типа на основе легированных индием слоев КРТ, а для получения областей p-типа используют легирование атомами мышьяка и активационный отжиг.

В работе исследовались эпитаксиальные слои $Cd_XHg_{1-X}Te$ с x=0,29-0,31 выращенные на подложках из Si (013) и легированные в процессе роста индием в диапазоне 10^{15}-10^{17} $см^{-3}$.

Исследованы зависимости времени жизни неосновных носителей заряда (ВЖНН) в диапазоне температур (77-300 K) и разных уровнях легирования, а также влияние отжигов при низком давлении паров ртути и при давлении насыщенных паров.

При 300K зависимость ВЖНН от концентрации доноров близка к расчетной с учетом Оже- и излучательной рекомбинации. Возможный вклад рекомбинации Шокли –Рида, в том числе обусловленной вакансиями ртути, незначителен. После отжига в парах ртути время жизни в образцах при комнатной температуре практически не увеличивается.

Зависимость времени жизни при 77K от уровня легирования In показана на рисунке. Овалами показаны диапазоны экспериментальных значений времени жизни с учетом разброса по площади пленки после роста. Кружками показаны экспериментальные значения на образцах после отжига в режиме заполнения вакансий (в парах ртути). Линиями показаны расчетные зависимости времени жизни с учетом Оже (τ_A), излучательной (τ_R) и Шокли-Рида (τ_{SRH}) рекомбинации, при F_1F_2=0,15; E_t=½E_g; N_t=$3\cdot10^{13}см^{-3}$; σ_n=$10^{-16}см^2$; σ_p=$10^{-15}см^2$.



На рисунке видно, что при низкой концентрации доноров (около 10^{14} $см^{-3}$) время жизни после отжига возрастает, но его величина существенно ниже значения, рассчитанного с учетом только Оже- и излучательной рекомбинации. Это может быть связано с наличием рекомбинационных центров Шокли-Рида, обусловленных структурными дефектами, не связанными с вакансиями ртути.

В гетероструктурах, легированных In с концентрацией более 1×10^{15} $см^{-3}$, после заполнения вакансий ртути, вклад рекомбинации Шокли-Рида при азотной температуре становится несущественным и время жизни неосновных носителей заряда ограничивается только фундаментальными межзонными механизмами рекомбинации.

Эффекты плазмонного усиления комбинационного рассеяния света и ИК поглощения полупроводниковыми нанокристаллами

А.Г. Милёхин[1,2)], Л.Л. Свешникова[1)], Т.А. Дуда[1)], Е.Е. Родякина[1,2)], С.А. Кузнецов[2)], И.А. Милёхин[1,2)], А.В. Латышев[1,2)], V.M. Dzhagan[3)], D.R.T. Zahn[3)]

[1]*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск*

[2]*Новосибирский Государственный Университет*

[3]*Chemnitz University of Technology, Germany*

В работе обсуждаются результаты исследования усиления комбинационного рассеяния света (КРС) и инфракрасного (ИК) поглощения в полупроводниковых нанокристаллах (НК), сформированных на плазмонных подложках.

Плазмонные подложки представляют собой массивы золотых нанокластеров, димеров и наноантенн, а также одиночных димеров различного размера, изготовленных с помощью нанолитографии на кремнии. Монослойные и субмонослойные покрытия НК CdSe, CdS, CuS и ZnO были сформированы с помощью технологии Ленгмюра-Блоджетт. Контроль структурных параметров плазмонных и полупроводниковых наноструктур осуществлялся с помощью сканирующей электронной микроскопии. Энергия локализованного поверхностного плазмона в плазмонных структурах, определенная по данным поглощения, находится в интервале от видимого до ИК спектрального диапазона для структур с нанокластерами и наноантеннами, соответственно, что позволяет использовать их для усиления КРС и ИК поглощения полупроводниковых НК.

Нанокристаллы CdSe, CdS, CuS, ZnO и др., сформированные на плазмонных подложках, демонстрируют значительное усиление интенсивности фононных мод и их обертонов (10^3-10^4) в спектрах КРС, что позволило исследовать детали фононного спектра полупроводниковых НК. Обсуждается резонансный характер зависимости коэффициента усиления сигнала КРС от длины волны возбуждения и от размеров нанокристаллов. Сообщается о результатах изучения анизотропии КРС НК CdSe на массивах димеров нанокластеров и на одиночных димерах в зависимости от их размеров.

Обсуждаются результаты и перспективы по использованию КРС нанокристаллов, усиленного металлизированным острием атомно-силового микроскопа (англ. tip-enhanced Raman scattering, TERS) для исследования одиночных нанокристаллов.

Представлены результаты исследования эффекта усиления ИК поглощения в НК CdSe, CdS, PbS на массивах наноантенн, обусловленного сильной локализацией электромагнитного поля вблизи торцов наноантенн, в зависимости от их структурных параметров и от пространственной плотности НК. Структурные параметры массивов наноантенн выбраны таким образом, чтобы обеспечить совпадение частот локализованных поверхностных плазмонов в наноантеннах с частотами оптических фононов в НК. Дополнительное усиление ИК поглощения на частотах оптических фононов в НК было получено для массивов наноантенн, дифракционные моды которых также совпадают с частотами фононов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 14-12-01037).

Экспериментальная квантовая криптография с одиночными фотонами

И.И. Рябцев[1,2)], Д.Б. Третьяков[1,2)], А.В. Коляко[1,2,3)], А.С. Плешков[1,2,4)],
В.М. Энтин[1,2)], И.Г. Неизвестный[1)]
*[1] Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. Лаврентьева 13*
[2] Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова 2
[3] Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Лаврентьева 13/3
[4] Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Коптюга 1
тел:+7 (383) 333-2408, факс:+7 (383) 333-2771, эл. почта: ryabtsev@isp.nsc.ru

В докладе будет дан обзор современного состояния дел в области экспериментальной квантовой криптографии с одиночными фотонами, а также представлены экспериментальные результаты, полученные за последние годы в Институте физики полупроводников им. А.В.Ржанова Сибирского отделения РАН (ИФП СО РАН).

Одним из перспективных вариантов построения абсолютно защищенных систем связи являются квантовые линии связи, в которых информация передается одиночными фотонами, распространяющимися через квантовый канал – свободное пространство или оптоволокно. Такие линии связи обеспечивают абсолютную секретность передачи данных благодаря законам квантовой механики, которые запрещают точное измерение квантового состояния одиночных фотонов при всякой попытке их несанкционированного перехвата. Для генерации секретного квантового ключа применяется фазовое, поляризационное или временное кодирование одиночных фотонов. За рубежом экспериментальные исследования в области квантовой криптографии выполняются в США, Канаде, Европе, Китае и Бразилии. В России такие исследования ведутся в МГУ (Москва), МПГУ (Москва), ИТМО (С.-Петербург), Российском квантовом центре (Сколково) и ИФП СО РАН (Новосибирск).

В ИФП СО РАН нами созданы две экспериментальных установки для генерации квантового ключа в атмосферных и оптоволоконных квантовых каналах с одиночными фотонами. Ведется работа по увеличению скорости генерации ключа и дальности связи, изучаются однопроходные схемы генерации ключа с фазовым, поляризационным и временным кодированием одиночных фотонов, а также рассматривается возможность организации квантовых линий связи со спутниками [1-10].

Работа была поддержана грантом РФФИ 14-07-00809, программами РАН и СО РАН и Новосибирским государственным университетом.

Литература

1. В.Л.Курочкин, А.В.Зверев, Ю.В.Курочкин, И.И.Рябцев, И.Г.Неизвестный, Автометрия, 2009, т.45, №4, с.110.
2. В.Л.Курочкин, А.В.Зверев, Ю.В.Курочкин, И.И.Рябцев, И.Г.Неизвестный, Микроэлектроника, 2011, т.40, №4, с.264-273.
3. И.И.Рябцев, И.И.Бетеров, Д.Б.Третьяков, В.М.Энтин, В.Л.Курочкин, А.В.Зверев, И.Г.Неизвестный, Вестник РАН, 2013, т.83, №7, с.606.
4. A.V.Kolyako, I.G.Neizvestny, V.L.Kurochkin, J. Phys.: Conf. Series, 2014, v.541, p.012046.
5. G.K.Krivyakin, A.S.Pleshkov, A.V.Zverev, I.I.Ryabtsev, V.L.Kurochkin, J. Phys.: Conf. Series, 2014, v.541, p. 012050.
6. В.Л.Курочкин, А.В.Зверев, Ю.В.Курочкин, И.И.Рябцев, И.Г.Неизвестный, Р.В.Ожегов, Г.Н.Гольцман, П.А.Ларионов, Автометрия, 2015, т.51, №6, с.17.
7. В.Л.Курочкин, А.В.Коляко, Известия РАН, Серия физическая, 2016, т.80, №1, с.6.
8. Д.Б.Третьяков, А.В.Коляко, А.С.Плешков, В.М. Энтин, И.И.Рябцев, И.Г.Неизвестный, Автометрия, 2016, т.52, №5, с.44.
9. В.Л. Курочкин, Г.К.Кривякин, А.В.Зверев, А.С.Плешков, И.И.Рябцев, Известия РАН, Серия физическая, 2016, т.80, №1, с.10.
10. И.И.Рябцев, Д.Б.Третьяков, А.В.Коляко, А.С.Плешков, В.М.Энтин, И.Г.Неизвестный, А.В.Латышев, А.Л.Асеев, Микроэлектроника, 2017, т.46, №2, с.131

Плазмонные эффекты в композитных структурах ZnO:Al с наночастицами серебра

Т.Г. Ляшенко[1)], Е.В. Ширшнева-Ващенко[2)]
[1]*Университет ИТМО, Кронверкский пр. 49, 197101, С.-Петербург, Россия*
тел:+7(931)5307375, эл. почта:tatiana.g.liashenko@gmail.com

В настоящее время в мире активно ведутся разработки в области альтернативной энергетики. Задача состоит в уменьшении себестоимости фотоэлектронных приборов при увеличении их эффективности. Перспективное направление в данном ключе связано с повышением функциональности компонентов за счет создания многослойных оксидных пленок с наночастицами металла [1, 2, 3].

Это позволит использовать их не только в качестве прозрачных проводящих электродов, но и как эффективные элементы фотоэлектрического преобразования.

В работе проведено исследование электрических и оптических характеристик многослойных пленок ZnO:Al с наночастицамисеребра.Металлические наночастицы выполняют роль эффективных преобразователей световой энергии в электрическую.Тонкие пленки оксида цинка, легируемые алюминием (ZnO:Al) получали золь-гель методом. Пленки имели толщину до 0,5-1 мкм и состояли из нескольких слоев. Для исследования фотоэлектрических характеристик на пленки ZnO:Al наносился водный раствор наночастиц серебра и высушивался при постепенном повышении температуры.Сверху, на полученную пленку из наночастиц серебра на кварце наносились слои ZnO: Al (3%), отжигаемые при температуре 650 ºС на воздухе. В спектре экстинкции пленки ZnO: Al (3%) с наночастицами серебра проявляется плазмонный резонанс. Пик плазмонного резонанса для сферических наночастиц серебра размером 25 - 40 нм приходится на длины волн 380 - 400 нм (ближний УФ). Для наночастиц серебра, помещенных в среду ZnO:Al на кварцевой подложке пик плазмонного резонанса смещается к 430 - 440 нм видимого диапазона спектра (фиолетовый-синий свет). Освещение пленок ZnO:Al с наночастицами серебра приводит к увеличению поглощения резонансного излучения (430 - 440 нм) наночастицами, с последующей генерацией “горячих” электронов при затухание плазмонных колебаний. “Горячие” электроны обладают энергией достаточной для преодоления барьера в контакте серебра с окружающим слоем ZnO:Al и перехода на уровни проводимости полупроводника.При освещении образца с наночастицами серебра дневным светом наблюдается увеличение тока проводимости в 5 раз. Наблюдение фототока позволяет говорить о возможности использования пленок ZnO:Al с наночастицами серебра в качестве элементов солнечных панелей.

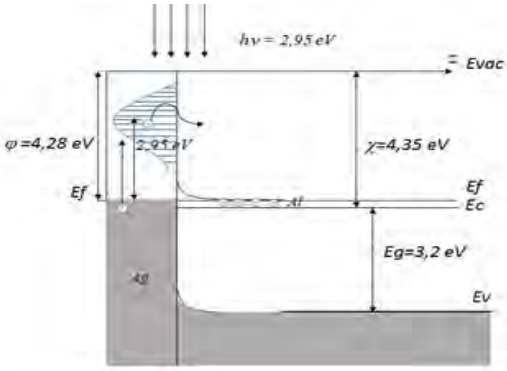


Схема преобразования плазмонной энергии наночастицы серебра в контакте с пленкой ZnO:Al.

Литература

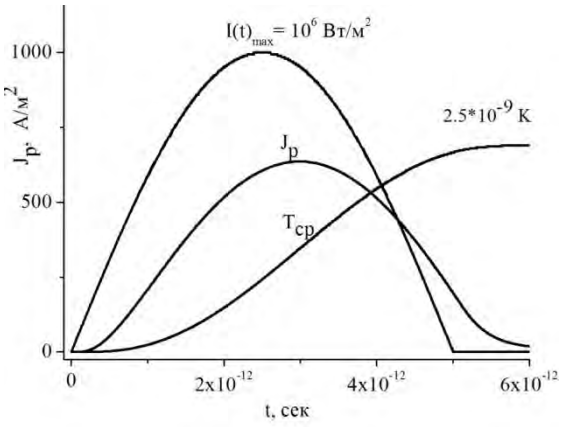
1. Atwater H. A., Polman A. Plasmonics for improved photovoltaic devices //Nature materials. – 2010. – Т. 9. – №. 3. – С. 205-213.
2. Zhao G., Kozuka H., Yoko T. Sol—gel preparation and photoelectrochemical properties of TiO2 films containing Au and Ag metal particles //Thin solid films. – 1996. – Т. 277. – №. 1-2. – С. 147-154.
3. Tian Y., Tatsuma T. Mechanisms and applications of plasmon-induced charge separation at TiO2 films loaded with gold nanoparticles //Journal of the American Chemical Society. – 2005. – Т. 127. – №. 20. – С. 7632-7637.

Пикосекундный приемник излучения на основетонких пироэлектрических пленок

Э.Г. Косцов, С.Д. Иванов
Институт автоматики и электрометрии, Новосибирск,
630090, проспект Академика Коптюга, 1
тел:+7 (913) 956-9663, факс (383) 330-79-86*, эл. почта: kostsov@iae.nsk.su*

Пироэлектрические приемники излучения являются наиболее быстродействующими из известных классов фотоприемников, они способны регистрировать пикосекундные импульсы излучения, см. например, [1, 2], где исследовались фотовозбужденные пикосекундные пироэлектрические токи в кристаллах $LiTaO_3$ и $Sr_{0.48}Ba_{0.52}Nb_2O_6$, их толщина составляла 0.2 -2 мм.

Время токового отклика в таких приемниках при поглощении света непосредственно в объеме пироэлектрике определяется временем термализации фотонов в кристаллической решетке, осуществляемым по механизмам фотон- электронных, электрон – фононных взаимодействий и электрон- ионного теплообмена, с передачей энергии в решетку кристалла, достаточную для смещения атома – элемента диполя в кристаллической решетке, до 0.03 A^0, с формированием в пироэлектрике нового состояния поляризации, которое сопровождается протеканием пироэлектрического тока. В [1] показано, что перевод диполя в новое состояние может быть осуществлен за время порядка 1 пс. Для увеличения интенсивности фотон – электронного взаимодействия в состав пироэлектрического материала вводятся дополнительные донорные центры, например атомы Cu. Поскольку пироэлектрический ток определяется изменением во времени температуры, средней по объему образца, то процесс генерации тока, тока смещения, происходит одновременно по всему объему образца и поэтому более эффективно использовать для этих задач тонкий пироэлектрический слой. Но поглощение энергии излучения непосредственно в тонком слое пироэлектрика незначительно.



В настоящей работе рассматривается другой подход к термализации энергии излучения, она осуществляется в тонком слое металла, - поглощающем электроде, время этого процесса 30 -50 фс, в зависимости от концентрации электронов в металле. Тепловая энергия, выделенная в тонком электроде, поступает за счет тепловой диффузии в пироэлектрическую пленку и вызывает, за время исчисляемое пикосекундами, появление пироэлектрического тока, J_p. Показано, что чувствительность приемника в пикосекундном диапазоне, возрастает с уменьшением толщины пироэлектрической пленки, d_p. Спектральная характеристика структуры определяется спектром поглощения энергии излучения в электроде. В [2, 3] установлено, что в тонких металлических пленках Cr +Au с толщиной 10 – 20 нм может поглощаться до 50% инфракрасного излучения и до 90 % видимого диапазона. Время теплой релаксации в таких пленках составляет несколько пс.

Проведен анализ поведения J_p в тонкопленочных структурах: поглощающий электрод – пироэлектрик- электрод, при воздействии на них пикосекундных импульсов излучения, I(t). На рисунке представлено поведение $J_p(t)$ и средней по объему в пироэлектрической пленке температуры, $T_{ср}$, при воздействии синусоидального 4-х пикосекундного импульса излучения с амплитудой 10^6 Вт/м^2, при d_p = 1 мкм, толщине поглощающего электрода 10 нм и величине пироэлектрического коэффициента 10^{-3} Кл/м^{2}град.

Литература

1. D.H. Auston, A.M. Glass. Optical Generation of Intense Picosecond Electrical Pulses, Appl. Phys. Lett., Vol. 20, No. 10, 15 May 1972
2. C.B. Roundy, R.L. Byer. Subnanosecond pyroelectric detector**,** Appl. Phys. Lett. **21**, 512 (1972);
3. C. Hilsum, J. Opt. Soc. Am. 44, 188 (1954).

Проблемные вопросы в создании многоспектральных фотоприемных устройств для перспективных ИК-радиометров космического базирования

Ю.П. Сырых, Ю.С. Пронин, А.К. Дмитриев, **А.Н. Зайцева**, А.С. Митрошин
Федеральное государственное унитарное предприятие «Центральный научно-исследовательский институт машиностроения» (ФГУП ЦНИИмаш),
Московская область, г. Королев, 141070, Пионерская, 4
тел:+7 (495)513-56-79, факс:+7(495)513-44-59, эл. почта: mitroshin@tsniimash.ru

Результаты съемки в ИК-диапазоне спектра являются одним из высокоинформативных источников получения информации при решении разнообразных задач дистанционного зондирования Земли. Для создания перспективных средств наблюдения необходимо располагать фотоприемными устройствами, обеспечивающими регистрацию сигналов одновременно в нескольких спектральных поддиапазонах ИК диапазона спектра. Учитывая предъявляемые потребителями высокие требования по разрешению и ширине полосы обзора, для перспективных космических систем ДЗЗ необходимы многоэлементные многоспектральные фотоприемные устройства.

Для создания такого фотоприемного устройства (ФПУ) требуется фоточувствительный матричный модуль (ФПМ), который монтируется в вакуумном криостате (ВК), и микрокриогенная система (МКС) для обеспечения температурного режима модуля. Многоспектральная съемка реализуется путем нанесения на модуль набора узкополосных светофильтров. К настоящему времени практически все указанные элементы освоены отечественной промышленностью. Однако их конструкции не предусматривают возможности интеграции, необходимой для создания ФПУ с требуемыми параметрами.

Одним из основных условий функционирования фоточувствительных элементов ФПУ теплового ИК диапазона спектра является охлаждение их до криогенных температур и поддержание этих температур в процессе эксплуатации с высокой точностью. В докладе на основе опыта ФГУП ЦНИИмаш по разработке ФПУ для перспективных космических средств наблюдения рассмотрены вопросы обеспечения температурного режима многоспектральных матричных фотоприемных устройств. Рассмотрены различные варианты интеграции ФПМ, смонтированного в криостате классического типа, с МКС.

Применение многоспектральных ФПМ влечет за собой увеличение размеров охлаждаемой фотозоны и как следствие применение микрокриогенных систем с высокой хладопроизводительностью. С учетом необходимости обеспечения низкого уровня вибраций и высокого ресурса (свыше 35000 часов) единственным вариантом является применение МКС типа пульсационной трубы. Конструктивной особенностью такой МКС является большой диаметр головки холодного пальца (до 30 мм). При проведении испытаний ФПУ было выявлено, что целостность теплового контакта при использовании классического типа криостата в процессе охлаждения нарушается. Традиционная схема охлаждения ФПМ в этом случае не применима, т.к. Не удается обеспечить тепловой контакт по всей поверхности между торцом холодного пальца МКС и дном вакуумного криостата не смотря на применение термопасты и специального прижимного устройства.

Обеспечить надежный тепловой контакт удалось путем реализации схемы с гибким хладопроводом. Представлены полученные результаты испытаний.

Результаты проведенных исследований свидетельствуют о необходимости учета условий интеграции ФПУ и МКС при проектировании многоспектральных ФПУ ИК диапазона спектра.

Литература

А.К. Дмитриев, Г.В. Кукина и др. Обоснование требований к техническим характеристикам многоканальных радиометров ИК диапазона высокого разрешения дистанционного зондирования Земли, а также к принципам их построения и функционирования. Н.-т. Журнал «Космонавтика и ракетостроение» № 4 (73) 2013 г.

Направления развития телевизионных и тепловизионных систем и приборов в Филиале ИФП СО РАН «КТИПМ»

А. В. Голицын, Г.Е. Журов, И.И. Кремис, А. Г. Паулиш, **В.Н. Федоринин**,
М.Ю. Цивинский, С.М. Чурилов, П.И. Шапор, К.П. Шатунов
Филиал ИФП СО РАН «КТПМ», Новосибирск, 630090, пр. акад. Лаврентьева, 2/1
тел:+7 (383) 330-9630, факс:+7 (383) 330-9106, эл. почта: oos@oesd.ru

Доклад посвящён формированию и развитию основных направлений в создании приборов и систем видимого, инфракрасного и миллиметрового диапазонов электромагнитного излучения.В создании современных приборов на первый план выходят информационные технологии, и только затем датчики, их конструкция и начинка, компьютеры и т.д. Важно не только иметь прибор, но ещё уметь им пользоваться, поэтому вопросы методик применения также становятся первостепенными.

Во многих современных оптико-электронных системах, особенно видимого диапазона, проекционная система (объектив) занимает до 90% массы и габарита. Для снижения массогабаритных параметров одним из перспективных направлений является использование жидких оптических компонентов, так называемых жидких линз. Использование оптических жидкостей внутри традиционного объектива позволяет уменьшить число твердых компонентов и расширить спектральный диапазон объектива, подогнав его к спектральному диапазону фотоприемника. Использование жидких линз с мягкой оболочкой позволяет создавать линзы с перестраиваемой оптической силой. Причём такая перестройка осуществляется со скоростью на два-три порядка выше, чем в моторизованных объективах и позволяет отказаться от них. В Филиале созданы опытные образцы объективов с жидкими компонентами для систем видимого диапазона.

В Филиале разработана универсальная реконфигурируемая вычислительная система (УРВС) для обработки больших потоков данных, включая видеопотоки, отличающаяся низким энергопотреблением, малым габаритом и высоким вычислительным потенциалом. УРВС может одновременно принимать видеопотоки с трех матричных фотоприемных устройств, (например от телевизионного, низкоуровневого и тепловизионного каналов) проводить обработку по заданному алгоритму и выдавать в реальном времени цифровое изображение. УРВС может встраиваться в любую существующую или разрабатываемую систему, где требуется обрабатывать большие потоки данных, не снижая общей скорости работы системы. Важной особенностью УРВС является низкое энергопотребление. Выбор алгоритма обработки видеосигналов и их комплексирование (совмещение) осуществляется программным образом, не меняя аппаратной части системы. Дальнейшее повышение производительности УРВС связано с использованием систем на кристалле (СнК).

К разрабатываемым алгоритмам обработки исходного видеосигнала относятся: получение чётких изображения объектов в одном кадре с различным (2-3 порядка) уровнем сигналов; локальное увеличение контраста в заданной области кадра; сохранение качества изображения при электронном увеличении; компенсация шума и неоднородности чувствительности пикселей матричного детектора. Последняя задача актуальна для использования отечественных фотоприёмных устройств, обладающих достаточно высоким количеством дефектных элементов.

Актуальным направлением сегодня является создание многоканальных систем, позволяющим получать и совмещать изображения в разных спектральных диапазонах, что существенно повышает информативность изображения. В Филиале разработаны несколько многоканальных систем, включающих телевизионный, низкоуровневый (ближний ИК) и тепловизионный(дальний ИК) каналы с функцией совмещения изображений. Программное обеспечение систем позволяет одновременно наблюдать тепловизионное и видимое изображение на экране монитора ПК в реальном масштабе времени. Также разработана активно-импульсная низкоуровневая телевизионная камера ПООС для наблюдения сквозь дым и туман.

Характеристика кремниевого фотодиода с «сетчатой» топологией

П.Д. Гиндин[1)], **К.А. Кузьмина**[1,2)], С.А. Леготин[2)], В.П. Астахов[1)], И.Э. Попова[1)], М.П. Иванова[1)], А.А. Краснов[1)], Д.С. Ельников[2)]

[1)]ОАО «Швабе-Фотосистемы», Москва

117545, Днепропетровский проезд 4А, стр. 3А

тел: (495) 315-73-68, факс: (495) 312-00-55, эл. почта: ko-ckb@mail.ru

[2)]Национальный исследовательский Технологический Университет «МИСиС», Москва, 119991, Ленинский проспект, 4

тел: (495) 955-00-32, факс: (495) 236-21-05, эл. почта: kancel@misis.ru

В ряде случаев применения требуются кремниевые фотодиоды с предельными значениями токовой чувствительности, в частности для систем отображения рельефа поверхности Земли. Как правило, в этих случаях носителем информации является видимое излучение сине-зелёного диапазона спектра, поглощаемого в кремнии на глубинах 0,8÷1,5 мкм, как раз соответствующих глубине залегания сильнолегированного эмиттерного слоя, в котором фотоносители рекомбинируют почти полностью. В связи с этим в таких приборах стремятся максимально уменьшить толщину эмиттера, чему препятствует увеличение влияния поверхностной рекомбинации, выражающееся в увеличении темнового тока. Альтернативным путём является применение «сетчатой» топологии легированной области эмиттера, где в промежутках между сильнолегированными линиями «сетки» находятся нелегированные участки исходного кристалла, откуда фотоносители при слабом влиянии поверхностной рекомбинации могут собираться начиная от поверхности из всей области поглощения излучения.

В работе в программе ISE TCAD проведено моделирование функционирования фотодиодов с «сетчатой» топологией эмиттера с шагом 10 мкм для случаев исходного кремния n- и p-типа проводимости без учёта влияния поверхностной рекомбинации.

В результате показана возможность повышения токовой чувствительности к синему излучению в ~ 3 раза для случая n-базы и в ~ 4 раза для случая p-базы по сравнению с фотодиодом со «сплошным» эмиттером толщиной 0,5 мкм.

Вакуумные криостаты для матричных фотоприемных устройств на основе квантовых ям под форматы 384×288 и 640×512 элементов

В.В. Карпов, Н.С. Кузнецов, А.В. Марущенко, **А.С. Ильин**
ОАО «Швабе-Фотосистемы», Москва,
117545 Днепропетровский проезд 4А, стр.3А
тел: (495) 315-73-56, факс: (495) 312-26-22, эл. почта: ko-ckb@mail.ru

В докладе представлены результаты разработки вакуумных криостатируемых корпусов (ВКК) для матричных фотоприемных устройств на основе квантовых ям.

Разработана рабочая конструкторская и технологическая документация для изготовления ВКК двух вариантов исполнения:

ВКК-384 под матрицу формата 384х288 элементов, предназначен для стыковки с микрокриогенной системой (МКС) КВО.0754.000, имеющей холодопроизводительность 350 мВт при температуре криостатирования 65 К,

ВКК-640 под матрицу формата 640х512 элементов, предназначен для стыковки с МКС КВО.0754.000, имеющей холодопроизводительность 500 мВт при температуре криостатирования 65 К.

Изготовлены опытные образцы ВКК обоих вариантов исполнения и проведены их предварительные испытания. Результаты испытаний показали, что собственные теплопритоки криостатов не превышают 200 мВт, по этому параметру криостаты не уступают лучшим зарубежным образцам ВКК.

Матричные фотоприемные модули на основе фотоприемника ФП2М

П.Д. Гиндин, В.В. Карпов, М.Е. Козырев, В.И. Петренко, **К.В. Чиж**
ОАО «Швабе-Фотосистемы», Москва,
117545 Днепропетровский проезд 4А, стр.3А
тел: (495) 315-73-56, факс: (495) 312-26-22, эл. почта: ko-ckb@mail.ru

В докладе представлены результаты разработки и опытной эксплуатации фотоприемных модулей (ФПМ) (ТУ 6349-013-07539943-2010), выполненных на основе фотоприемника ФП2М (КНГУ.928.00.00 ТУ) формата 320х256 элементов и предназначенных для работы в составе перспективных тепловизионных приборов и каналов, использующих несканирующие устройства «смотрящего» типа для формирования изображения.

ФПМ поставляются в двух вариантах исполнения:

- ФУК143М (ЖИАЮ.432235.096), предназначенный для стыковки с МКС типа МСМГ 3В-1/80 КВО.0733.000.03;
- ФУК151М (ЖИАЮ.432235.098), предназначенный для интегральной стыковки с МКС типа «Сапфир-МКС» (аналог МКС К508 фирмы Ricor).

Опыт работы с ФП2М позволяет сделать вывод о том, что фотоприемник выполнен на современном техническом уровне и по фотоэлектрическим параметрам близок к зарубежным аналогам, хотя и уступает последним по некоторым эксплуатационным характеристикам, например, по количеству циклов захолаживания и количеству дефектных элементов.

Рассмотрены основные дефекты ФПМ, проявлявшиеся в процессе эксплуатации.

Подробно изложен процесс сборки фотоприемных модулей на основе фотоприемника ФП2М.

МФПУ формата 640x512 с шагом 15 мкм на основе гомоэпитаксиальной структуры InSb

К.О. Болтарь[1, 2)], И.Д. Бурлаков[1, 3)], П. В. Власов [1)],
П.С. Лазарев[1, 2)], А.А. Лопухин [1)], К.С. Журавлев [4)]
[1] *ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», Москва, 111538, Косинская ул., 9*
[2] *МФТИ (ГУ), МО, Долгопрудный, 141700, Институтский пер., 93*
[3] *МТУ (МИРЭА), Москва, 119454, пр-т Вернадского, 78*
[4] *ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
тел:+7 (499) 374-9400, эл. почта: orion@orion-ir.ru

Исследованы характеристики матричного фотоприемного устройства (МФПУ) формата 640x512 элементов с шагом 15 мкм с фоточувствительным элементом, изготовленным в эпитаксиальном слое антимонида индия с выращенным *p-n* переходом на отечественной высоколегированной подложке. Проведено сравнение фотоэлектрических характеристик и пространственного разрешения МФПУ на основе эпитаксиального InSb с аналогичными серийными МФПУ на основе объемного антимонида индия.

Для изготовления матриц фотодиодов как для эпитаксиальных, так и для объемных структур InSb использовалась меза-технология с глубиной разделения элементов ~1мкм [1, 2]. Матрицы фоточувствительных элементов (МФЧЭ) гибридизировались индиевыми микроконтактами с БИС считывания и утоньшались до толщины 10 ÷ 20 мкм. Для объемных утоньшенных структур InSb однородность толщины и качество пассивации обратной стороны чувствительного слоя имеет огромное значение [3], а для эпитаксиальных структур эти характеристики гарантируются процессом эпитаксиального выращивания.

По основным фотоэлектрическим параметрам МФПУ, в том числе по среднему значению эквивалентной шуму разности температур и количеству дефектных элементов МФПУ на основе эпитаксиального InSb, не уступают серийным МФПУ на основе объемного антимонида индия.

Пространственное разрешение оценивалось по глубине модуляции выходного сигнала МФПУ формата 640x512 элементов с шагом 15 мкм с относительным отверстием холодной диафрагмы 1:4 и объективом с фокусным расстоянием 205 мм на мире Фуко. В таблице приведена зависимость глубины модуляции выходного сигнала от толщины МФЧЭ на пространственных частотах миры 3,5 мрад$^{-1}$ и 5,5 мрад$^{-1}$.

Тип МФПУ	Толщина МФЧЭ, мкм	Глубина модуляции	
		мира 3,5 мрад$^{-1}$	мира 5,5 мрад$^{-1}$
Эпитаксиальный	5	0,72	0,44
Объемный	10	0,70	0,37
Объемный	11	0,64	0,30
Объемный	15	0,45	0,14

По пространственному разрешению МФПУ на основе эпитаксиального InSb превосходят МФПУ на основе объемного антимонида индия.

Литература

1. И.Д. Бурлаков, К.О. Болтарь и др.// Успехи прикладной физики. 2015. Т. 3, № 6. С. 559-565.
2. К.О. Болтарь, П.В. Власов и др.// Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1, № 6. С. 733-738.
3. К.О. Болтарь, А.А. Лопухин и др.// Прикладная физика. 2013. № 6. С. 67-70.

Матричные фотоприемники форматом 384x288 для дальнего ИК диапазона 8-10 мкм с микросканированием

В.С. Варавин[1)], **В.В. Васильев**[1)], С.А. Дворецкий[1)], А.В. Зверев[1)], В.Д. Кузьмин[1)], Ю.С. Макаров[1)], А.В. Предеин[1)], В.Г. Ремесник[1)], И.В. Сабинина[1)], А.О. Сусляков[1)], Г.Ю. Сидоров[1)], Ю.Г. Сидоров[1)], А.В. Латышев[1)], И.И. Кремис[2)], Д.А. Толмачев[2)], Р.А. Гладков[2)], В.А. Моисеев[2)], К.П. Шатунов[2)], Е.О. Ульянова[2)], А.А. Горшков[2)], П.А. Сысоев[3)], С.С. Милосердов[3)]

[1]*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, 630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13, тел.: 383-333-10-82, e-mail: vas@isp.nsc.ru*

[2]*Филиал ИФП СО РАН "КТИПМ", Новосибирск, 630090, Николаева 8*

[3] *Филиал 46 ЦНИИ МО РФ, Мытищи МО,141006*

Для целого ряда применений представляют интерес матричные фотоприемники (МФП) формата 384x288. Это связано с меньшей массой и габаритом, требующих меньшего энергопотреблением. Современные тенденции развития предъявляют повышенные функциональные свойства (режим окна, высокая кадровая частота и т.д.), а также фотоэлектрические характеристики МФП.

В данной работе представлены первые результаты, полученные в результате разработки конструкции и технологии изготовления матричных фотоприемников форматом 384x288 с шагом 25 мкм с улучшенными функциональными возможностями, включая микросканирование, и повышенными характеристиками. Разность температур, эквивалентная шуму NEDT = 30.2 мК, работоспособных элементов - 99,42 %.

Разработан метод фильтрации остаточной неоднородности чувствительности (ОНЧ) и дефектов изображения в матричных тепловизорах на основе частотного разложения, с использованием микросканирования. Метод предназначен для использования в тепловизорах, осуществляющих двухточечную схему коррекции выходного сигнала фотоприемника.

Метод коррекции был опробован в тепловизионных каналах на базе фотоприемников МФП 384×288 с шагом фоточувствительных элементов 25 мкм. Частота кадров выходного видеопотока в каналах составляет 50 Гц. В каналах использовался микросканер на основе смещения оптического компонента с шагом микроперемещения проекции изображения до 150 мкм, для каждого канала устанавливалась величина микроперемещения 5 пикселей. Применение метода позволило полностью удалить остаточную неоднородность и дефекты из изображения.

На рисунке 1 приведены изображения, полученные в канале на базе МФП 384×288 до и после применения фильтрации.

а *б*

Рис. 1. а – исходное изображение; б – изображение после фильтрации.

Метод оценки и формирования сигналов смещения проекции изображения в тепловизорах с использованием микросканера

Р.А. Гладков, И.И. Кремис, М.С. Юношев
Филиал ИФП СО РАН "КТИПМ", Новосибирск, 630090, просп. Лаврентьева, 2/1
тел: (383) 330-91-06, эл. почта: igor21738@ngs.ru

На сегодняшний день разработаны и испытаны методы фильтрации изображения, цели и задачи которых состоят либо в увеличении разрешающей способности либо в борьбе с дефектными элементами матрицы [1]. Несмотря на разнообразие, большинство методов требует определённой настройки оборудования. Так, например, для реализации метода фильтрации дефектных элементов необходимо сместить проекцию изображения сцены, в плоскости матрицы, на расстояние кратное геометрическим размерам апертуры пиксела. Режим работы микро сканера, повышающий разрешающую способность тепловизора, связан со сдвигом проекции сцены на пол элемента. Совершенно ясно, что без решения задач, позволяющих сформировать определённое значение смещения, реализация методов фильтрации представляется мало эффективной процедурой.

Метод формирования смещения может быть реализован как в «ручном» так и автоматическом режиме. В автоматическом режиме настройка производится в соответствии с бок схемой рис.1. Результатом работы программы является получение значения воздействующего фактора, формирующего смещение проекции, например, значения напряжения приложенного к пьезоактюаторам (ПА). Работа программы основана на получении зависимости значений потенциалов идущих подряд нескольких пикселов, от приложенного воздействующего фактора, в нашем случае напряжения приложенного к ПА. В оперативной памяти прибора хранятся данные, на базе которых построен график, изображённый на Рис.2.

Рис. 1.

На графике символами F1, F2 и F3 обозначены потенциалы трёх пикселов лежащих в одной строке и идущих друг за другом. На оси абсцисс отложены значения воздействующего фактора (напряжения), ось ординат общая. Все три пиксела «следят» за перемещением объекта сцены, находящегося на бесконечно удалённом расстоянии от ФПУ. Объект проецируется на один столбец матрицы. После построения графиков необходимо найти точки пересечения кривых на крутых участках. Таких точек две. Они соответствуют значению 1050 условных единиц. Если опустить перпендикуляры из данных точек на ось абсцисс, то получим разностное значение ΔU, соответствующее необходимому значению напряжения, приложив которое к ПА, получим смещение проекции изображения на расстояние в один пиксел. Для смещения в пол элемента необходимо приложить напряжение равное равно половине ΔU.

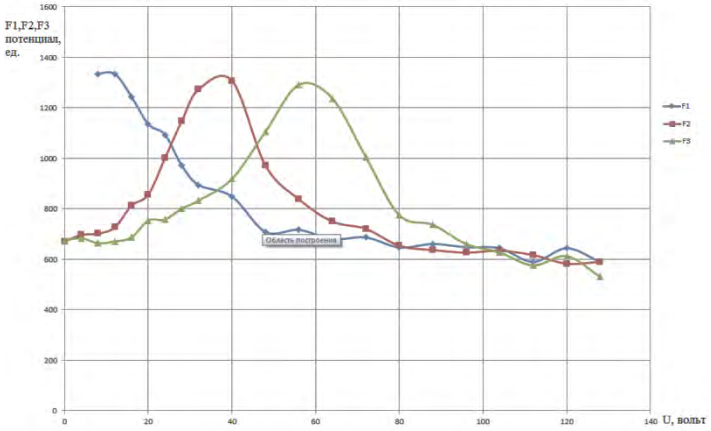


Рис. 2.

Данный метод не ограничивается использованием только в микро сканерах на базе ПА. В качестве аргументов могут быть использованы значения любых воздействующих факторов определяющих смещение проекции сцены.

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.

Применение ПЗС-фотоприемников в составе активно-импульсных приборов наблюдения

А.А. Голицын, Н.А. Сейфи
Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», Новосибирск, 630090, просп. Лаврентьева, 2/1
тел: +7 (383) 3309188, эл. почта: aag-09@yandex.ru

Предложен способ управления ПЗС-фотоприемником со строчным переносом в составе активно-импульсного прибора наблюдения, при котором не требуется наличия в конструкции прибора электронно-оптического преобразователя (ЭОП), традиционно используемого в качестве быстродействующего затвора. Причинами отказаться от использования ЭОП в конструкции приборов являются потребности в уменьшении габаритов и массы за счет исключения как самого ЭОП, так и необходимой для его согласования с фотоприемником проекционной оптической системы.

Многие современные ПЗС и КМОП фотоприемники обладают функцией «электронного затвора», необходимой для управления временем экспозиции изделия. На практике использование электронного затвора в соответствии с документацией на фотоприемник не позволяет реализовать на его основе активно-импульсный метод, т.к. мощности единичного импульса подсветки и времени экспозиции оказывается недостаточным для наблюдения кадра изображения сцены.

В работе предложен альтернативный способ использования электронного затвора, при котором осуществляется управление ПЗС-фотоприемником недокументированным способом. Управление реализуется с учетом физического принципа построения ПЗС-фотоприемников со строчным переносом и с использованием секции переноса фотоприемника в качестве дополнительной накопительной секции. Подробно способ описан в [1].

Работоспособность предложенного метода наблюдения проверялась экспериментально, для чего был использован специально спроектированный прибор-стенд [2]. При управлении на стенде вручную устанавливалось значение минимального расстояния и проверялось, перестанут ли давать блик наблюдаемые мишени, если задать расстояние большее, чем расстояние, на котором они находятся от наблюдателя. В качестве фотоприемников использовались ПЗС-матрицы производства Sony ICX445ALA и ICX618ALA с прогрессивной разверткой и ПЗС-матрицы ICX659ALA и ICX279AL-E с чересстрочной разверткой.

Эксперименты показали, что для устойчивого наблюдения блика мишеней, роли которых играли оптический прицел и катафот, в условиях освещенности «солнечный день» на расстоянии 300 метров достаточно 15–20 импульсов лазерного излучателя. Для наблюдения мишеней на расстоянии 800 метров необходимо 70–90 импульсов. Основной эффект достигается тем, что при предложенном способе управления фотоприемником общее время экспозиции кадра изображения становится сопоставимым с длительностью лазерной подсветки, благодаря чему соотношение сигнал/фон возрастает до приемлемых для наблюдения объектов-мишеней значений.

Литература

1. Способ активно-импульсного видения: заявка на изобретение Российской Федерации / Голицын А.А., Сейфи Н.А.; заявитель Институт физики полупроводников СО РАН – заявка на изобретение № 2017100286 от 09.01.2017.
2. Лабораторный стенд для исследования возможностей ПЗС-фотоприемника по использованию в составе активно-импульнсых приборов // XII международная конференция «Прикладная оптика 2016», г. Санкт-Петербург, 14–18 ноября 2016. Сборник трудов в 3 томах. Том 2. – СПб.: Изд-во ГОИ, 2016. С.201–202.

Линейчатый ИК фотоприемник формата 288×4 MWIR диапазона

В.В. Васильев, В.С. Варавин, **А.В. Вишняков,** С.А. Дворецкий, В.Г. Ремесник, И.В. Сабинина, Г.Ю. Сидоров, Ю.Г. Сидоров, А.О. Сусляков, М.В. Якушев
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск,
630090, пр. ак. Лаврентьева, 13
эл. почта: vishn@isp.nsc.ru

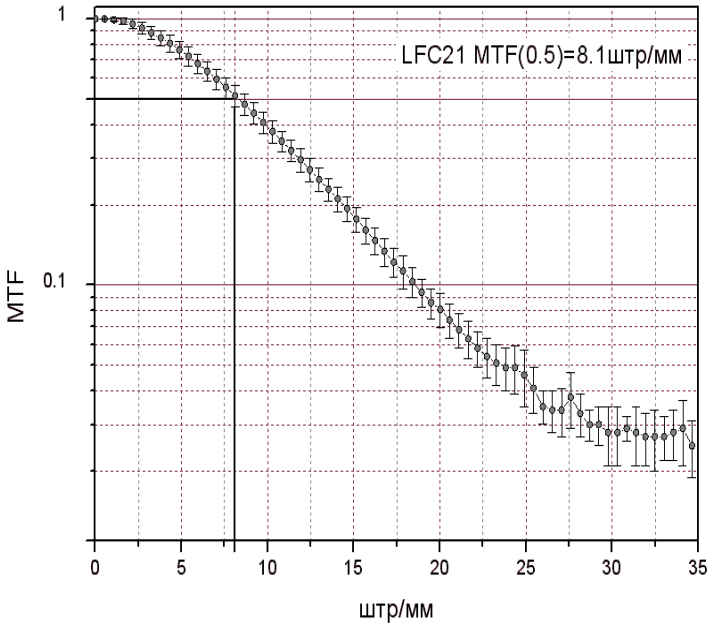
Линейчатые КРТ фотоприемники широко используются в качестве ИК фотоприемных устройств. Обычно они работают в LWIR диапазоне, т.к. при этом небольшое время интегрирования хорошо подходит для работы сканера. При работе в MWIR диапазоне ограничение на время интегрирования определяет эффективность линейчатого фотоприемника.

На подложках Si(310) были выращены слои КРТ с составом x = 0.3 и толщиной фоточувствительного слоя 8 мкм. Из структур КРТ p-типа с помощью ионной имплантации бора были изготовлены матричные фоточувствительные элементы (ФЧЭ) формата 288×4 стандартной топологии [1].

Параметры линейчатых MWIR-фотоприемников 288x4

	$T_{инт}$=40μc	$T_{инт}$=70μc	$T_{инт}$=100μc
$D^*_{\lambda max}$, 10^{11} Гц$^{1/2}$×см×Вт$^{-1}$, пиксел 30x28μm	0.4-2.1	1.3-3.6	2.3-4.2
$S_{v\lambda max}$, 10^8В/Вт	1.5-3.8	5-13	12-20

Удельная обнаружительная способность $D^*_{\lambda max}$ и вольт-ватная чувствительность $S_{v\lambda max}$ полученных фотоприемников приведены в таблице. Правая граница диапазона фоточувствительности составляла 5-5.3,μm. При малых $T_{инт}$ (40μсек) $D^*_{\lambda max}$ ухудшается за счет близости сигнала к нижнему краю измеряемого диапазона заряда, где вольт-ватная чувствительность $S_{v\lambda max}$ понижена и шум дополнительно ухудшается шумом мультиплексора, с ростом $T_{инт}$ заряд на накопительных емкостях растет и $D^*_{\lambda max}$ приближается к оптимуму. Улучшение $D^*_{\lambda max}$ нами также наблюдалось при малых $T_{инт}$ при увеличении фоновой засветки На рисунке показана функция передачи модуляции, простран-ственное разрешение составляет ~8.1штр/мм.



Функция передачи модуляции. линейчатых MWIR фотоприемников. MTF(0.5)=8.1штр/мм

Литература

1. V. V. Vasiliev и др. MCT heteroepitaxial 4×288 FPA. Infrared Physics&Technology, v. 44, p. 13-23, 2004.

Юстировка сканирующего устройства на основе многорядного фотоприемника с режимом ВЗН по изображению оптической щели

Г.И. Громилин[1)], **В.П. Косых[1,2)]**, К.В. Козлов[3)], В.Н. Васильев[4)]
[1]Институт автоматики и электрометрии СО РАН,
630090, г. Новосибирск, проспект Академика Коптюга, 1
[2]Новосибирский государственный университет,
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2
[3]АО «НПО «Орион»,111538, г. Москва, ул. Косинская, 9
[4]АО «НИИ ОЭП»,
188540, г. Сосновый Бор Ленинградской обл., ул. Ленинградская, 29

Сканирующие приборы на основе многорядных фотоприемников, обеспечивая повышенное разрешение, предъявляют значительно более жесткие требования к юстировке, чем приборы с однорядными приемниками. В работе предлагается новый способ измерения и оценивания скорости сканирования, существенно влияющей на качество формируемого дискретного изображения. Предложен алгоритм оценивания отклонения скорости без использования тест-объектов, по реальным изображениям. Точность оценок рассчитана аналитически и подтверждена посредством имитационного моделирования.

Применение в сканирующих устройствах многорядных фотоприемных линеек, работающих в режиме временной задержки и накопления (ВЗН), обеспечивает значительное повышение отношения сигнал/шум в регистрируемом изображении. В отличие от приборов «смотрящего» типа, в сканирующем приборе можно получить отсчеты с шагом, меньшим шага размещения фоточувствительных элементов линейки. Увеличение частоты отсчетов поперек направления сканирования достигается применением в фотоприемнике нескольких линеек, взаимно смещенных в этом направлении [1]. Однако, как показано в [2], пространственное разнесение линеек, обусловленное топологией, обеспечивающей режим ВЗН, предъявляет более жесткие требования к поддержанию номинальной скорости и ориентации фотоприемника относительно направления сканирования. В связи с этим при юстировке сканирующего прибора, использующего несколько линеек, возникает необходимость в разработке способов более точного измерения этих параметров.

Исследованы статистические характеристики оценок параметров юстировки сканирующего устройства, в котором для повышения разрешения поперек направления сканирования применяется многорядный фотоприемник с режимом ВЗН. Оценки получаются в результате анализа изображений оптической щели, формируемых устройством. Показано, что при отношении С/Ш=20 даже на коротком изображении щели (36 отсчетов поперек направления сканирования) достигается достаточно высокая точность оценки отклонения скорости (~0.03%) и удовлетворительная точность оценки угла ориентации фотоприемника (~3 угловых минуты). Увеличение длины щели, как и следовало ожидать, позволяет увеличить точность оценок.

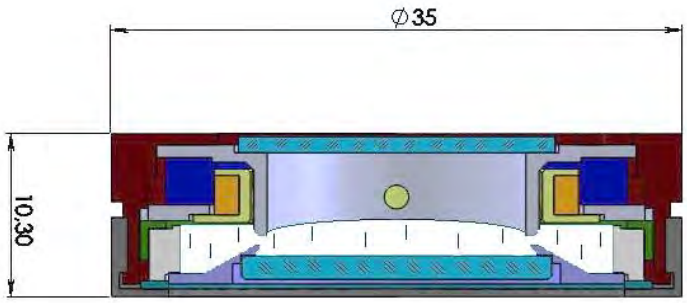
Литература

1. В.Д. Бочков, Б.Н. Дражников, П.А. Кузнецов, К.В. Козлов, В.Н. Соляков. Особенности ФПУ с режимом ВЗН формата 1024×10 на основе КРТ. //Прикладная физика, 2014, №1, с. 58-61
2. Г.И. Громилин, Б.Н. Дражников, К.В. Козлов, В.П. Косых, С.А. Попов, А.К. Шакенов. Моделирование процесса сканирования изображений с использованием матричных фотоприемников. // Труды XXVI Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. 24-27 мая 2016 г., с. 200-205. ГНЦ РФ АО «Орион», М., 2016

Макет жидкостной линзы с электроуправляемой оптической силой

Д.В. Алантьев, А.В. Голицын**,** А.В. Гельфанд
Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», 630090, , г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 2/1
тел. (383) 3-309-111, эл. почта: alan80@inbox.ru

В Филиале ИФП СО РАН «КТИПМ» разработан и исследован макет жидкостной линзы с электроуправляемой оптической силой. Разработанная электроуправляемая жидкостная линза предназначена для использования в оптических системах оптико-электронных приборов в качестве компонента способного с высокой скоростью осуществлять подфокусировку оптической системы, изменять увеличение системы или расходимость излучения. Компонент представляет собой герметичную прозрачную кювету, ограниченную плоским стеклом и гибкой мембраной из прозрачного эластомера. Электромагнитный актюатор, пропорционально подаваемому току, вытесняет оптическую жидкость из периферийной зоны к рабочей зоне в пределах светового диаметра, изменяя кривизну гибкой мембраны и, соответственно, оптическую силу жидкостной линзы.



Оптическая жидкость имеет показатель преломления N_d=1.3 и дисперсию меньшую чем у флюорита (число Аббе V_d=105), наиболее популярного оптического материала для задач требующих минимальной дисперсии. Спектральный диапазон пропускания жидкостного компонента составляет от 0.3 до 2.5 мкм.

Световой диаметр жидкостной линзы составляет 10 мм. Габаритные размеры 35x10,3 мм.

Питающее напряжение составляет 5 В. Фокусное расстояние линзы, в зависимости от подаваемого тока от 0 до 300 мА, изменяется в пределах от 150 до 40 мм. Время перестройки фокусного расстояния между крайними положениями не превышает 20 мс.

Ресурс перестройки между крайними положениями составляет не менее 10 000 срабатываний.

Литература

1. А.В. Голицын, В.В Шелковников. Исследования жидкостной оптики // Тезисы Российской конференции по актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники «ФОТОНИКА-2015», Новосибирск, 12-16 октября 2015 г., стр. 169.
2. А.В. Голицын Электроуправляемый широкоспектральный объектив с жидкостными линзами // Тезисы Российской конференции по актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники «ФОТОНИКА-2015», Новосибирск, 12-16 октября 2015 г., стр. 90.
3. Д.В. Алантьев, С.В. Хрящев, Результаты экспериментального исследования электроуправляемого широкоспектрального объектива с жидкостными линзами // Тезисы Российской конференции по актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники «ФОТОНИКА-2015», Новосибирск, 12-16 октября 2015 г., стр. 167.

Исследование применения микросканирования для увеличения геометрического разрешения тепловизионного изображения

Д.А. Толмачев, И.И. Кремис, М.С. Юношев
Филиал ИФП СО РАН "КТИПМ", Новосибирск,630090, просп. Лаврентьева, 2/1
тел: (383) 330-91-06, эл. почта: dtoll@yandex.ru

Кристалл матричного фотоприемного устройства (МФПУ) образован периодически расположенными фотоэлементами. При проецировании сцены наблюдения на матрицу фотоэлементов приемник действует как фильтр пространственных частот, чей период ограничивается периодом разложения фотоэлементов приемника. Для увеличения угловой разрешающей способности и дальности действия тепловизионного канала применяется микросканирование.

При микросканировании для повышения разрешения тепловизионной системы, происходит перемещение сцены наблюдения относительно приемника излучения на величину кратную половине периода фоточувствительных элементов матрицы. Таким образом, при четырехточечной траектории перемещения из четырёх кадров низкого разрешения получается один кадр более высокого разрешения.

Ниже представлена температурная частотная характеристика (ТЧХ) тепловизионного канала, выполненного на базе ФПУMARSLW фирмы Sofradir, имеющего формат 320×256 пикселей. Верхний график соответствует каналу без использования микросканирования – формат кадра 320×256, нижний график отображает значения канала с использованием режима микросканирования –формат кадра 640×512, полученныйв результате работы алгоритма увеличения пространственного разрешения из четырех совмещенных между собой микросканов сцены наблюдения. На оси абсцисс обозначена угловая пространственная частота за коллиматором с фокусом 2140 мм. По оси ординат обозначено значение МРРТ в градусах Цельсия.

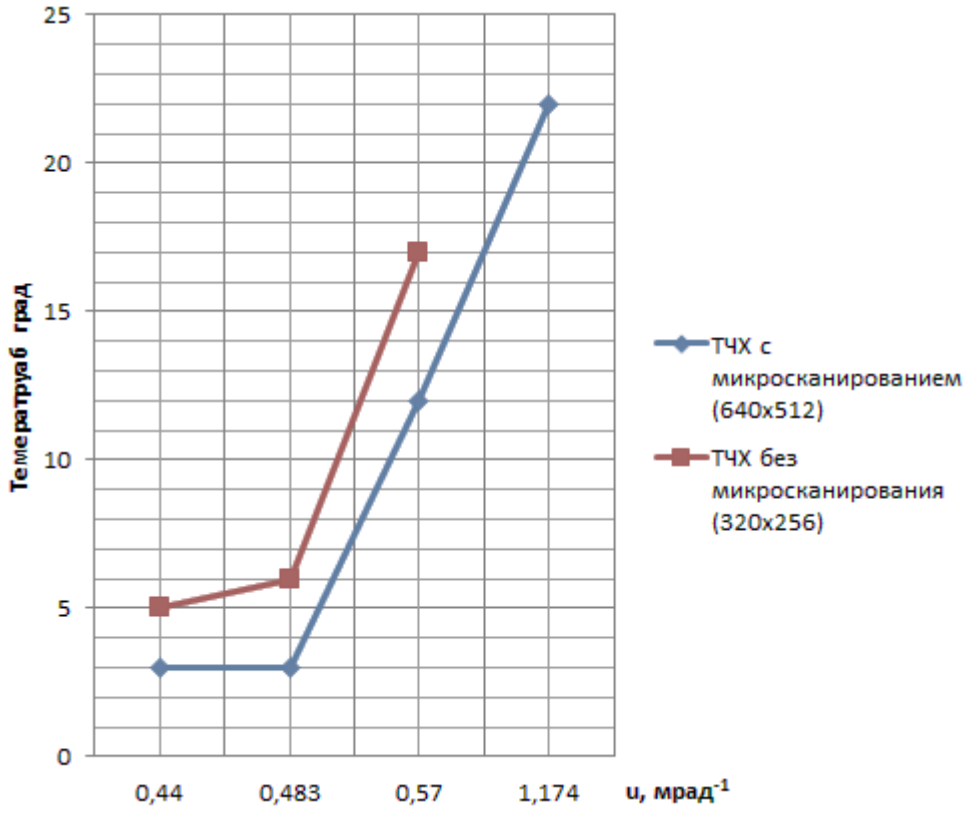


Рис. 1 – ТЧХ с применением микросканирования (ромбы) и без него (квадраты)

Теоретическое и экспериментальное исследование пьезооптического преобразователя для высокочувствительных датчиков деформаций

П.С. Загубисало, А.Г. Паулиш
Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», Новосибирск, 630090, проспект Академика Лаврентьева, 2/1
тел:+ 7 (383) 330-97-49, внут. номер 365, эл. почта: peter.zagubisalo@gmail.com

Эффект фотоупругости используется для измерения напряжений или деформаций. Механические напряжения, прикладываемые к изотропному материалу, приводят к анизотропному изменению коэффициента преломления. При падении поляризованной световой волны на напряжённый материал образуется дополнительная разность фаз между компонентами поляризации поперек и вдоль оси напряжений. Преобразование разности фаз в выходной электрический сигнал, пропорциональный величине приложенной нагрузки, осуществляется с помощью пьезооптического преобразователя (ПП) (Рис. 1). Датчик деформаций состоит из ПП, помещенного в адаптивный элемент (АЭ), который закреплён на контролируемом объекте (КО). КО и АЭ передают напряжение на ФЭ, который является частью ПП. В моделировании датчика рассматривался ФЭ, изготовленный из плавленого кварца. В работе [1] был определён оптимальный баланс между повышением чувствительности ПП и изменением порога разрушения ФЭ за счет изменения формы ФЭ. В расчётах были использованы три модели: (а) модель ФЭ + АЭ + КО для расчёта деформаций и напряжений ФЭ методом конечных элементов, и две модели прохождения света через элементы оптической схемы, учитывающие расстояния между элементами схемы, изменения интенсивности и поляризации на элементах схемы, (б) пути лучей от светодиода к фотодиоду, мощность излучения, диаграмму направленности светодиода, чувствитель-ность и геометрию фотодиодов, (в) вращения элементов оптической схемы относительно оптической оси (вектор Стокса и матрицы Мюллера). С их помощью определена оптимальная пара светодиод и фотодиод и оптимальные расстояния между узлами ПП, что позволило уменьшить ток светодиода и рассеиваемую мощность и, тем самым, уменьшить влияние температуры на выходной сигнал ПП. Большая часть обнаруженного в эксперименте температурного "дрейфа" выходного сигнала ПП объясняется: а) асимметрией геометрии контролируемого объекта; б) одновременной неточной установке элементов оптической схемы и изменении пиковой длины волны светодиода с температурой. В результате моделирования и проведения экспериментов определены предельные параметры ПП: диапазон измеряемой деформации = 3.5×10^{-12} м ÷ 1.7×10^{-7} м, при этом, минимальная детектируемая относ. деформация равна 2.7×10^{-10} (относ. диаметра ФЭ 12 мм). Диапазон измеряемой силы = 0.29×10^{-3} ÷ 14 Н, чувствительность 36 мкА/нм или 470 мкА/Н. В результате сравнения предлагаемого датчика деформации с датчиком для калибровки силоизмерительных машин, параметры пьезооптического датчика оказались не хуже, а по некоторым параметрам лучше калибровочного датчика.

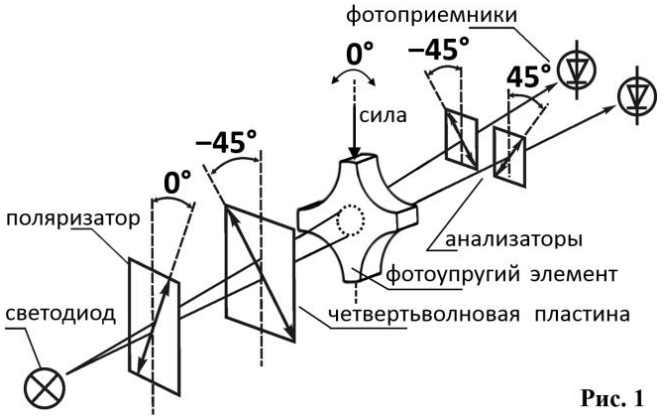


Рис. 1

Литература

1. А.Г. Паулиш, П.С. Загубисало. Фотоупругий элемент для пьезооптических датчиков деформаций. Письма в ЖТФ, том 41, вып. 13 (2015).

Перспективы использования систем на кристалле (СнК) в тепловизионных и многоспектральных приборах

Г.Е. Журов, **М.Ю. Цивинский,** К.Р. Яминов
Филиал ИФП СО РАН «Конструкторско-технологический институт прикладной микроэлектроники», Новосибирск, 630090, проспект Академика Лаврентьева, 2/1
тел:+7 (383) 330-91-11, эл. почта: m_tsiv@mail.ru

Современные тепловизионные, многоспектральные и комплексные приборы характеризуются большими и постоянно возрастающими требованиями к системе обработки входного потока (потоков) данных.

В настоящее время практически вся основная обработка данных производится цифровым способом, применяя комбинации специализированных и универсальных вычислительных устройств и блоков. Кроме того, используемые вычислительные блоки можно разделить на устройства потоковой обработки данных и классические процессорные устройства. Назначение первых — осуществление очень большого объема однородных вычислений над регулярными структурами данных (кадры, полученные с сенсоров, промежуточные результаты многомерной фильтрации и т.п.). Назначение вторых — реализация разветвленных алгоритмов, как правило, оперирующих со вторичными интегральными характеристиками (полученными на основе обработки входных потоков) и не требующих очень высокой производительности в сравнении с потоковыми вычислителями. Таким образом, вычислительная система для обработки данных представляет собой гетерогенную систему, в которой потоковые вычислители, как правило, реализуются на программируемых логических интегральных схемах (ПЛИС) или специализированных заказных микросхемах, а «классические» вычислители – на процессорах общего назначения или сигнальных процессорах.

До недавнего времени физическая реализация системы обработки данных представляла собой электронную плату (или набор плат), на которых, собственно, и размещались компоненты этой гетерогенной системы, а также сопутствующие им вспомогательные компоненты.

Новый тренд создания таких устройств — это их построение на базе так называемых систем на кристалле (СнК). В таких системах все основные компоненты гетерогенной вычислительной системы, которые ранее размещались на плате, находятся внутри одного кристалла (микросхемы). Такой подход приводит к появлению качественно новых возможностей систем обработки данных. Система на плате имеет ограниченные возможности по организации соединений (шины данных, управляющие сигналы) между блоками гетерогенной системы. Это ограничение касается в целом как размерности шин, так и скорости передачи данных. Системы на кристалле более чем на порядок поднимают порог по обоим этим критериям. Системы на кристалле содержат в своем составе многоядерные современные процессоры, на различных ядрах которых может быть установлен гетерогенный набор операционных систем (ОС), предназначенный для решения различных по сути задач, которые не могут быть эффективно решены при использовании одной ОС.

Литература

1. Г.Е. Журов, М.Ю. Цивинский. Универсальная модульная реконфигурируемая система для обработки сигналов тепловизионных и многоканальных приборов в реальном времени. Известия вузов. Приборостроение. 2014, Том 57, №5. стр. 44-46 (2014).
1. Журов Г.Е., Цивинский М.Ю. Применение парадигмы высокопроизводительных реконфигурируемых вычислительных систем для построения тракта обработки изображения в тепловизионных и многоканальных приборах. ГЕО-СИБИРЬ-2010. Международный научный конгресс. 19-29 апр. 2010 года. Тез. Докладов. / КТИ НП. – Новосибирск, 2010.
2. Scott Hauck, Andre Dehon (Ed.). Reconfigurable computing: the theory and practice of FPGA-based computation. – Elsevier, Burlington, MA, USA, 2008.

Инфракрасная термография с математической поддержкой –высокоэффективный тренд в развитии современного тепловидения

Б.Г. Вайнер

Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова Сибирского отделения РАН, Новосибирск, 630090, пр. Академика Лаврентьева, 13
Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, 2
тел: +7 (383) 3307781, эл. почта: BGV@isp.nsc.ru

Широкое использование матричных детекторов ИК излучения в тепловизионных камерах взамен одноэлементных или линейчатых фотоприемников существенно увеличило информативность ИК термографии в экспериментальных научных исследованиях [1–3]. В течение последних лет было продемонстрировано [4–6], что возможности матричного тепловидения могут быть и дальше значительно расширены, если количественный анализ тепловых изображений осуществлять не путем тривиального сравнения показаний в конечном числе точек температурного поля, а применять к отдельным термограммам и их непрерывным потокам методы адекватной математической и компьютерной обработки. Такой подход дает возможность извлекать новую значимую информацию, скрытую в тепловизионных данных. В особенности, это касается анализа динамических тепловых процессов, регистрируемых с высокой скоростью записи термограмм (~100 кадров в секунду).

В докладе на конкретных примерах показано, что математическая и компьютерная обработка тепловизионных данных (вейвлет-преобразования, методы нелинейной динамики и др.) приводит к выявлению новых свойств объектов исследования. Это относится к анализу резко гетерогенных тепловых полей [4], исследованию респираторных характеристик, прецизионно измеренных у людей и лабораторных животных оригинальным тепловизионным методом SEIRT [2, 6], и др.

Высокоэффективным трендом в развитии тепловидения сегодня представляется интегрирование электронной технологии преобразования тепловых полей в цифровые изображения со встраиваемой в тепловизионную систему технологией математической обработки и анализа данных в реальном масштабе времени.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-02-07680).

Литература

1. Vainer B.G. Focal plane array based infrared thermography in fine physical experiment / J. Phys. D: Appl. Phys., 2008. V. 41. P. 065102 (12 pp.).
2. Vainer B. G. Lasers and infrared thermography: advantageous cooperation / Appl. Optics. 2016. V. 55. P. D95–D100.
3. Mel'gunov M. S., Ayupov A. B., Fenelonov V. B., Vainer B. G. Direct contact-free real-time acquisition of temperature profiles in adsorbent bed during vacuum swing adsorption / Adsorption, 2013. V. 19. P. 835–840.
4. Вайнер Б. Г., Москалев А. С., Тарков М. С. Применение тепловидения для качественного и количественного анализа состояния системы кровообращения / Гл. VI в кн.: Система кровообращения и артериальная гипертония: биофизические и генетико-физиологические механизмы, математическое и компьютерное моделирование / Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2008. 252 с. – С. 205–249.
5. Yaying L., Yao J., Yap-Peng T. Respiratory rate estimation via simultaneously tracking and segmentation / IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition - Workshops (CVPRW), 2010. P. 170.
6. Вергунов Е. Г., Вайнер Б. Г. Модификация метода Блэнда-Алтмана и её применение для оценки согласованности сердечного и дыхательного ритмов / Вестник психофизиологии. 2016. № 4. С. 34–45.

Получение крупногабаритных германиевых окон с повышенной оптической однородностью на установке «РЕДМЕТ-30»

К.Е. Аношин[1], **О.М. Алимов[1], М.А. Гоник[2]**, А.В. Наумов[2]
[1]ООО «Инфракристалл», 140081, г. Лыткарино, ул Парковая ,д..1
[2]Центр материаловедения «Фотон», 601655, г. Александров, ул. Ческа Липа, д. 10
тел: (495) 215-13-59, эл. почта: gelab@rambler.ru

В современных оптических системах, работающих в ИК-области спектра, в качестве материала инфракрасных окон и линз используют германий. Сегодня существует тенденция увеличения диаметра используемых кристаллов Достоинством германия является возможность изготавливать крупногабаритные элементы, обладающие однородностью показателей преломления и прозрачности. Крупногабаритные кристаллы германия получают, как правило, модифицированным способом Степанова с применением погружного вращающегося формообразователя (ПВФ), либо классическим методом Чохральского с последующей резкой вдоль оси роста [1-3]. Данные способы позволяют получать кристаллы диаметром до 400 мм. Однако при увеличении диаметра кристаллов, начиная с 200 мм, возникает ряд существенных трудностей. Также данные методы достаточно сложны в инструментальном исполнении, а метод Чохральского требует дорогостоящей большой загрузки. В данном докладе рассматриваются результаты серии экспериментов по выращиванию плоских заготовок из германия методом направленной кристаллизации в изложнице применительно к модернизированной установке «Редмет-30» с камерой диаметром 700 мм (Рис. 1). Предложена оптимизированная конструкция сборки теплового экрана для графитовой изложницы с размерами до 450 мм и активными экранами-нагревателями, выполненными из графита.

Существенно более однородного распределения примеси можно добиться за счет использования при росте погруженного в расплав нагревателя [4]. Ламинарный характер течения позволяет эффективно управлять переносом массы в расплаве, меняя характер распределения

Рис. 1. Получение заготовок методом направленной кристаллизации в изложнице на уст-ке «Р-30»:
1 – внешний вид заготовки в изложнице (верхние экраны убраны);
2 – внешний вид заготовки

примеси по сечению и высоте кристалла. Теоретически [5] можно достичь макрооднородности в распределении легирующей примеси не хуже 0.3 - 0.5% даже для малой величиной коэффициента распределения (k = 0.03) Проведенное моделирование и результаты экспериментов показали, что может быть достигнуто радиальное распределение сурьмы по осям заготовки менее 3% при получении кристаллической структуры заготовки типа «квази-моно».

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. Богомаз А. В. Расчет температурных полей при выращивании крупногабаритных кристаллов германия методом погружного вращающегося формообразователя / А. В. Богомаз, Т. В. Критская, С. И. Стрилько // Металургія: наукові праці ЗДІА. – 2009. – Вип. 20. – С. 83-91.
3. А. В. Богомаз, Т. В. Критская, С. И. Стрилько http://www.zgia.zp.ua/gazeta/METALURG_22_21.pdf
4. Гоник М.А. Установка для выращивания монокристаллом методом ОТФ. Патент РФ № 2357021.
5. M.A. Gonik et al., Proc. Joint Xth European and VIth Russian Symposium on Physical Sciences in Microgravity, 1997, II, 158-161.

Синтез гетероструктур InAlAs/InGaAs на подложке (001)InP для СВЧ фотодиодов

Д.В. Дмитриев[1)], А.М. Гилинский[1)], А.И. Торопов[1)], А.П. Василенко[1)], А.С. Кожухов[1)], Д.В. Щеглов[1)], К.С. Журавлёв[1,2)]

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

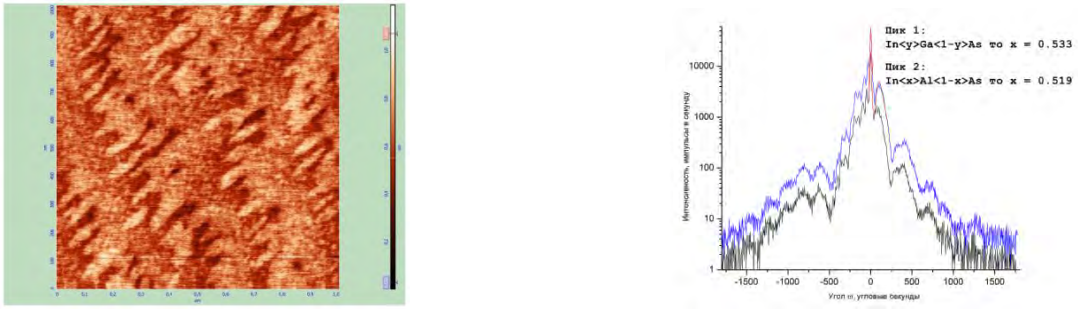
[2] *НГУ, Новосибирск, 630090, Пирогова, 2*

тел:+7 (383) 330-6945, факс:+7 (383)330-6945, эл. почта:ddmitriev@isp.nsc.ru

В работе проведены исследования, нацеленные на разработку технологии синтеза гетероэпитаксиальных структур $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ методом молекулярно-лучевой эпитаксии, согласованных по параметрам кристаллической решётки с подложкой (001)InP используемых для изготовления СВЧ фотодиодов телекоммуникационного спектрального диапазона.

В настоящее время на решёточно-согласованных с подложкой InAlAs/InGaAs/InP гетероэпитаксиальных структурах (ГЭС) получают лазерные и фотодиодные (ФД) структуры спектрального диапазона 1.3–1.6 мкм (окно прозрачности современных оптоволоконных линий связи), ФД для одиночных фотонов, мощные СВЧ ФД для систем передачи и обработки СВЧ сигналов, способные управлять последующей СВЧ цепью [1, 2]. Улучшение характеристик приборов требует повышения качества ГЭС. Например, для понижения темновых токов в ФД необходимо понижение концентрации дефектов или неконтролируемых примесей в InAlAs слоях [3]. Таким образом, для полной реализации теоретических возможностей InAlAs/InGaAs/InP ГЭС необходима оптимизация технологии синтеза как отдельных слоёв, так всей гетероструктуры.

Экспериментальные структуры синтезировались методом МЛЭ в установке Riber Compact – 21T. Отработаны режимы предэпитаксиальной термической очистки поверхности подложки (001)InP в высоковакуумной камере для формирования атомарно-чистой поверхности подложки. Синтезированы серии образцов $In_{0,52}Al_{0,48}As$ и $In_{0,53}Ga_{0,47}As$, в которых варьировались параметры роста: температура подложки и соотношения потоков растущих компонентов. Установлены условия роста отдельных легированных и нелегированных слоев, согласованных по параметрам кристаллической решетки с подложкой InP. Определены оптимальные условия роста многослойных ГЭС InAlAs/InGaAs/InP и выращены тестовые структуры. На АСМ картинах видны моноатомные ступени, среднеквадратичное значение шероховатости не превышает 0.6нм (рис.1а). Основные пики рентгеновской дифрактометрии, отвечающие за состав исследуемых слоёв ГЭС, согласуются с пиком подложки, что свидетельствует о решёточно-согласованных слоях (рис.1б). Такие ГЭС позволяют создавать СВЧ фотодиоды.



а б

Рисунок 1. (а) АСМ картина поверхности ГЭС. (б) Кривые качания рентгеновской дифрактометрии. Красный - подложка InP, синий - InGaAs, чёрный - InAlAs.

Литература

1. W. Knap, S. Rumyantsev, M.S. Vitiello, D. Coquillat, S. Blin, N. Dyakonova, M. Shur, F. Teppe1, A. Tredicucci, T. Nagatsuma. Nanotechnology, 24, 214002 (2013).
2. B.R. Nag. Physics of Quantum Well Devices. Kluwer Academic Publishers. C. 223 (2002).
3. K. Zhao, S. You, J. Cheng, and Y. Lo. Appl. Phys. Lett. 93 (15), 153504 (2008).

Влияние барьеров Швебеля на изменение морфологии слоя GaN при отжиге (Монте-Карло моделирование)

А.Н. Карпов[1)], К.А. Конфедератова[1)], Н.Л. Шварц[1,2)]
[1]*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, г. Новосибирск, 630090, пр-т Лаврентьева, 13*
[2]*Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, 630073, пр-т К. Маркса, 20*
тел: (383) 333-1475, факс: (383) 333-2771, эл. почта: ank@isp.nsc.ru

Интерес к полупроводниковым структурам на основе нитридов элементов III группы обусловлен перспективой их применения в современных оптоэлектронных приборах. Традиционными способами получения квантовых точек (КТ) GaN в матрице AlN является рост по механизму Странского-Крастанова или методом капельной эпитаксии. Недавно был предложен новый метод формирования КТ нитрида галлия с низкой плотностью за счет термической декомпозиции смачивающего слоя GaN на поверхности AlN(0001) [1]. Одной из возможных причин, приводящих к появлению КТ вместо послойного испарения GaN при определенных режимах высокотемпературных отжигов может являться наличие барьеров Швебеля (БШ) в этом материале. Барьеры Швебеля определяют асимметрию встраивания атома в ступень при подходе к ней со стороны верхней и нижней террас. Влияние БШ на морфологию роста слоев GaN при низких температурах отмечалось в [2]. Монте-Карло (МК) моделирование эпитаксиального роста слоев GaN продемонстрировало влияние БШ на поверхностную морфологию выращенных слоев [3].

В настоящей работе представлены результаты МК моделирования отжига слоев GaN с использованием модели кристалла Косселя [4]. В этой упрощенной модели рассматриваются отрыв/встраивание, случайные блуждания по поверхности и десорбция частиц одного сорта вместо отрывов атомов Ga и N от ступеней, их диффузии и десорбции. Энергия активации диффузии частицы по поверхности есть сумма энергии активации диффузии адатома E_d и энергий латеральных связей E_b. Дополнительный барьер E_{sh} изменяет вероятность диффузионного скачка при пересечении ступени. Барьер E_{sh+} менял вероятность перемещения атома в вышележащие слои, а барьер E_{sh-} – в нижележащие. Длительность и температурный диапазон отжигов выбирался исходя из экспериментальных данных. В зависимости от энергетических параметров модельной системы в результате отжига были получены нанокластеры GaN разной морфологии и размеров. Форма кластеров оказалась очень чувствительной к величине БШ. Была проанализирована кинетика формирования кластеров. Поверхностная плотность кластеров зависела не только от энергетических барьеров, но и от степени дефектности исходных слоев GaN. Анализ результатов моделирования позволил выявить атомные процессы, ответственные за различия в морфологии полученных структур.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (№ 16-31-00120) и программ РАН.

Литература

1. K. A. Konfederatova at al. // Abstract Book 19 European Workshop on Molecular Beam Epitaxy, March 19-22, Korobitsyno, St. Peterburg, Russia, 2017. P.108.
2. H. Zheng, M. H. Xie, H. S. Wu and Q. K. Xue. // Phys. Rev. B. 2008. V. 77, P. 045303.
3. N. A. Kaufmann et al. // J. Crystal Growth, 2016. V. 433, P. 36–42.
4. I. G. Neizvestny, N. L. Shwartz, Z. S. Yanovitskaja. // Comput. Mater. Sci. 2006. .36. P.180–183.

Моделирование процессов формирования квантовых точек в системе GeSn/Si

А.П. Коханенко[1)], А.В. Войцеховский[1)], К.А. Лозовой[1)]
[1] *Томский государственный университет, Томск, 634050, Ленина, 36*
тел:+7 (382) 241-3517, факс:+7 (382) 241-2772, эл. почта: lka@sibmail.com

Большое внимание исследователей в последнее время стало уделяться системам GeSn/Si и GeSnSi/Si, так как в их рамках можно управлять шириной запрещенной зоны и получать прямозонные полупроводники, что снимает ограничения на создание светоизлучающих устройств на основе кремния, вызванные его непрямозонностью [1, 2]. Кроме того, напряженные гетероструктуры на основе данной системы используются в качестве материала базы для увеличения быстродействия в современных транзисторах, а также для создания фотодетекторов и солнечных элементов [3, 4].

Накопилось уже значительное количество экспериментальных работ по выращиванию германия на кремнии при наличии олова, так как эта система является весьма перспективной с точки зрения применения в оптоэлектронике [5, 6]. Однако практически отсутствуют теоретические исследования, посвященные этому вопросу и способные предсказать значения критической толщины перехода от двумерного к трехмерному росту по Странскому–Крастанову, среднего размера и поверхностной плотности островков во всем интервале ростовых температур и составов для этих систем. Для расчета перечисленных параметров в данной работе предлагается теоретическая модель, основанная на общей теории нуклеации островков [7], учитывающая зависимости модуля упругости, рассогласования решеток и удельной поверхностной энергии боковых граней от состава x, а также изменение коэффициента диффузии адатомов и поверхностных энергий граней в присутствии олова [8].

В результате разработана модель расчета критической толщины перехода от двумерного к трехмерному росту по механизму Странского–Крастанова, поверхностной плотности и функции распределения по размерам квантовых точек в материальной системе GeSn/Si при невысоком содержании олова. Построены зависимости от температуры и скорости осаждения среднего размера и поверхностной плотности островков в этой системе. Показано, для потенциальных приборных применений вероятнее всего будут использоваться режимы синтеза в методе молекулярно-лучевой эпитаксии, характеризующиеся низкими температурами подложки и высокими скоростями осаждения, так как эти режимы позволяют получить ансамбли ультра-малых островков с высокой плотностью, необходимые для проявления эффектов пространственного квантования.

Проводится сравнение расчетных и экспериментальных функций распределения нанооствровков по размерам в системах $Ge_{0.99}Sn_{0.01}/Si$ и $Ge_{0.96}Sn_{0.04}/Si$, выращенных при различных температурах и скоростях роста в методе молекулярно-лучевой эпитаксии [5, 6]. Сравнение полученных результатов с экспериментальными данными подтверждает применимость используемой модели.

Литература

1. S. Wirths, D. Buca, S. Mantl // Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials. 2016. V. 62. P. 1-39.
2. S. Zaima et al. // Science and Technology of Advanced Materials. 2015. V. 16. P. 043502.
3. J.-N. Aqua, I. Berbezier, L. Favre // Physics Reports. 2013. V. 522. P. 59-189.
4. J. Wu et. al. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2015. V. 48. P. 363001 (1-28).
5. V. Mashanov et al. // Nanoscale Research Letters. 2011. V. 6. P. 85 (1-5).
6. A.B. Talochkin, V.I. Mashanov // Applied Physics Letters. 2014. V. 105. P. 263101 (1-4).
7. V.G. Dubrovskii Nucleation theory and growth of nanostructures. Berlin: Springer, 2014. 601 p.
8. K.A. Lozovoy, A.P. Kokhanenko, A.V. Voitsekhovskii // Applied Physics Letters. 2016. V. 109. P. 021604 (1-4).

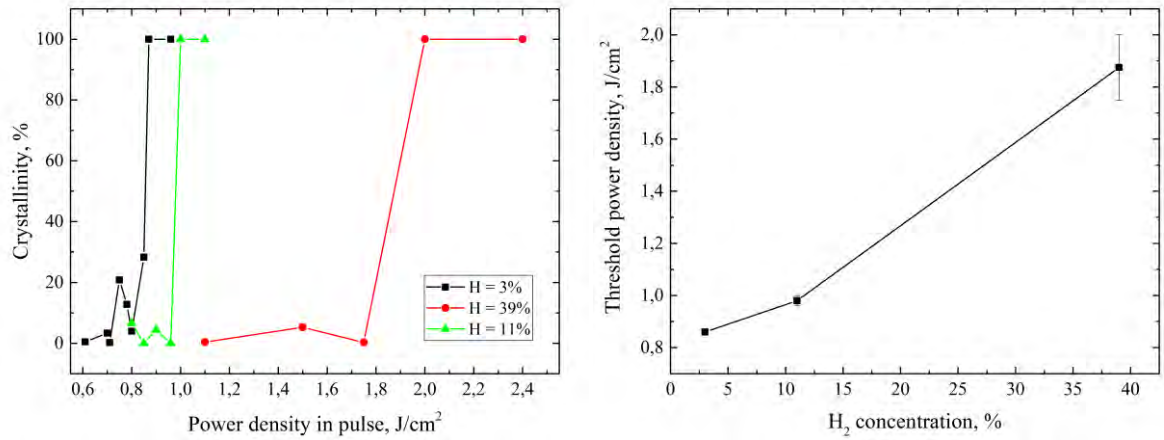
Влияние водорода на порог плавления плёнок аморфного гидрогенизированного кремния

Г.К. Кривякин[1)], В.А. Володин[1,2)], Г.Н. Камаев[1)], Г.Д. Ивлев[3)]
[1]*Институт физики полупроводников СО РАН,*
пр. академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
[2]*Новосибирский государственный университет,*
ул. Пирогова, 2,Новосибирск, 630090, Россия
[3] *Белорусский государственный университет,*
Беларусь, Минск, 220030, пр. Независимости, 4.
тел: (383)333-24-70, факс: (383)333-27-71, эл. почта: krivyakin@isp.nsc.ru

Одним из возможных методов формирования нанокристаллов кремния (nc-Si) в плёнках аморфного гидрогенезированного кремния на стеклянных подложках (a-Si:H/glass) является импульсный лазерный отжиг (ИЛО). В определённых режимах ИЛО, при импульсном нагреве происходит процесс гомогенного зародышеобразования, приводящий к формированию nc-Si. Выбор плотности энергии ИЛО (W) является определяющим фактором успеха и главной сложностью в данной методике. При слишком низкой величине W кристаллизация не достигается, при достаточно большой - происходит полное плавление и формирование поликристаллического кремния. В данной работе приведены результаты исследования влияния концентрации водорода на пороговую плотность энергии лазерного облучения, при которой происходит полная кристаллизация плёнок.

Для эксперимента была подготовлена партия образцов a-Si:H/glass с толщиной плёнок около 900 нм. Плёнки a-Si:H выращивались на подложках из стекла Corning1737 методом плазмохимического осаждения (ПХО) и содержали 39 атомарных % водорода. После дегидрогенизирующих низкотемпературных отжигов в двух режимах, были получены плёнки с содержанием водорода 11 и ~1-3%.

Образцы подвергались ИЛО в широком диапазоне изменения W - от 0.6 до 2.4 Дж/см^2. Использовался рубиновый лазер, генерирующий импульсы излучения (λ = 694 нм) длительностью ~ 70 нс по уровню мощности 0,5. Из-за слабого поглощения света аморфным кремнием на данной длине волны, предполагалось почти равномерное поглощение света по толщине плёнок и кристаллизация по всему объему. Известно, что поглощение света в a-Si:H растёт с уменьшением концентрации водорода, однако анализ спектров пропускания показал, что на длине волны 694 нм все плёнки поглащают примерно 20-30% излучения. Из анализа спектров комбинационного рассеяния света в исходных и лазерно-модифицированных плёнках установлены приведённые ниже зависимости доли кристаллической фазы от плотности энергии в импульсе и пороговой плотности энергии полной кристаллизации плёнок от концентрации водорода.



В результате проведённого исследования установлено, что наличие водорода увеличивает плотность энергии ИЛО, необходимую для полной кристаллизации плёнки. Обнаружено присутствие малой доли кристаллической фазы с образованием nc-Si в энергетических режимах ИЛО ниже порога плавления плёнок.

Оптические свойства пленок TiO_2, полученных электронно-лучевым осаждением

В.Н. Кручинин, Т.В. Перевалов, В.В. Атучин, В.А. Гриценко, С.В. Рыхлицкий
ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН,
Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
тел:+7 (383) 330-8946, факс:+7 (383) 333-2771, эл. почта: kruch@isp.nsc.ru

Диоксид титана, TiO_2 широко применяется в катализе, электрохимии, микроэлектронике и солнечных элементах. TiO_2 характеризуется высокой величиной диэлектрической проницаемости $\varepsilon \approx 80$, которая позволяет увеличить толщину затвора и обеспечивает подавление приемлемых токов утечки туннелирования, неизбежных при дальнейшем масштабировании интегральных схем. Поэтому, этот диэлектрик рассматривается как перспективный материал для микроэлектронных структур (MOS, DRAM, ReRAM и др.).

Для применения в тонкопленочных микроэлектронных структурах модификация аморфного TiO_2 (am.-TiO_2) представляется наиболее подходящей, поскольку аморфные оксиды, как правило, более однородны и могут исключать (или уменьшать) токи утечки вдоль границ кристаллических зерен. Таким образом, получение пленок am.-TiO_2 с воспроизводимыми физическими характеристиками является чрезвычайно ценным. Однако хорошо известно, что микроструктурные, оптические и диэлектрические свойства пленок оксида переходных металлов очень чувствительны к таким технологическим параметрам, как условия распыления мишени, состав реакционной атмосферы в вакуумной камере, термические параметры во время осаждения.

Настоящее исследование направлено на оценку морфологических, структурных и оптических свойств пленок TiO_2, полученных распылением электронным пучком мишени TiO_2 в реакционной атмосфере при низкой температуре подложки [1]. Характеристики пленок оценивали с помощью RHEED, XRD, AFM и спектроскопической эллипсометрии (SE).

Показано, что в широком диапазоне толщин этот метод обеспечивает получение пленок поликристаллического анатаза с аморфным слоем верхней поверхности (~9-10% от суммарной толщины пленки). Эллипсометрические расчеты с использованием различных оптических моделей отражающей системы показали, что наибольшая точность подгонки расчетных спектральных зависимостей $\Psi(\lambda)$, $\Delta(\lambda)$ к экспериментальным достигается при рассмотрении трехслойной отражающей системы, где верхний (аморфный) и нижний (поликристаллический анатаз) слои дополняются промежуточным градиентным слоем. Использование такой модели обоснованно в соответствии с данными методов RHEED, XRD, AFM, хотя и громоздко. Однако, довольно точную (ошибка ~6-9%) оценку толщины и показателя преломления пленки TiO2/Si можно осуществлять в рамках простой однослойной оптической модели системы.

Дисперсионные оптические параметры a-TiO_2 определялись с использованием модели Таука-Лоренца в диапазоне энергий фотонов E = 1.12-4.96 эВ. Пленки TiO_2 были прозрачными при E <3 эВ. Однако при E> 3 эВ наблюдалось заметное поглощение света пленками. Оценка ширины запрещенной зоны TiO_2 оказалась на уровне $E_g \sim 3.44$ эВ.

Таким образом, технология электронно-лучевого распыления, предложенная в настоящей работе для изготовления пленки TiO_2, может быть успешно использована для создания микроэлектронных структур, а точный контроль толщины пленки может быть реализован эллипсометрическими методами с использованием оптических параметров, определенных в настоящем исследовании.

Литература

1. D.R. Islamov, V.A. Gritsenko et al. Appl. Phys. Lett. 2012. V.101. P.032101.

Оптические свойства анодных оксидных слоев на $Al_xIn_{1-x}As$

В.Н. Кручинин, Е.В. Спесивцев, М.А. Аксенов, Р.К. Григорьев, Н.А. Валишева
[1] *ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН,*
Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
тел:+7 (383) 330-8807, факс:+7 (383) 333-2771, эл. почта: valisheva@isp.nsc.ru

Параметры границ раздела металл (диэлектрик)/полупроводник A_3B_5, в частности, барьера Шоттки на основе $Al_xIn_{1-x}As$, являющегося основой при создании ряда приборов СВЧ техники, в значительной степени определяются физико-химическими свойствами поверхности полупроводника.

В технологии изготовления приборов на основе полупроводников A_3B_5 толщина и показатель преломления собственного оксидного слоя - важный и требующий постоянного контроля технологический параметр. Для контроля толщины и показателя преломления оксидных слоев (ОС) традиционно используется неразрушающий и прецизионный метод эллипсометрии. Однако, определение толщины тонких, менее 20 нм, слоев таким методом на полупроводниках A_3B_5 представляет собой непростую задачу из-за сложного состава оксидных слоев и существующей корреляции толщины с показателем преломления слоя, которая особенно заметна, если в слоях есть поглощение. Изменение состава слоя может быть причиной изменения дисперсионных характеристик, что, в свою очередь, внесет погрешность в измерение толщины оксида методом эллипсометрии, основанным на правильном выборе оптической модели измеряемой системы.

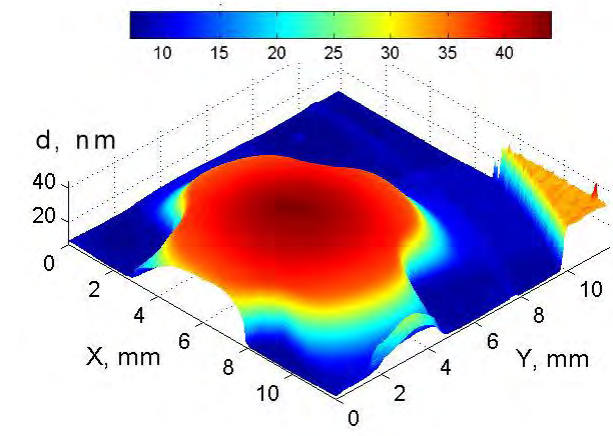


Рис. 1. Распределение толщины оксидного слоя по площади образца.

Цель данной работы заключалась в исследовании методом спектральной эллипсометрии тонких оксидных пленок, выращенных окислением $Al_xIn_{1-x}As$ (x=0.49), в низкоэнергетической кислородной плазме таунсендовского разряда.

Методика окисления и условия эллипсометрических измерений тонких оксидных пленок описаны в [1, 2].

Изучены дисперсионные зависимости показателя преломления (n) и коэффициента экстинкции (k) анодных слоев на $Al_xIn_{1-x}As$ (x=0.49), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Показано, что оксидные слои на $Al_xIn_{1-x}As$ прозрачные во всем исследуемом спектральном диапазоне (250-1100 нм) и дисперсионная зависимость n(λ) соответствует модели Коши.

Полученные слои хорошо описываются в рамках оптической модели однородной однослойной системы. Это позволяет контролировать толщину анодных слоев на $Al_xIn_{1-x}As$ с высокой точностью методом эллипсометрии с использованием оптической модели однослойной изотропной пленки на поглощающей подложке.

Изучение толщины и показателя преломления с помощью монохроматического эллипсометра высокого пространственного разрешения «Микроскан» показывает, что оксидные слои на $Al_xIn_{1-x}As$ (x=0.49) обладают высокой однородностью по толщине и показателю преломления (n= 1.83±0.02) по площади образца (см. рисунок 1), что косвенно указывает на однородность пленок по химическому составу.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект офи_м №14-29-08124).

Литература

1. M.S. Aksenov at. el.// Appl. Phys. Lett. 2015. V.107. P. 173501.
2. Н.А. Валишева и др. // ФТП. 2013. Т.47, вып.4. С. 532-537.

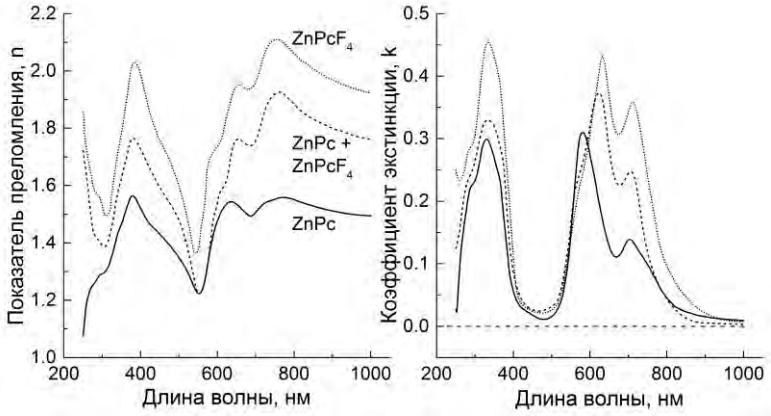
Структурные и оптические особенности пленок незамещенных и фторзамещенных фталоцианинов цинка (II)

В.Н. Кручинин[1)], Е.В. Спесивцев[1)], Д.Д. Клямер[2)], Т.В. Басова[2)]
[1] *ФГБУН Институтфизикиполупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Лаврентьева,13,Новосибирск, 630090, Россия*
[2] *ФГБУН Институт неорганическойхими им. А.В.Николаева СО РАН, Лаврентьева, 3, Новосибирск, 630090, Россия*
тел:+7 (383) 330-8946, факс:+7 (383) 333-2771, эл. почта:kruch@isp.nsc.ru

Фталоцианины (ФЦ) металлов относятся к классу внутрикомплексных соединений с органическими лигандами и являются близкими аналогами природных соединений – порфиринов. В настоящее время фталоцианины являются востребованными в науке и производстве соединениями благодаря комбинации оптических и электрофизических свойств и уникальной термической и химической стабильности в сравнении с другими металлорганическими соединениями. Особое внимание уделяется исследованию полупроводниковых и люминесцентных свойств ФЦ, благодаря которым возможно их использование в «органической» электронике в виде активных слоев в полевых транзисторах, устройствах хранения информации, светоизлучающих диодах и сенсорах.

Целью данной работы является сравнительное исследование структурных особенностей и оптических характеристик пленок незамещенного (ZnPc) и тетрафторзамещенного ($ZnPcF_4$) фталоцианинов цинка(II), а также смешанных пленок, полученных соосаждениемZnPc и $ZnPcF_4$.

Тонкие пленки фталоцианинов цинка на подложках из кварца и кремния были получены методом термической сублимации в вакууме ($5•10^{-5}$Торр) при температуре подложки 60°С. Исследование структурных и оптических особенностей пленок проводилось методами оптической спектроскопии поглощения, РФА, микроскопии и спектральной эллипсометрии.



По данным микроскопии и РФА пленки фталоцианиновполикристаллическиес преимущественной ориентацией кристаллитов в направлении (001).

Данные спектральной эллипсометрии показали, что пленки ФЦ однородны по толщине, хорошо описываются в рамках оптической модели однослойной системы и в них отсутствуют градиентные слои и макрорельеф. Пленки ФЦ заметно поглощают свет во всем исследуемом оптическом диапазоне (250-1100 нм, см. рисунок). Характерные линии поглощения расположены при 340, 578, 634, 710 нм, что согласуется с литературными данными. Наличие фтора в составе пленок приводит к заметному усилению поглощения света во всем исследуемом диапазоне длин волн и изменению взаимной интенсивности полос поглощения при 578 и 634 нм, что может быть связано с особенностями формирования структуры пленок ФЦ при наличии фтора.Спектры ФЦ ZnPcи $ZnPcF_4$различаются достаточно заметно, что может быть использовано для эллипсометрического контроля фазового состава ФЦ при совместном нанесении ZnPcи $ZnPcF_4$с использованием дисперсионной модели эффективной среды.

Квантоворазмерные гетероструктуры InAs/GaSb, выращенные методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений

Р.В. Левин[1,2], Л.В. Данилов [1], В.Н. Неведомский [1], Б.В. Пушный[1,2]
[1] *Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26*
[2] *НТЦ микроэлектроники РАН, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26*
тел:+7 (812) 297-5169, факс:+7 (812) 297-8640, эл. почта: Lev@vpegroup.ioffe.ru

В последние годы приборы на основе квантоворазмерных гетероструктур и структур с напряженными сверхрешетками с разъединёнными гетеропереходами II-рода GaSb/InAs вызывают все больший интерес. В первую очередь это связано с широкими возможностями применения данных гетероструктур в области инфракрасной оптоэлектроники. Светоизлучающие и фотоприемные устройства на основе соединения GaSb/InAs способны работать в спектральном диапазоне от 1 до 15 мкм. Сейчас основным методом изготовления рассматриваемых структур является метод молекулярно-пучковой эпитаксии[1]. В данной работе представлены экпериментальные результаты получения и исследования квантоворазмерных гетероструктур, на примере сверхрешеток GaSb/InAs, методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (ГФЭМОС), т.к. этот метод значительно более технологичен при массовом производстве.

Структуры изготавливались на подложках n-GaSb (001) аналогично [2]. Давление в реакторе составляло 76 Torr. Подложка во время роста вращалась со скоростью 100 rpm. Газ-носитель – очищенный водород с точкой росы не хуже -100ºC, суммарный поток через реактор составлял 5,5 slpm. Источники элементов для роста: триметилиндия (TMIn), триэтилгаллия (TEGa), триметилсурьма (TMSb) и арсин (AsH3). В качестве источников легирующих примесей использовали диэтилтеллур (DETe) - донор и силан (SiH4) - акцептор, активная область не легировалась. Температура выращивания была в диапазоне T=500-600°C. Скорость роста составила для GaSb ~1нм/мин и для InAs ~11нм/мин.

Выращенные образцы были исследованы методом просвечивающей электронной микроскопии на микроскопе JEM2100F. Результаты показали, что выращенные структуры обладали резкими гетерограницами и представляли собой сверхрешетку с толщинами однородных слоев 2-3нм. Исследования спектров фотолюминесценции выращенных образцов подтвердили воспроизводимость толщин слоев. Полученные спектры хорошо согласуются с теоретическим расчетом положения энергетических минизон в сверхрешетке с заданными толщинами слоев. Разработанная технология запатентована в РФ [3]. Для апробирования технологии были также изготовлены и исследованы гетероструктуры с одиночной квантовой ямой n-GaSb/n-InAs/p-GaSb [4]. Образцы для измерений были подготовлены по стандартной технологии фотолитографии и травления меза-диода площадью ~300 мкм. Омические контакты изготавливались путем вакуумного осаждения системы материалов Cr/Au+Te/Au и Cr/Au+Ge/Au на –подложку n-GaSb и на покрывающий слой p-GaSb крышки соответственно. Были измерены спектры электро- и фотолюминесценции. В спектрах электролюминесценции наблюдалась сублинейная зависимость интенсивности излучения от подаваемого тока при 77 и 300 К двух максимумов с λ=3.1 μм и λ=4.6 μм. В спектрах фотолюминесценции наблюдали два максимума при λ=1,55 μм и 1,1 μм.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 16-08-01130-а “Исследования и разработка технологии изготовления наногетероструктур на основе напряженных сверхрешеток для оптоэлектроники”.

Литература

1. Manijeh Razeghi and Binh-Minh Nguyen, Rep. Prog. Phys. 77, 082401 (2014)
2. R.V. Levin et. al., Tech. Letters, 42(2), 79, (2016).
3. В.М. Андреев, Р.В. Левин, Б.В. Пушный, ПАТЕНТ РФ №2611692 “Способ изготовления наногетероструктуры со сверхрешеткой ”, от 28.02.2017.
4. L. V. Danilov et. al., “Electroluminescence and photoeffect in GaSb/InAs/GaSb nanostructure grown by MOVPE”, 24thInt. Symp.“Nanostructures: Physics and Technology”, 2016.

Silicon Crystalline Film Prepared by PECVD at Low Temperatures

D.E. Milovzorov
[1] *Fluens Technology Group Ltd., Moscow 107497, Russia*
phone:+7 (499) 464-7580, fax: :+7 (499) 464-7580, e-mail: lunamarinara@mail.ru

Crystalline silicon films with crystal phase (111) and great homogeneity were prepared by using plasma enhanced chemical vapor deposition (PECVD) can be surely applied as promising material. Cathodoluminescent spectroscopy was used for film quality testing. Lowering of deposition temperature by chemical vapor deposition of silicon films causes the decreasing in size of nanocrystals. The hydrogen solution of silane results also in lowering of average grain size of nanocrystals in silicon film. Combining of such two effective methods of lowering of nanocrystals sizes along with additional etching of them by silicon tetrafluoride [1] open great possibility to perform the silicon film with size of crystals $\delta \rightarrow 0$ and crystallinity $\rho \rightarrow 1$.

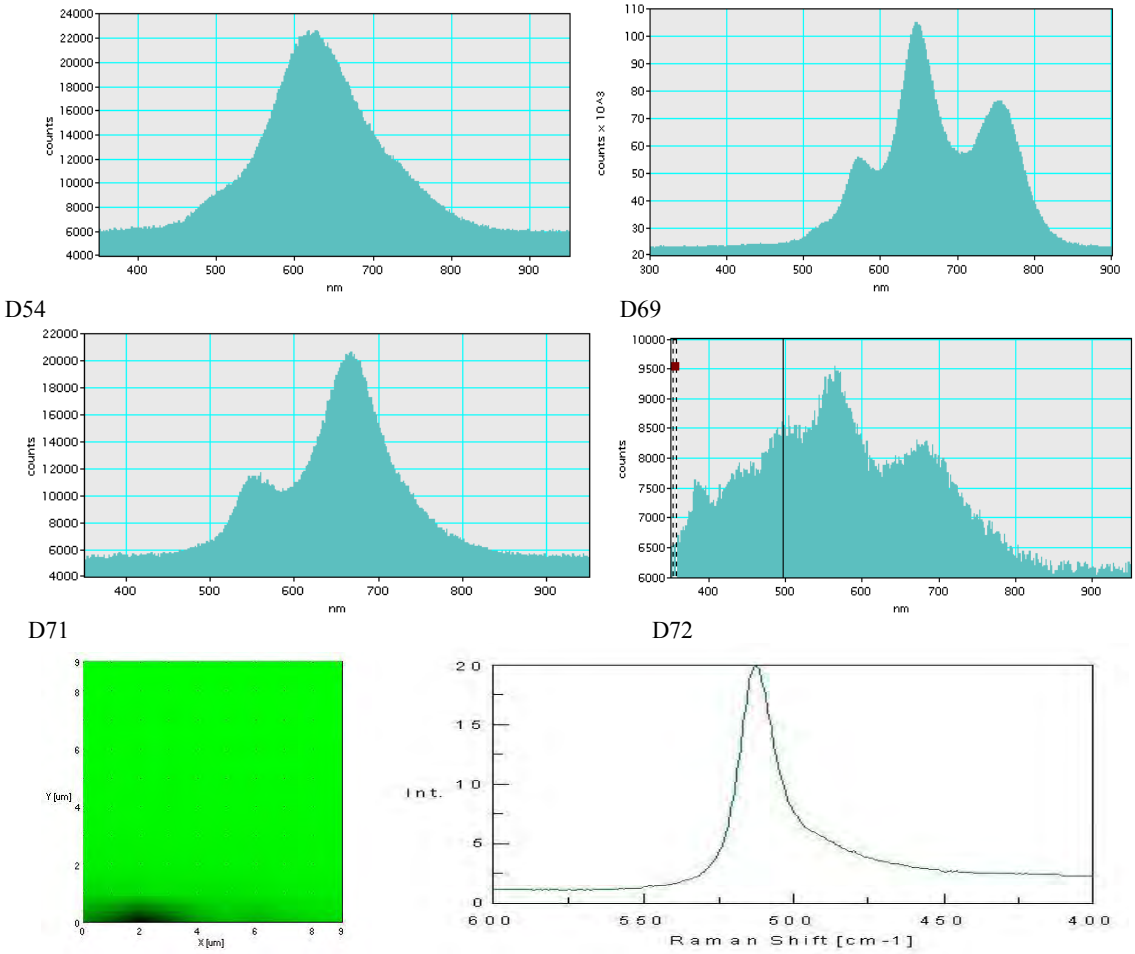


Figure 1. Cathodoluminescent spectrum of silicon nanocrystalline films (for samples D54 SiH_4:H_2:SiF_4=0.6:46:0.25, D69 SiH_4:H_2:SiF_4=0.6:35:0.25 prepared at 300°C, and for D71 SiH_4:H_2:SiF_4=0.6:35:0.375, and D72 SiH_4:H_2:SiF_4=0.6:46:0.375 at 220°C) detected by means of JEOL microscope (Japan) and Gatan monochromator. This measurement was completed at the Scientific Research Center of Surface and Vacuum (Russia). The ratio for densities of silicon-hydrogen and silicon-oxygen equals to 30 according to Fourier transformed IR spectroscopic data. Cathodoluminescent spectrum of silicon crystallized film (sample D72) is shown in Fig.1. There are different spectral peaks at 1.817 eV and 2.175 eV, 2.475 eV with their lower magnitudes than magnitudes of spectral luminescent peaks emitted by other previous samples. The aperture was increased to 3 times for spectral signal detection emitted by the last sample D72. Raman spectral map and a single Raman spectrum were done for the sample D72 only and show the great performance of silicon film deposited on glass substrate.

References

1. D. Milovzorov,in *High Purity Silicon 12*, ECS Transactions,p.71-80, 50 (2012).

Фотолюминесценция слоев $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с x~0.5, выращенных методом МЛЭ

К.Д. Мынбаев[1,2], Н.Л. Баженов[2], А.О. Тимошков[2,3], Н.Н. Михайлов[4], М.В. Якушев[4], В.С. Варавин[4], С.А. Дворецкий[4,5]

[1] *Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Кронверкский, 49*

[2] *ФТИ им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург,194021, Политехническая, 26*

[3] *СПбГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, 197101, проф. Попова, 5*

[4] *ИФПСО РАН, Новосибирск, 630090, ак. Лаврентьева, 13*

[5] *ТГУ, 634050, Томск, пр. Ленина, 36*

тел:+7 (812) 292-7182, факс:+7 (812) 297-1017, эл. почта: karim.mynbaev@niuitmo.ru

При исследовании свойств $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (КРТ) как фоточувствительного материала для инфракрасных (ИК) фотоприемников большое внимание уделялось изучению материала с составом x в диапазоне от 0.2 до 0.4 молярных долей CdTe. Материал с $x \geq 0.5$ (длина волны $\lambda < 2$ мкм) ранее исследовался мало, однако в последнее время к нему появился интерес в связи с разработкой технологии фотоприемников так называемого расширенного коротковолнового ИК диапазона (длина волны $\lambda = 1.7–3.0$ мкм). Для структур на основе материалов A_3B_5 (например, InGaAs/InP), традиционно используемых в технологии фотоприемников коротковолнового ИК диапазона ($\lambda \sim 1.5$ мкм), при продвижении в длинноволновую область квантовая эффективность падает — из-за больших разрывов зон на интерфейсе и увеличения концентрации дефектов, обусловленных несоответствием параметров кристаллической решетки подложки и слоя. Ожидается, что для этого диапазона КРТ сможет стать альтернативой материалам A_3B_5, поэтому свойства КРТ с x~0.5 требуют дополнительного изучения.

Одним из наиболее информативных методов характеризации полупроводниковых материалов является фотолюминесценция (ФЛ). В отношении КРТ, ФЛ до настоящего времени применялась для изучения свойств материала с $x = 0.3–0.4$. Данные по ФЛ КРТ с $x \geq 0.5$ были получены на объемном материале и слоях, выращенных методом жидкофазной эпитаксии. Мы сообщаем о результатах исследования ФЛ слоев КРТ с $x = 0.47–0.58$, выращенных в ИФП СО РАН молекулярно-лучевой эпитаксией (МЛЭ) на подложках Si и GaAs (ширина запрещенной зоны E_g такого материала соответствует диапазону $\lambda = 1.6–2.2$ мкм при 300 К).

В спектрах ФЛ слоев, выращенных на подложках из GaAs, в исследованном температурном диапазоне (4.2-300 К) присутствовала одна полоса, обусловленная (согласно данным, полученным ранее [1]), рекомбинацией экситона, локализованного флуктуациями состава. В спектрах слоев, выращенных на подложках из Si, кроме основной полосы также наблюдались полосы, связанные с акцепторными состояниями. Для точного определения величины «оптической» E_g слоев к экспериментальным спектрам была произведена подгонка расчетных. Расчет был выполнен с учетом межзонных переходов в зоны как тяжелых, так и легких дырок, а также непараболического спектра зон проводимости и легких дырок [2]. При подгонке в качестве параметров использовалось значение неравновесной концентрации носителей, которая задавала положение квази-уровней Ферми для электронов и дырок. Результаты подгонки, выполненные в широком интервале температур, показали наличие в исследованных образцах значительных флуктуаций состава при низких температурах ($T < 200$ К), существенно влиявших на регистрируемую методом ФЛ величину «оптической» запрещенной зоны. Однако сопоставление полученных результатов с литературными данными показало, что наблюдаемые флуктуации в целом характерны для КРТ с x~0.5, и в меньшей степени связаны со спецификой ростовых методов, чем это харктерно для материала с $x = 0.3–0.4$ [1]. При $T > 200$ К влияние флуктуаций на оптические свойства исследованного материала становилось незначительным, что подтверждает перспективность использования КРТ в приборах фотоэлектроники расширенного коротковолнового ИК диапазона.

Литература

1. К.Д. Мынбаев, Н.Л. Баженов, В.И. Иванов-Омский, Н.Н. Михайлов, М.В. Якушев, А.В. Сорочкин, В.Г. Ремесник, С.А. Дворецкий и др. // ФТП. 2011. Т.45, вып.7. С.900-907.
2. Н.Л. Баженов, К.Д. Мынбаев, Г.Г. Зегря // ФТП. 2015. Т.49, вып.9. С.1206-1211.

Формирование p^+-областей в полупроводниковых структурах $A^{III}B^V$ методом диффузии цинка с использованием Zn_3P_2

М.О. Петрушков[1)], Е.А. Емельянов[1)], М.А. Путято[1)], Б.Р. Семягин[1)], И.Б. Чистохин[1)], А.В. Васев[1)], С.М. Гущин[2)], Е.В. Скробов[2)], В.В. Преображенский[1)]

[1] *ИФП СО РАН, Новосибирск,630090, ак. Лаврентьева, 13*

[2] *АО «НИИПП», Томск,634034, Красноармейская, 99а*

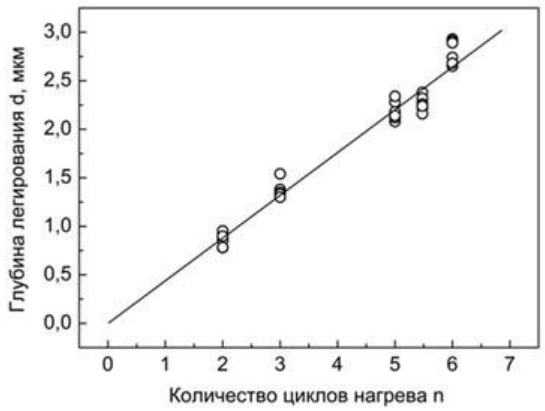
тел:+7 (383) 333-1967, факс:+7 (383) 333-7745, эл. почта: maikdi@isp.nsc.ru

В технологии изготовления приборов опто- и микроэлектроники на основе соединений $A^{III}B^V$ одним из основных методов создания локальных p^+-областей является диффузия цинка. В качестве источника легирующей примеси обычно используют либо элементарный цинк, либо его соединение Zn_3P_2. Процесс диффузии при этом может осуществляться как из газовой среды, так и из твердотельного источника. В литературе приведено описание многих способов диффузионного легирования цинком. Каждый из них имеет свои преимущества и недостатки. Анализ опубликованных данных позволил разработать оригинальный метод, объединяющий основные преимущества уже существующих методов и решающий проблему невоспроизводимости.

В данной работе представлена методика легирования цинком полупроводниковых структур InP и GaAs, позволяющая воспроизводимо формировать *p-n* переходы с заданной глубиной залегания без нарушения морфологии поверхности легируемых слоев.

В основе методики лежит метод диффузионного легирования с использованием планарного источника Zn, в качестве которого используется тонкая (~ 100 нм) пленка Zn_3P_2, выращенная на подложке кремния осаждением из молекулярных потоков цинка и фосфора. Источник помещается на легируемую поверхность полупроводниковой пластины. Легирование осуществляется при нагреве пластин в атмосфере аргона. При нагреве происходит диссоциация приповерхностной области слоя Zn_3P_2, и в узком зазоре между легируемой структурой и планарным источником устанавливается давление паров P_2, P_4 и Zn. Стабильность функций распределения состава и давления газовой среды в узком зазоре обеспечивается условно-бесконечным равномерно распределенным твердотельным источником Zn_3P_2. Данный метод позволяет проводить легирование Zn, как по всей площади поверхности пластин InP и GaAs, так и локально – через окна, сформированные методом литографии в слое диэлектрика.

С помощью данного метода была проведена диффузия Zn в объемные подложки и эпитаксиальные слои InP и GaAs. Определение глубины диффузии осуществлялось методами электрохимического C-V профилирования, эффекта Холла при послойном травлении и сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) на сколах образцов. Данные, полученные с помощью СЭМ, с хорошей точностью совпадают с результатами профилирования. Метод СЭМ также позволил определить глубину легирования в окнах.



В работе обсуждается влияние способов нагрева (циклический или постоянный) и температуры на параметры диффузии. На рисунке представлена зависимость глубины диффузии цинка в эпитаксиальные слои InP от количества циклов нагрева до температуры 525°C. Воспроизводимость глубины диффузии цинка, как в объемные подложки, так и в эпитаксиальные слои InP и GaAs, составила ±15%. Пути снижения этой величины также обсуждаются в работе. Предложенная методика может быть использована при создании *p-i-n* фотодиодов на основе гетероструктур InP/InGaAs.

Авторы выражают благодарность ЦКП «Наноструктуры», в частности, Т.А. Гавриловой за помощь в исследовании образцов методом СЭМ.

Работа проводилась при поддержке грантов РНФ № 16-12-00023 и СП-749.2016.1.

Новые подходы в эллипсометрии материалов и структур фотоники

Е.В. Спесивцев, С.В. Рыхлицкий, В.А. Швец
Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, просп. ак. Лаврентьева, 13
тел: 8(383) 330 87 16; e-mail: evs@isp.nsc.ru

Теория и техника классической эллипсометрии, работающей со сравнительно однородными объектами с использованием параллельных световых пучков в настоящее время достаточно развиты и метод эллипсометрии широко используется в различных областях фотоники.

В тоже время, в связи с тенденцией постоянной микроминиатюаризации параметров изделий в микро- и нанофотонике, необходимостью проведения прецизионных измерений свойств материалов и структур с уникальными физическими свойствами (анизотропных, диффузно-рассеивающих и др.), особую актуальность приобретает проблема разработки и создания новых подходов в области эллипсометрии таких объектов.

Первое направление представляет собой обзорную эллипсометрию с электронным сканированием поверхности образца с использованием многоэлементных (матричных) CCD или CMOS фотоприемных устройств, которая позволяет мгновенно получать карту распределения оптических и структурных параметров по поверхности исследуемого образца без применения механического сканирования.

Обзорная эллипсометрия объединяет в себе высокое разрешение оптической микроскопии с возможностью эллипсометрических измерений. Такая комбинация представляется очень актуальной для большого спектра применений, таких как диагностика топологии оптических свойств образцов; обнаружение дефектов поверхности, невидимых с помощью оптической микроскопии. С помощью отображающего эллипсометра можно быстро и надежно оценивать однородность оптических свойств и толщин тонких пленок, наличие микродефектов и топологии оптических свойств материала, которые не диагностируются оптической микроскопией.

Важным преимуществом обзорного эллипсометра является практически мгновенные измерения рабочей области образца. Скорость измерения зависит от быстродействия фотоприемной матрицы и скорости оцифровки, и в среднем составляет 30 мсек на кадр. Такое высокое быстродействие открывает возможность использования отображающей эллипсометрии для in-situ диагностики процессов, протекающих в микроструктурах. Это может быть температурная диагностика локальных элементов и включений, измерения толщины окисла в локальных окнах непосредственно в процессе травления.

Второе новое направление активно развиваемое в последние годы и реализованное в ИФП СО РАН – полная (Мюллер) эллипсометрия. Появление этого направления вызвано бурным развитием технологий и использованием новых материалов, характеризующихся нелинейными оптическими свойствами, анизотропной внутренней и поверхностной структурой. Такими свойствами могут обладать напряжённые слои, атомарно чистые поверхности полупроводников, гетерогенные материалы с кластерной структурой. Высокую актуальность в настоящее время имеет характеризация слоев поликристаллического кремния, применяемых для солнечных элементов. Такая поверхность имеет ячеистую структуру и не поддается адекватному анализу при помощи средств традиционной эллипсометрии.

Для изучения оптических свойств таких материалов необходимо проведение полных эллипсометрических измерений, которые включают измерение не только эллипсометрических параметров Ψ и Δ, но также параметров вектора Стокса и матрицы Мюллера. Такой подход дает исчерпывающую информацию об оптических свойствах анизотропной и диффузно-рассеивающей поверхности.

Приводится описание разработанных эллипсометров нового типа и результаты проведенных на них экспериментальных измерений.

Зарождение, коаллесценция и рост нановискеров GaN: стохастическое моделирование

К.К. Сабельфельд, Е.Г. Каблукова
Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Лаврентьева 6
тел:+7 (383) 330-77-21, эл. почта: karl@osmf.sscc.ru

В докладе представлена стохастическая модель и алгоритм моделирования процесса выращивания GaNнановискеров методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Три основных процесса включены в данную модель: (1) процесс зарождения островков GaN на подложке, (2) коаллесценция растущих нановискеров, и (3) кинетика одномерного роста нановискеров с учетом перерассеяния атомов галлия. Стохастическая модель строится в рамках диффузионно-кинетического подхода метода Монте-Карло, в основу положено вероятностное описание процессов нуклеации, коаллесценции, диффузии и перерассеяния.

Данная работа является продолжением в серии наших исследований [1-4], проводимых совместно с группой физиков из Института твердотельной электроники им. П. Друде (Берлин). В наших предыдущих моделях, предложенных в [1] и [4], в качестве начальной конфигурации брался ансамбль нановискеров, экспериментально выращенный к тридцатой минуте эксперимента. Затем моделировался процесс роста с учетом распределений начальных радиусов и высот нановискеров. В работе [3] нами было предложено учитывать механизм коаллесценции(bundling) нановискеров на основе минимизации упругой энергии пары ближайших нановискеров. Кроме того, были детально измерены характерные времена, до которых продолжается зарождение новых нановискеровв процессе роста всего ансамбля, что также было использовано в данной модели.

В данной работе мы представляем расширенную стохастическую модель, в которой мы учитываем коаллесценциюнановискеров и зарождение новых нановискеров. Таким образом, нам удается моделировать процессы зарождения, коаллесценции и роста нановискеровGaN. Результаты моделирования хорошо согласуются с результатами экспериментов, и могут быть использованы для оптимизации процесса выращивания нановискровметодом молекулярно-пучковой эпитаксии.

Работа поддержана Российским Научным Фондом, грант № 14-11-00083.

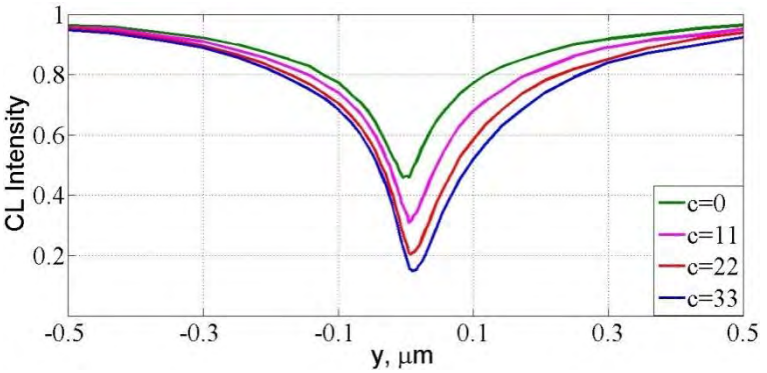
Литература

1. K.K. Sabelfeld,V. M. Kaganer, F. Limbach, et al. Height self-equilibration during the growth of dense nanowire ensembles: Order emerging from disorder.Appl. Phys. Lett. 103, 133105 (2013).
2. Sergio Fern´andez-Garrido, Vladimir M. Kaganer, Karl K. Sabelfeld, et al. Self-regulated radius of spontaneously formed GaN nanowires inmolecular beam epitaxy. Nano Letters, 2013, 13 (7), 3274–3280.
3. Vladimir M. Kaganer, Sergio Fernandez-Garrido, Pinar Dogan, Karl K. Sabelfeld at al. Nucleation, growth and bundling of GaN nanowires in molecular beam epitaxy: Disentangling the origin of nanowire coalescence, Nano Letters, 2016, 16, N6, 3717-3725.
4. K.K. Sabelfeld, E.G. Kablukova,Stochastic simulation of nanowire growth in plasma-assisted molecularbeam epitaxy. Computational Materials science, v. 125,2016, 284–296.

Стохастическое моделирование диффузии-дрейфа экситонов для расчета интенсивности катодолюминесценции для анализа дислокаций

К.К. Сабельфельд, А.Е. Киреева
Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. Лаврентьева 6
тел:+7 (383) 330-77-21, эл. почта: karl@osmf.sscc.ru

В докладе представлена стохастическая модель и алгоритм моделирования транспорта экситонов с учетом диффузии и дрифта и их применение для расчета интенсивности катодолюминесценции для анализа дислокаций в кристаллах. В математической постановке задача заключается в решении уравнения дрифта-диффузии с общими граничными условиями, определяющими характер рекомбинаций на поверхности кристалла и на поверхности дислокаций. Стохастический алгоритм является бессеточным, а диффузионное движение и дрейф автоматически адаптируются к кривизне границы, что и определяет высокую эффективность метода. Пространственная зависимость вектора скорости дрейфа может быть произвольной. Алгоритм вычисляет одновременно две величины: интенсивность катодолюминесценции CL (концентрация экситонов, рекомбинированных в объеме) и интенсивность тока, индуцированного электронным пучком EBIC (поток экситонов на поверхность полупроводника). Работа проводилась совместно с группой физиков из Института твёрдотельной электроники им. П. Друде[1, 2]. Ниже на рисунке представлена интенсивность катодолюминесценции (от объемного источника экситонов) для одной проникающей дислокации в GaN образце, как функция расстояния от дислокации до источника. Вектор скорости дрейфа был выбран в соответствии с потенциалом $g(x,y) = \frac{cy}{x^2+y^2}$ вокруг цилиндрической по форме дислокации. На рисунке представлена серия кривых интенсивности катодолюмиинесценции для различных значений постоянной c [nm] для длины диффузии L=400. Позиция минимума кривой для c=0 соответствует началу координат, ось Z совпадает с осью дислокации. На поверхности дислокации заданы граничные условия поглощения, а на поверхности образца — частичное отражение. Результаты расчётов показывают, что с увеличением скорости дрифта интенсивность катодолюминесценции снижается, а асимметрия увеличивается. Это связано с появлением погранслоя на границе дислокации.



Работа поддержана Российским Научным Фондом, грант № 14-11-00083.

Литература

1. K.K. Sabelfeld, V.M. Kaganer, Oliver Brandt. Dislocation contrast in cathodoluminescence and electron-beam induced current maps on GaN(0001). Phys. Rev. Applied, submitted.
2. Karl K. Sabelfeld, AnastasyaKireeva, Vladimir M. Kaganer et al. Drift and diffusion of excitons at a dislocation in GaN. Phys. Rev. B, 2017, submitted.

Влияние одноосных деформаций и температуры на параметры излучения лазерных диодов на основе структур p-AlGaAs/GaAsP/n-AlGaAs

Е.В. Богданов, Н.Я. Минина
Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, 119991, Ленинские горы, 1
тел:+7 (495) 939-3941, факс:+7 (495) 939-1360, эл. почта: bev@mig.phys.msu.ru

В настоящей работе представлены результаты численных расчетов, которые позволяют изучить влияние на длину волны и поляризацию излучения лазерных диодов на основе структур $p\text{-}Al_xGa_{1-x}As/GaAs_{1-y}P_y/n\text{-}Al_xGa_{1-x}As$ температуры, а также анизотропных деформаций, которые могут возникнуть в результате внешних механических или температурных воздействий.

Уравнение Шредингера с гамильтонианом в представлении Латтинжера-Кона с учетом деформационных членов решалось самосогласованно с уравнением Пуассона для электростатического потенциала конечно-разностным методом [1]. В результате расчетов спектры размерного квантования, волновые функции и коэффициенты оптического усиления TM и TE поляризационных мод g_{TM} и g_{TE} были определены для выращенных в направлении [001] гетероструктур $p\text{-}Al_xGa_{1-x}As/GaAs_{1-y}P_y/n\text{-}Al_xGa_{1-x}As$ с содержанием фосфора от y = 0 до y = 0.20 и шириной квантовой ямы от 4 до 20 нм в условиях одноосного сжатия и растяжения вдоль кристаллографических направлений [110], [100] и [001] в интервале давлений до 10 кбар при температурах 77 и 300 К. Необходимые для численных расчетов значения параметров брались из литературы [2].

Как известно, длина волны излучения лазерных диодов определяется величиной оптической щели E_{opt}, которая равна разнице энергий основных состояний электронов и дырок в квантовой яме. Согласно расчетам для всех исследованных структур в рассмотренном температурном интервале E_{opt} увеличивается при уменьшении температуры на величину $\Delta E_{opt} \approx 80$ мэВ. По сравнению с этим значением изменение E_{opt} при одноосных деформациях не велико и почти не зависит от температуры в интервале $77 \div 300$ К, но существенно анизотропно: так при максимальной нагрузке и $P \parallel [110]$ её рост при сжатии и уменьшение при растяжении превышает 50 мэВ, тогда как в случае $P \parallel [001]$ её изменение оказывается не более 10 мэВ. Результаты расчетов коэффициентов оптического усиления показали, что поляризация излучения слабо меняется с температурой, но может быть исключительно чувствительна к одноосным деформациям. Так при одноосных деформациях в плоскости структуры вдоль направлений [110] и [100] отмечается сильная барическая зависимость отношения g_{TM}/g_{TE}, в результате при сжатии возможно переключение излучения с доминирующей TM поляризацией к излучению с доминирующей TE поляризацией, а при растяжении обратный эффект. Это является следствием сильного изменения энергетического спектра и симметрии уровней в квантовой яме, что приводит к перемешиванию состояний легких и тяжелых дырок и изменяет правила отбора. В случае одноосного сжатия или растяжения вдоль [001] как сами структуры, так и волновые функции симметрию не меняют, значит, перемешивания состояний легких и тяжелых дырок в Г-точке не происходит, а изменение отношения g_{TM}/g_{TE} обусловлено в этом случае относительным смещением уровней размерного квантования легких и тяжелых дырок. При этом в случае пересечения основных состояний легких и тяжелых дырок также может наблюдаться как переключение излучения с доминирующей TE поляризации к излучению с доминирующей TM поляризацией, так и наоборот. Слабое влияние температуры на барические зависимости ΔE_{opt} и g_{TM}/g_{TE} объясняется устойчивостью деформационных потенциалов и незначительным изменением модулей упругости с температурой.

Литература

1. K.I.Kolokolov et al. // Phys. Rev. B. 1999. Vol.59, No.11. P.7537-7545.
2. I.Vurgaftman et al. // J. Appl. Phys. 2001. Vol.89, No.11. P.5815- 5875.

Электрофизические параметры нелегированных и легированных мышьяком MOCVD слоев $Cd_{0,4}Hg_{0,6}Te$ p-типа проводимости

В.С. Варавин[1)], В.С. Евстигнеев[2),3)], В.Г. Ремесник[1)], А.Н. Моисеев[2),3)], А.В. Чилясов[3)], Б.С. Степанов[3)]

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

[2] *ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950, пр. Гагарина, 23*

[3] *Институт химии высокочистых веществ им. Г. Г. Девятых РАН, Нижний Новгород, ГСП-75, Тропинина, 49*

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

Осаждение эпитаксиальных слоев (ЭС) $Cd_XHg_{1-X}Te$ (КРТ) из паров металлорганических соединений и ртути (MOCVD-метод) позволяет проводить контролируемое легирование слоев акцепторными и донорными примесями с возможностью широкого варьирования электрофизических свойств.

Целью работы являлось исследование электрофизических параметров нелегированных и легированных мышьяком MOCVD слоев КРТ p-типа проводимости с x~0,4.

Осаждение слоев КРТ проводили в вертикальном реакторе MOCVD-IMP методом из паров ртути, диметилкадмия, диэтил- и диизопропилтеллура на подложки полуизолирующего GaAs при температуре 350ºС в потоке водорода при 0,2 атм [1]. Для легирования мышьяком использовали его летучее соединение трис-диметиламиноарсин.

Исследованы зависимости коэффициента Холла от магнитного поля (от 0 до 1 Тл) для нелегированных и легированных мышьяком ЭС КРТ p-типа при 77K. Обнаружена слабая зависимость коэффициента Холла от магнитного поля, вследствие высокой концентрации дырок, что говорит о преобладании одного типа носителей.

Исследованы температурные зависимости времени жизни носителей заряда для нелегированных (77-400 K) и легированных мышьяком (77-300 K) ЭС КРТ p-типа. Доминирующим механизмом рекомбинации для нелегированных слоев в диапазоне 77-200K является рекомбинация Шокли-Рида-Холла, при температуре выше 200K преобладает Оже-рекомбинация. Для легированных мышьяком слоев во всем диапазоне исследуемых температур доминирующим механизмом является Оже-рекомбинация.

Исследовано влияние низкотемпературного отжига слоев в парах ртути на изменение электрофизических параметров и механизмов рекомбинации носителей заряда в нелегированном КРТ p-типа. Отжиг в парах ртути не привел к существенному изменению концентрации и подвижности носителей заряда в слоях. После отжига время жизни носителей увеличилось в 2-4 раза, что может свидетельствовать о заполнении вакансий ртути. Во всем диапазоне исследуемых температур 77-400 K доминирующим механизмом рекомбинации в отожженных образцах является излучательная рекомбинация.

Активационный отжиг легированного мышьяком образца не привел к существенному изменению концентрации, подвижности и времени жизни носителей заряда, что может свидетельствовать о практически 100% активации примеси мышьяка непосредственно после осаждения слоев в условиях MOCVD-метода.

Исследована температурная зависимость концентрации и подвижности носителей заряда в слое $Cd_{0,35}Hg_{0,65}Te$, легированного мышьяком. Из температурной зависимости концентрации носителей заряда определена энергия активации мышьяка E_a=13,5 мэВ. Ее значение находится в хорошем соответствии с литературными данными.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-32-50213.

Литература

1. Моисеев А. Н., Чилясов А. В., Степанов Б. С., Савлинов К. Е., Котков А. П., Гришнова Н. Д. // Успехи прикладной физики. 2013. т.1, № 2. С. 209 – 215.

Морфология и фотоэмиссионные свойства границ раздела Cs/GaAs и GaAs(Cs,O)

А.Г. Журавлев[1,2], А.С. Кожухов[1)], 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)330-9874, эл. почта: zhuravl@isp.nsc.ru

Поверхности *p*-GaAs с адсорбированными слоями цезия и кислорода уже более полувека широко используются для создания фотокатодов с отрицательным электронным сродством (ОЭС) [1]. В последние годы поверхности с относительно небольшим (0.2-0.4 эВ) положительным сродством также привлекают внимание в связи с возможностью повышения эффективности преобразования солнечной энергии с использованием фотонно-усиленной термоэлектронной эмиссии [2,3]. Разумно предположить, что электронные свойства систем Cs/GaAs и GaAs(Cs,O), определяющие квантовый выход и другие параметры фотоэмиссионных приборов, существенно зависят от морфологии (рельефа) исходной чистой поверхности GaAs и границ раздела с адсорбатами, однако экспериментально эти зависимости не изучены. Известно, что первый этап приготовления чистой поверхности GaAs(001) – химическое удаление оксидов в растворе HCl в изопропиловом спирте, в целом сохраняет ступенчато-террасированную морфологию поверхности GaAs(001) и приводит лишь к появлению на атомно-гладких террасах мелкомасштабных шероховатостей с монослойной амплитудой [4,5]. В данной работе изучено влияние последующих операций приготовления фотоэмиттеров – прогрева в вакууме для получения чистой поверхности, нанесения цезия и кислорода, а также повторных прогревов, на морфологию и фотоэмиссионные свойства границ раздела Cs/GaAs и GaAs(Cs,O).

В качестве исходных использовались ступенчато-террасированные поверхности *p*-GaAs(001) [6]. Нагрев в вакууме осуществлялся пропусканием тока через образцы. Фотоэмиссия электронов измерялась в геометрии "на отражение", со стороны освещаемой поверхности. Величина эффективного электронного сродства и вероятности выхода электронов в вакуум определялись из спектров квантового выхода фотоэмиссии по методике, описанной в [3].

Для получения чистой поверхности GaAs(001), проводился прогрев в вакууме при температуре $T \approx 500$ °C. Этот прогрев привел к появлению "островков" диаметром 50-70 нм, высотой около 1.5-3 нм и концентрацией ~ 10 мкм$^{-2}$, и к разрушению террасированной морфологии участков между островками; среднеквадратичная шероховатость этих участков увеличилась с ~ 0.12 нм на исходной поверхности до ~ 0.22 нм. Химический состав островков остался невыясненным; предположительно, это капли галлия. Адсорбция цезия и кислорода при "двухстадийном" активировании и последующий прогрев при $T \approx 500$°C увеличили концентрацию островков (до ~ 30 мкм$^{-2}$) и их дисперсию по размерам и высоте. Повторные циклы активирования поверхности цезием и кислородом до состояния с ОЭС и прогревов при $T \approx 500$-580°C для удаления Cs-O покрытия, приводили к дальнейшему огрублению рельефа поверхности, которое состояло в увеличении концентрации мультимонослойных островков и ямок. За 15 циклов активирование-прогрев, шероховатость поверхности возросла более чем на порядок, до ~ 3 нм. Несмотря на столь значительное огрубление рельефа поверхности, квантовая эффективность фотоэмиссии из *p*-GaAs(Cs,O) ОЭС-фотокатода уменьшилась только вдвое, с 25% до 12%. Зависимости вероятности выхода электронов в вакуум от электронного сродства, измеренные на GaAs(Cs,O) с различной морфологией, свидетельствуют о том, что уменьшение квантовой эффективности при огрублении рельефа обусловлено, главным образом, уменьшением вероятности выхода электронов в вакуум, которое, в свою очередь, предположительно связано с рассеянием электронов на шероховатой поверхности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 17-02-00815.

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); Nat. Commun. **4**, 1576 (2013).
3. A.G. Zhuravlev, A.S. Romanov, V.L. Alperovich, Appl. Phys. Lett. **105**, 251602 (2014).
4. V.L. Alperovich et al., Appl. Surf. Sci. **235**, 249 (2004).
5. I.O. Akhundov et al., Appl. Surf. Sci. **406**, 307 (2017).
6. V.L. Alperovich et al., Appl. Phys. Lett. **94**, 101908 (2009).

Неустойчивости фототока в *p-i-p* структурах на основе плёнок PbSnTe:In/BaF_2

А.Н. Акимов[1)], А.Э. Климов[1,2)], **Д.В. Ищенко[1)]**, Н.С. Пащин[1)], В.Н. Шерстякова[1)]
[1] *ИФП им. А.В.Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2] *НГТУ, Новосибирск, 630073, пр. Карла Маркса, 20*
тел:+7 (383) 333-7883, факс: (383) 333-2771, эл. почта: miracle4348@gmail.com

Неустойчивости тока в образцах на основе халькогенидов металлов IV группы и их твёрдых растворов, в частности в $Pb_{1-x}Sn_xTe$:In, описаны в ряде работ, например, [1-2]. Авторы связывали их с нелинейностью ВАХ образцов как *N* -, так и *S* - типа. В настоящей работе исследованы особенности неустойчивостей фототока в *p-i-p* структурах на основе плёнок PbSnTe:In. Пленки получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии, *i*-слой создан диффузионным отжигом тонкого (~ 10 – 20 нм) слоя индия, напыленного через маску на поверхность исходной нелегированной плёнки *p*-типа с высокой проводимостью. При T = 4.2 К исследованы стационарная фотопроводимость при освещении в фундаментальной области поглощения, а также динамика нарастания и спада фототока. На рисунке показана временная зависимость фототока для одного из образцов. На вставке показан Фурье-спектр автоколебаний в интервале t = 300 – 700 с. В данном случае наблюдаются два вида автоколебаний: а) хаотические колебания типа переключений с большим периодом (на рисунке область t > 700 с); б) колебания, близкие к синусоидальным, с малым периодом ~ 4 с (область $t \approx$ 300 – 700 с). Амплитуда и периодичность колебаний, а также временные интервалы, в которых они наблюдаются, зависят от интенсивности освещения. Установлены значения параметров (напряжение, величина и длительность освещения), при которых наблюдаются неустойчивости тока разного вида.

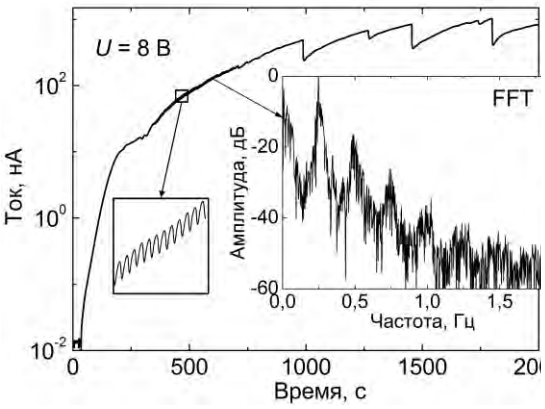


Рис. Временная зависимость фототока. Освещение включено при t = 0. Вставка – Фурье-спектр в области t = 400-700 с.

Рассмотрен механизм возникновения колебаний разного типа. Показано, что процесс переноса носителей заряда в *i*-слое носит инжекционный характер и определяется механизмом захвата на несколько типов ловушек в запрещённой зоне. При больших временах освещения достигается квазиравновесное состояние, которое может быть неустойчивым за счет перераспределения потока неравновесных носителей на уровни с другими постоянными времени. Так как имеется корреляция между параметрами автоколебаний (амплитуда, частота, пороговое напряжение) и интенсивностью освещения, обсуждается возможность создания новых типов датчиков с амплитудно-частотным выходом.

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

Литература

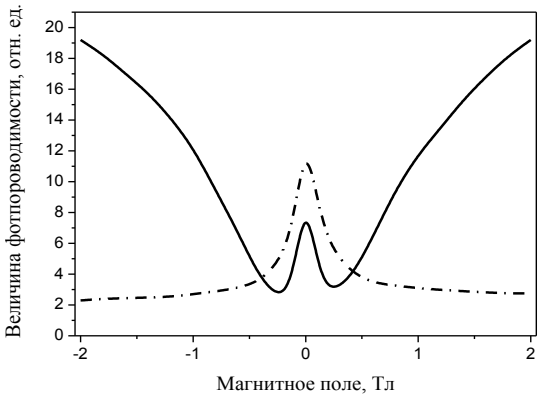
1. B.A. Akimov et al. // Solid St. Com. 1982, V 43, No 1 P. 31-33.
2. Б.А. Акимов и др. // ФТП. 1997. Т.31, вып.2., С.133-136.

Влияние варизонных приповерхностных областей на фотопроводимость в скрещенных электрическом и магнитном полях

В.Я. Костюченко[1)], Д.Ю. Протасов[1,2)], Н.Н. Михайлов[2)], С.А. Дворецкий[2)]
[1] *Новосибирский государственный технический университет,*
г. Новосибирск, 630073, пр- т Карла Маркса, 20
[2] *Институт физики полупроводников им. Академика А.В. Ржанова СО РАН,*
г. Новосибирск, 630090, пр-т Академика Лаврентьева, 13
тел:+7 (383) 346-0868, факс:+7 (383) 346-0677, эл. почта: kostyuchenko@corp.nstu.ru

Использование варизонных приповерхностных областей в гетероэпитаксиальных структурах кадмий-ртуть-теллур (ГЭС КРТ) позволяет увеличить время жизни неосновных носителей заряда [1] и снизить значение скоростей поверхностной рекомбинации до 30÷150 м/с, что по порядку величины совпадает с лучшими опубликованными значениями для образцов p-КРТ, пассивированных ZnS или CdTe [2]. В данной работе исследовано влияние наличия или отсутствия приповерхностных варизонных областей в ГЭС КРТ, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, а также их протяженности на поведение неравновесных носителей заряда в скрещенных электрическом и магнитном полях. Для этого были измерены магнитополевые зависимости фотопроводимости в геометриях Фарадея и Фойгта, фотомагнитного эффекта в температурном диапазоне 77-125 К.

При освещении ГЭС КРТ со стороны поверхности, на которой не была сформирована *in situ* приповерхностная варизонная область, магнитополевые зависимости фотопроводимости в геометрии Фарадея имеют ярко выраженные особенности, отсутствующие в ГЭС КРТ с варизонными приповерхностными областями (см. рис.). Однако удаление этих областей путем травления в 0,25 % растворе Br_2:HBr не приводит к заметному изменению фотопроводимости в геометрии Фарадея.



Фотопроводимость в геометрии Фарадея при освещении поверхности без варизонности (сплошная кривая) и при освещении через варизонность (штрих-пунктирная кривая)

Вид магнитополевых зависимостей фотопроводимости в геометрии Фарадея зависят также от толщины освещаемых варизонных областей. Варизонные приповерхностные области для обратной поверхности ГЭС КРТ, примыкающей к подложке, имеют большую протяженность (до 2 мкм), чем со стороны открытой поверхности (~0.5 мкм). При освещении ГЭС КРТ со стороны подложки ИК излучением с λ=0.94 мкм значительно возрастает не зависящая от магнитного поля компонента фотопроводимости.

По температурным зависимостям фотопроводимости в геометрии Фойгта и фотомагнитного эффекта рассчитаны температурные зависимости времени жизни неосновных электронов и скоростей поверхностной рекомбинации.

Литература

1. В. М. Осадчий и др. //ФТП. 1999. Т. 33. вып. 3. С. 293-296.
2. В.Я.Костюченко // Автометрия. 2011. Т.45, вып.4. С.41-48.

Кинетика отражения полупроводникового быстродействующего зеркала

Г.М. Борисов[1,2)], В.Г. Гольдорт[1)], А.А. Ковалёв[1)], **Д.В. Ледовских[1)]**, Н.Н. Рубцова[1)]
[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13
[2] Новосибирский государственный университет 630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2
тел:+7 (383) 3332769, факс:+7 (383) 3332771, эл. почта: rubtsova@isp.nsc.ru

Одним из основных требований, предъявляемых к полупроводниковым зеркалам, предназначенным для пассивной синхронизации мод, является их быстродействие; в связи с этим исследование кинетики отражения таких оптических элементов актуально. Подобные зеркала часто используются в разных условиях по уровню плотности энергии излучения в резонаторе лазера, поэтому важно исследовать их в максимально доступном диапазоне интенсивностей возбуждающих импульсов. Наконец, изучение их кинетики имеет и фундаментальный интерес.

Воздействие резонансного излучения на полупроводниковые структуры с квантовыми ямами приводит к генерации свободных носителей (*e-h* пар) и к формированию экситонов. Относительный вклад *e-h* пар и экситонов в кинетику отражения представляет интерес, так как экситонный переход дает возможность насыщения низкими плотностями энергии, а кинетика *e-h* пар определяет быстродействие оптического элемента.

Природа и кинетика насыщения экситонной линии в квантовых ямах были подробно исследованы в условиях низких температур для изолированных квантовых ям [1,2] методом накачка-зондирование со спектральным разрешением. При комнатной температуре исследовалась фемтосекундная кинетика образцов с изолированными квантовыми ямами (разделенными толстыми барьерами) [3,4]. В нашем случае мы имеем дело с комнатной температурой и с ямами, разделенными нано-структурированными барьерами.

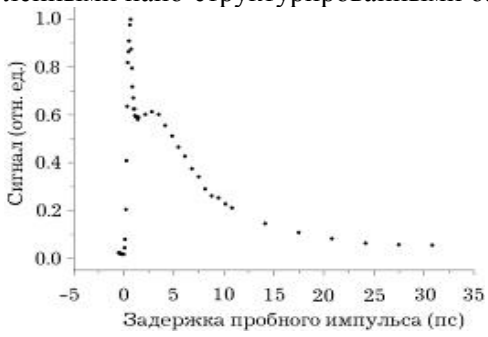


Рис.1. Экспериментальная кривая кинетики отражения зеркала; нарастание определяется кинетикой фотогенерированных экситонов, затухание содержит также вклад свободных электронно-дырочных пар.

Форма кинетических кривых отражения быстродействующего зеркала с насыщающимся поглощением [5-7] исследована одночастотным методом накачка-зондирование в диапазоне 0.017 –5.44 ГВт/см^2 интенсивностей энергий падающего излучения. Источником излучения служил лазер Yb^{3+}:$KY(WO_4)_2$ с частотой повторения 70 МГц, с длительностью импульсов 130 фс и с центральной длиной волны 1035 нм.

Пример экспериментальной кинетической кривой отражения быстродействующего полупроводникового зеркала показан на Рис. 1 при максимальной интенсивности падающего на образец возбуждающего излучения. Видно, что участок релаксации не соответствует простому биэкспоненциальному закону.

Кинетика нарастания и релаксации к исходному значению отражения моделируется вкладами генерированных излучением экситонов, локализованных в квантовых ямах, а также свободных носителей. Показано, что кинетическая кривая сложнее часто используемого приближения двухэкспоненциального затухания, а участок нарастания сигнала определяется, в основном, вкладом локализованных экситонов.

Литература

1. K. Litvinenko et al. // Phys. Rev. B. 1997. Vol. 59, No 15. P. 10255-10260.
2. К.Л. Литвиненко и др. // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 66, вып. 3, С. 139-144.
3. W. H. Knox et al. // Phys. Rev. Letters. 1985. Vol. 54. P. 1306-1309.
4. P. C. Becker et al. // Phys. Rev. Letters. 1992. Vol. 68. P. 18761879.
5. N.N. Rubtsova et al. // Laser Physics. 2016. Vol. 26. P. 125001 (5pp).
6. Г.М. Борисов и др. // Автометрия. 2016. Т.52. С. 52-56.
7. N N Rubtsova et al. // Laser Physics. 2016. Vol. 26. P. 025001 (6pp).

Quantum beats phenomena in silicon films with nanocrystal orientation (111) for electromagnetic fields detection

D.E. Milovzorov
Fluens Technology Group Ltd., Moscow 107497, Russia
phone:+7 (499) 464-7580, fax: :+7 (499) 464-7580, e-mail: lunamarinara@mail.ru

A mode-locked YAG:Nd^{3+} laser radiation with wavelength 532 nm was used as a optical pump of media, but the second-harmonic radiation (λ=1064 nm) was used for probing of sample's surface. The pulse duration was 120 ps. The pulse repetition rate was 100 MHz and frequency of Q-switched modulation of second-harmonic radiation was 6.2 MHz. The correlation function of reflected signal intensity of probe laser beam was detected by means of pump-probe laser scheme [1] for incident and reflected laser radiation:

$$G(t) = < I(t)I(t+\tau) > = \frac{1}{T}\int_0^T I(t)I(t+\tau)dt;$$

It was measured the energy widths $\Delta\omega$ 12 μeV for silicon film with <δ>=8.5 nm, and 16 μeV for silicon film with <δ>=14.7 nm. The period of quantum beats can be estimated as $\Delta T=h/\Delta$. Width of level is Δω=6 μeV for Si(111) surface but the gap is Δ=7.2 μeV, and Δω=7.2 μeV, and Δ=12 μeV for silicon film with <δ>=9.7 nm as it is seen on right graph of Fig.1. According to the theoretical studying for the defect density N_{DB} , 10^{16} cm^{-3} and by the value of external field $E_{ext}=10^6$V/m the energy shift due to the field should be $\Delta E=\mu E_{ext}$, 2μeV and by the density of point defects 10^{17} cm^{-3} and by the value of applied field $E_{ext}=10^7$V/m the energy shift will be evaluated as 200 μeV. Because, there is a possibility to detect electromagnetic fields in wide range of fields. Optoelectronic materials based on silicon nanocrystalline films can be easily applied for device manufacturing [2].

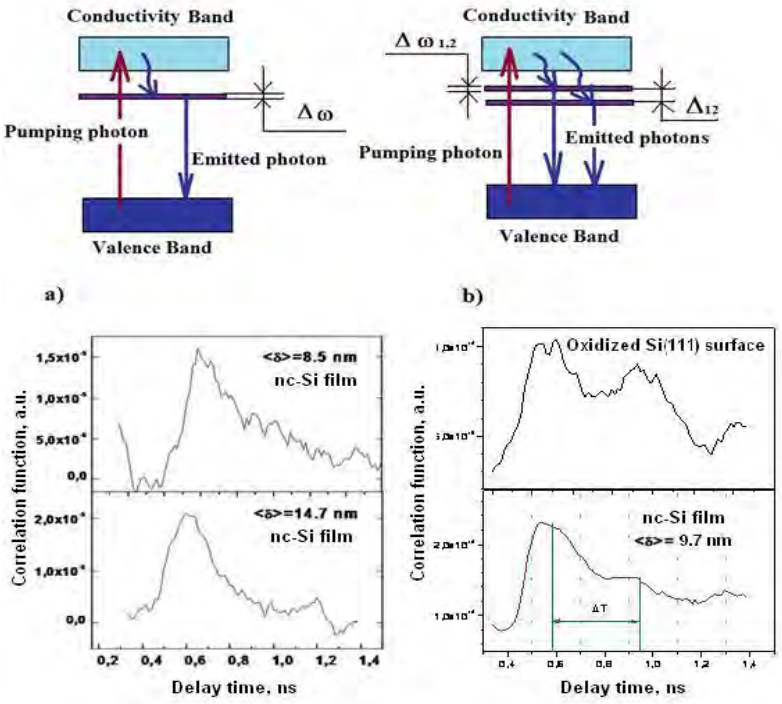


Fig.1 Energy diagrams and evolution of carriers in silicon films.

References

1. D. Milovzorov, "Electronic structure of nanocrystalline silicon and oxidized silicon surfaces", Electrochemical and Solid State Letters, 4(7), 2001, G61-63, ISSN 0013-4651.
2. D. Milovzorov,Nonlinear Optoelectronic Devices Based on Nanocrystalline Silicon Films: Acoustoelectrical Switchers for OpticalModes, Nonlinear Optical Switchers and Lasers, Chapter 18 in book "Nanocrystals" ed. by Y.Masuda, INTECH, Austria, pp. 459-494, 2011, ISBN 978-953-307-199-2.

Влияние высокотемпературной обработки на люминесцентные свойства моноклинного диоксида циркония

С.В. Никифоров, В.С. Кортов, А.Н. Киряков, А.А. Меньшенина
Уральский федеральный университет, Екатеринбург,
620002, Мира, 19
тел:+7 (343) 374-1050, эл. почта: s.v.nikiforov@urfu.ru

Диоксид циркония (ZrO_2) в настоящее время является одним из важных керамических материалов, применяемых в качестве оптически активных сред в лазерной технике, фото-, катодо- и электролюминесцентных приборах, а также в различных сенсорах. В этой связи актуальной задачей является изучение его люминесцентных свойств. Известно, что номинально чистый моноклинный диоксид циркония характеризуется полосой люминесценции при 480 нм [1]. Относительно природы данной полосы нет единого мнения. Есть точка зрения, что она обусловлена переходами в примесных ионах титана [2] или релаксацией центров, связанных с кислородными вакансиями [3]. Одним из способов создания кислородных вакансий в оксидных люминофорах является их высокотемпературная обработка в вакууме в восстановительных условиях [4], используемая на практике для повышения выхода люминесценции. Закономерности влияния такой термообработки на люминесцентные свойства ZrO_2 изучены недостаточно. Вместе с тем, такая информация может быть полезной, в частности, для выяснения природы свечения при 480 нм.

Цель настоящей работы – исследование влияния высокотемпературной обработки в вакууме на люминесцентные свойства моноклинного диоксида циркония.

Исследуемые образцы ZrO_2 были изготовлены из нанопорошков с размером зерна 40-65 нм методом одноосного холодного прессования с давлением 500 МПа. Они имели форму компактов диаметром 5 мм, толщиной 1 мм. Высокотемпературная обработка образцов с целью образования кислородных вакансий проводилась в электровакуумной печи при 1400 ^oC в течение 30 – 180 минут. Для повышения концентрации кислородных вакансий часть образцов при термообработке помещалась в графитовые тигли для создания восстановительных условий. Импульсная катодолюминесценция (ИКЛ) измерялась на спектрометре «КЛАВИ» с энергией электронного пучка 130 кэВ. Этот же пучок использовался для возбуждения термолюминесценции (ТЛ). ТЛ регистрировалась с помощью ФЭУ-130 при скорости нагрева 2 К/с.

Обнаружено, что высокотемпературная обработка приводит к росту интенсивности ИКЛ в полосе 480 нм на порядок величины. При этом отжиг в присутствии графита дополнительно увеличивал ИКЛ в данной полосе в 1.5 – 3 раза. Кроме того, в термообработанных образцах по сравнению с исходными компактами наблюдался рост интенсивности ТЛ пиков при 125 и 225 ^oC и регистрировался новый ТЛ максимум при 320 ^oC. Присутствие графита при отжиге образцов вызывало падение интенсивности ТЛ при 125 ^oC, ее рост при 225 ^oC, а также исчезновение пика ТЛ при 320 ^oC, по сравнению с образцами, термообработанными в отсутствие графита. Полученные результаты свидетельствуют в пользу того, что в формировании полосы люминесценции при 480 нм принимают прямое или косвенное участие кислородные вакансии. В работе обсуждается также возможна роль кислородных вакансий в ТЛ различных пиков в моноклинном диоксиде циркония.

Литература

1. S.V. Nikiforov et al. // 2015. J. Lumin. V. 166. P. 111-116.
2. Z. Wang et al. // 2012. J. Lumin. V. 132. P. 2817-2821.
3. T.V. Perevalov et al. // 2014. J. Appl. Phys. V. 116. P. 244109.
4. V.S. Kortov et al. // 1993. Radiat. Prot. Dosim. V. 47, Nos. 1/4. P. 273-276.

Фотопроводимость пленок PbSnTe:In в режиме термостимулированного тока

А.Н. Акимов[1)], А.Э. Климов[1,2)], В.А. Лунегов[2)], **В.С. Эпов**[1)]
[1] *Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, пр-т Ак. Лаврентьева 13*
[2] *Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, 630073, пр-т К. Маркса 20*
тел:+7 (383) 330-7883, эл. почта: epov@isp.nsc.ru

Перспективность пленок твердого раствора PbSnTe:In для создания многоэлементных фотоприемных устройств сверхдального ИК и терагерцового спектральных диапазонов [1,2] связана, в первую очередь, с малой шириной запрещенной зоны, зависящей от состава, и наличием сложной системы уровней в запрещенной зоне. Такие уровни проявляются при добавлении в PbSnTe индия в концентрации до нескольких атомных процентов и отвечают за три его важных свойства. Во-первых, это расположение уровня Ферми в запрещенной зоне PbSnTe (высокое удельное сопротивление без освещения) в широком диапазоне температур в определенном диапазоне составов. Во-вторых, это большие времена релаксации фотопроводимости (большая фоточувствительность) при межзонном возбуждении вследствие захвата носителей заряда на уровни ловушек. И, в-третьих – фоточувствительность в терагерцовом диапазоне за счет возбуждения электронов с уровней с малой энергией ионизации, соответствующей этому диапазону. Вместе с тем, хотя эти уровни проявляют себя во многих фотоэлектрических явлениях в PbSnTe:In, их природа и параметры остаются не вполне ясными до настоящего времени.

В настоящей работе исследованы термостимулированные токи (ТСТ) [3] в пленках PbSnTe:In, полученных методом МЛЭ, при начальном (T = 4,2 K) заполнении уровней захвата вследствие освещения образцов в области фундаментального поглощения. Интенсивность освещения варьировалась в широком диапазоне и позволила управлять заселенностью уровней со сложным энергетическим спектром. Кривые ТСТ были получены в условиях воспроизводимого быстрого изменения температуры образцов (нагрева), которые были достигнуты за счет использования специальной измерительной камеры. Различная заселенность уровней проявлялась в виде серии особенностей на зависимостях ТСТ от температуры, трансформирующихся при изменении уровня освещения и, особенно, – на зависимостях производных ТСТ по температуре.

Полученные результаты проанализированы в рамках модели уровней захвата со сложным энергетическим спектром. Поверхность пленок исследована с применением СЭМ и рентгеновского микроанализа. Рассмотрено возможное влияние поверхности пленок PbSnTe:In со сложной морфологией и составом на формирование системы таких уровней.

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

Литература

[1] Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. // УФН. 2014. Т. 184, вып 10. С. 1033-1044.
[2] И.Г. Неизвестный, А.Э. Климов, В.Н. Шумский. // УФН. 2015. Т. 185, вып. 10. С. 1031–1042,
[3] Ю.А. Гороховский, Г.А. Бордовский. Термоактивационная спектроскопия высокоомных полупроводников и диэлектриков. М.: Наука, 1991. 244 с.

Изучение гетерограницы Al_2O_3/КРТ, формируемой атомно-слоевым осаждением, методом РФЭС

Е.Р. Закиров[1)], В.Г. Кеслер[1)], Г.Ю. Сидоров[1)], И.П. Просвирин[2)]
[1] *Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Новосибирск,630090, пр. ак. Лаврентьева, 13*
[2] *Институт катализа им. Г.К.Борескова СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. ак. Лаврентьева, 5*
эл. почта: erzakirov@isp.nsc.ru

Качество границы раздела диэлектрик/полупроводник играет большую роль в приборных структурах на основе узкозонных полупроводников, в частности, в фотоприемниках ИК диапазона на КРТ. Вопрос пассивации поверхности КРТ остается актуальным по настоящее время. Перспективным и активно развивающимся методом нанесения диэлектрика на полупроводниковые структуры является атомно-слоевое осаждение (ALD), осуществляемое при низких ($\leq 120\ ^0$C) температурах, что особенно важно в случае КРТ. В качестве материала диэлектрика широко используется оксид алюминия, обладающий широкой запрещенной зоной, умеренной диэлектрической проницаемостью и хорошими диэлектрическими свойствами.

В настоящее время известно всего несколько работ, посвященных изучению электрофизических параметров МДП структур на КРТ с ALD Al_2O_3 [1,2], и полностью отсутствует информация о химическом составе гетерограницы таких структур.

В данной работе впервые методом РФЭС изучен интерфейс Al_2O_3/КРТ и получены следующие основные результаты:

1. Обнаружено обеднение ртутью приповерхностного слоя КРТ при нагреве до 120 ^{0}C в камере реактора ALD до начала осаждения Al_2O_3.
2. Установлен факт разложения и изменения химического состава собственного оксида КРТ, присутствовавшего на поверхности до нанесения диэлектрика.
3. Измерены величины разрыва энергетических зон оксида алюминия и теллурида-кадмия-ртути (Рис. 1) и построена зонная диаграмма гетероструктуры.
4. Определено стехиометрическое соотношение Al_2O_x осаждаемого методом ALD слоя.

Кроме того, выполнен анализ вольт-фарадных характеристик МДП структур (Au/Al_2O_3/КРТ) с разной толщиной диэлектрика. Это позволило определить относительную диэлектрическую проницаемость осаждаемого оксида алюминия и сделать заключение о наличии дополнительного промежуточного слоя, обладающего низкой диэлектрической проницаемостью.

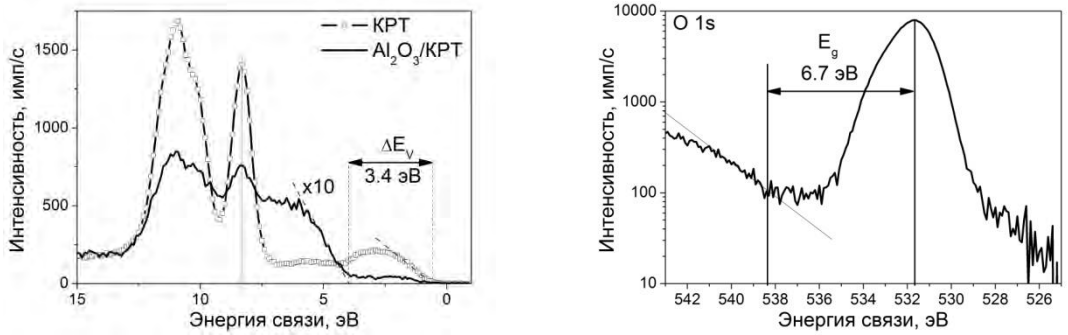


Рис. 1. а) РФЭ-спектр валентной зоны поверхности КРТ до и после осаждения 10 нм Al_2O_3. б) РФЭ-линия O_{1s} осажденного оксида алюминия.

Литература

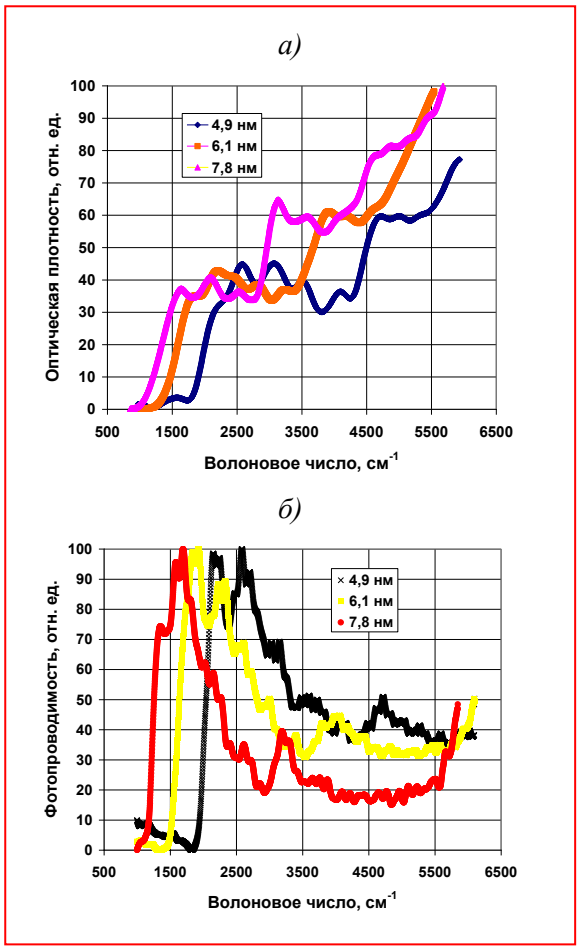
1. P.Zhang *et al*. // J. Electron. Mater. 2016. Vol. 45. P. 4706-4720.
2. A.V.Voitsekhovskii *et al.* // Phys. Status Solidi C 2016. Vol. 13. P. 647-650.

Оптические и фотоэлектрические свойства квантовых ям на основе твердых растворов $Cd_xHg_{1-x}Te$

В.Г. Ремесник[1)], Н.Н. Михайлов[1,2)], С.А. Дворецкий[1,3)]
[1] *ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13*
[2] *Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*
[3] *Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36*

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

Квантовые ямы (КЯ) на основе твердых растворов $Cd_xHg_{1-x}Te$ представляют интерес как новые физические объекты для исследования новых квантовых эффектов, для спинтроники, лазерного излучении в области спектра более 5 мкм. КЯ представляет собой слои различной толщины с составами $X_{CdTe}\approx0\div0.4$ расположенными между обкладками (спейсорами) широкозонного состава $X_{CdTe}\approx0.7$.



Предложена оригинальная методика определения состава ex-situ на основе анализа зависимости спектра оптической плотности D=lg(1/(T+R)) от волнового числа □, где T и R – коэффициенты пропускания и отражения. Анализ тонкой структуры спектра оптической плотности позволяет увидеть и анализировать расщепление уровней в квантовых ямах при комнатной температуре. На рисунке 1а показаны спектры оптической плотности при T=298 K для структур с 5-ю HgTe КЯ с толщинами 4,9 нм, 6,1нм и 7,8 нм. Видно, что с возрастанием энергии оптическая плотность имеет ступеньки, что определяется положением квантовых уровней, которое зависит от толщины КЯ.

Аналогичная картина наблюдается (рис. 1б) для спектров фотопроводимости. Отчетливо видно, что спектр фотопроводимости определятся спектром поглощения. Каждой ступеньке в спектре поглощения соответствует максимум в спектре фотопроводимости. Положение максимумов фотопроводимости зависит от энергетического положения уровней в КЯ и изменяется с толщиной КЯ, что позволяет определить расщепление энергетических уровней.

Приводятся зависимости энергетического положения уровней для широкого набора HgTe КЯ с толщинами от 2,7 до 9 нм при T=77K и T=298K. Построена калибровочная зависимость, связывающая положение уровней с толщиной ям и позволяющая определять толщины КЯ с точностью до долей нанометра. Так же представлены результаты для КЯ с мольным содержанием теллурида кадмия $X_{CdTe}\approx0\div0.4$

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

Сравнение данных моделирования методом Монте-Карло с результатами квази-двумерного анализа процесса диффузии носителей заряда в локально освещенных диодных матричных фотоприёмниках

В.А. Стучинский, А.В. Вишняков, А.В. Зверев
Институт физики полупроводников имени А.В. Ржанова,
Новосибирск, 630090, проспект Академика Лаврентьева,13
тел:+7 (383) 333-2276, факс+7 (383) 333-2276, эл. почта:stuchin@isp.nsc.ru

Процесс диффузии фотогенерированных носителей заряда (ФНЗ) в фоточувствительной пленке матричных фотоприёмных устройств (ФПУ), в частности, ФПУ на основе материала кадмий-ртуть-теллур (КРТ), являлся предметом многих исследований в связи с важной ролью этого процесса в формировании фотоотклика ячеек фотоприёмника. Сюда относятся, прежде всего, работы Холлоуэя (см., например, [1,2]) и многочисленные работы других авторов.

Нами ранее также был представлен анализ процесса диффузии ФНЗ в фоточувствительной плёнке матричных КРТ-фотоприёмников, основанный на рассмотрении квази-двумерной диффузионной модели для ФНЗ с их поверхностным отбором из плёнки фотодиодами матрицы [3-5]. Анализ проводился для условий экспериментов по сканированию узкого пятна засветки выбранным диодом матрицы; такие эксперименты используются, например, для определения длины диффузии неосновных носителей заряда в материале абсорбера [3-5]. Результатом анализа явились: (1) оценка эффективной латеральной длины диффузии ФНЗ в области плёнки под фотодиодами, и (2) вывод выражений для коэффициента отбора фототока из плёнки насыщенными фотодиодами в освещенной и неосвещенной части матрицы. (Напомним, что коэффициентом отбора тока k называется используемый в квази-двумерной диффузионной модели коэффициент, связывающий локальную плотность протекающего через диод фототока с локальной слоевой концентрацией ФНЗ [3-5]). Тем самым была дана наглядная картина рассматриваемого диффузионного процесса и выявлены следующие качественные и количественные закономерности в распределении локальной плотности фототока по площади фотодиодов и в распределении концентрации ФНЗ поперек и вдоль пленки:

1. После проникновения электронной плотности из области вне диода в область под диодом эта плотность затухает с эффективной латеральной длиной диффузии, величина которой дается выражением, приведенным в работах [4,5].
2. В результате сбора фотодиодом ФНЗ из прилегающей к диоду области пленки, а также вследствие упомянутого затухания плотности электронов при движении электронного облака в область под диодом, на периферии диода имеют место повышенные значения локальной плотности фототока и коэффициента k [4,5].
3. Имеет место определенное соотношение между величинами коэффициента k в освещенной части фотодиодной матрицы и в неосвещенной её части [4,5]. В частности, в случае тонких пленок и поверхностной оптической генерации отношение k(осв) / k(неосв) слабо отличается от единицы [4,5].
4. В области под фотодиодами в отсутствие фотогенерации поперечное распределение ФНЗ близко к синусоидальному (на четверти периода), а в присутствии поверхностной генерации - к гиперболическому синусоидальному.

С целью проверки вышеперечисленных закономерностей нами было проведено моделирование методом Монте-Карло процесса диффузионного распространения ФНЗ из узких пятен засветки в фотодиодных матрицах при актуальных значениях параметров задачи. Полученные данные были сопоставлены с результатами анализа [4,5]. Сравнение выявило хорошее соответствие между двумя использованными подходами (квази-двумерная модель и Монте-Карло моделирование) и тем самым еще раз дополнительно подтвердило выводы работ [4,5].

Литература

1. H. Holloway // J. Appl. Phys. 1978. V.49. P.4264-4269.
2. H. Holloway // J. Appl. Phys. 1984. V.55. P.3669-3675.
3. A.V. Vishnyakov *et al.* // Appl. Phys. Lett. 2014. V.104. P.092112.
4. A.V. Vishnyakov *et al.* // J. Appl. Phys. 2015. V.118. P.124508.
5. А.В. Вишняков и др. // Прикладная физика. 2015. V.1. P.44-50.

Многослойные напряженные структуры с псевдоморфными слоями и островками GeSiSn

В.А. Тимофеев[1)], А.И. Никифоров[1)], А.Р. Туктамышев[1)], В.И. Машанов[1)], А.А. Блошкин[1)], А.К. Гутаковский[1)], Н.А. Байдакова[2)]

[1] *Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской Академии Наук, Новосибирск, 630090, пр. ак. Лаврентьева, 13*

[2] *Институт физики микроструктур Российской Академии Наук, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087, ул. Академическая, 7*

тел:+7 (383) 330-7934, эл. почта: Vyacheslav.t@isp.nsc.ru

Новый класс материалов Ge-Si-Sn представляет интерес как с точки зрения создания фотоприемных, так и светоизлучающих устройств [1, 2]. Большинство работ, касающиеся материалов Ge-Si-Sn, используют толстые релаксированные слои Ge, GeSn, GeSiSn. В структурах, содержащих такие слои, сложно достичь низкой плотности дислокации. В данной работе получены многослойные периодические структуры с псевдоморфными слоями и наноостровками GeSiSn, которые не содержат дислокаций и позволяют изменять в широком диапазоне ширину запрещенной зоны материала и охватить диапазон длин волн инфракрасного диапазона, ранее недоступный для GeSi.

Используя метод дифракции быстрых электронов, установлены кинетические диаграммы морфологического состояния пленок GeSiSn при несоответствии параметров решетки между GeSiSn и Si от 1 до 5 %. На основе кинетических диаграмм проводилась выборка толщины слоя GeSiSn, соответствующего псевдоморфной пленке, критическая толщина слоя GeSiSn, при которой происходит формирование трехмерных островков, а также необходимый состав и температура осаждения. Построены фазовые диаграммы изменения сверхструктур при росте Sn на Si и на Ge(100). Опираясь на фазовые диаграммы, показано влияние сегрегации Sn на чередование сверхструктур на поверхности Si, растущего над слоями GeSiSn при содержании Sn от 0 до 10 %. Впервые исследованы закономерности формирования многослойных периодических структур, включающих период, состоящий из псевдоморфного слоя GeSiSn толщиной 2 нм либо слоя GeSiSn с массивом островков и вышележащего слоя Si толщиной от 5 до 20 нм, а также реализованы структуры, включающие до 10 периодов.

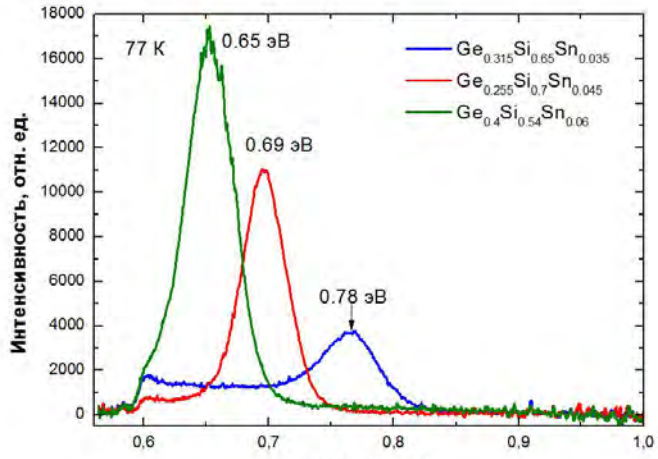


Рис.1. Спектры фотолюминесценции от многослойных структур с содержанием Sn в слое GeSiSn 3.5, 4.5 и 6 %.

Кристаллическое совершенство многослойных структур изучено с помощью просвечивающей электронной микроскопии и рентгеновской дифрактометрии. Анализ кривых дифракционного отражения показал наличие гладких гетерограниц и отсутствие изменений состава и толщины от периода к периоду. Структуры продемонстрировали фотолюминесценцию в диапазоне 0.6 - 0.85 эВ, что соответствует диапазону длин волн 1.45 – 2 мкм (рисунок 1). Исходя из расчета зонной диаграммы, пики люминесценции соответствуют межзонным переходам между X-долиной в Si или между Δ4-долиной в GeSiSn и подзоной тяжелых дырок в слое GeSiSn.

Литература

1. M. Oehme et al. // Optics Letters. 2014. V. 39. P. 4711.
2. D. Stange et al. // ACS Photonics. 2016. V.3. №7. P. 1279.

Влияние сильнопроводящего anti-debiasing-слоя на фотоответ дефектных и недефектных элементов матрицы в фотовольтаических детекторах на основе КРТ

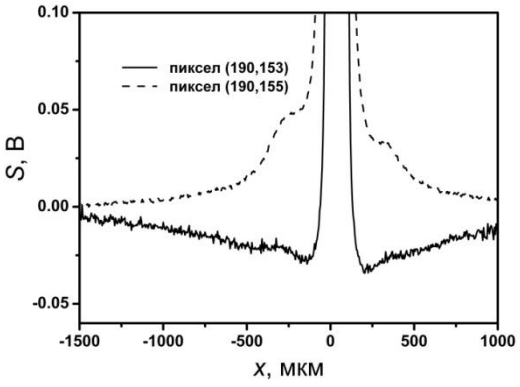
В.В. Васильев, А.В. Вишняков, С.А. Дворецкий, А.В. Предеин, И.В. Сабинина, Ю.Г. Сидоров, **В.А. Стучинский**

Институт физики полупроводников имени А.В. Ржанова, Новосибирск, 630090, проспект Академика Лаврентьева,13

тел:+7 (383) 333-2276, факс+7 (383) 333-2276, эл. почта:stuchin@isp.nsc.ru

Сильнопроводящий anti-debiasing- (AD-) слой, используемый для подавления debiasing-эффекта в матричных фотодиодных фотоприёмных устройствах (ФПУ) на основе материала кадмий-ртуть-теллур [1,2], привносит появление дополнительного паразитного диода (ПД) в структуру элементов фотоприёмной матрицы. При работе ФПУ этот паразитный диод, включенный навстречу рабочему фотодиоду (РФ), подвергается засветке падающим на ФПУ излучением и генерирует фотоответ, модифицирующий фотоотклик всего фоточувствительного элемента. В настоящей работе влияние AD-слоя на работу ФПУ было изучено путем измерения (при T=78 К) темновых и световых вольт-амперных характеристик (ВАХ) фотоэлементов с утечными и неутечными рабочими фотодиодами матрицы, а также путем измерения пространственных распределений фотосигнала дефектных и недефектных элементов матрицы при сканировании ими линейного пятна засветки фотоприемника. Начальным этапом работы было обнаружение следующей закономерности: дефектные пиксели длинноволновых матриц с AD-слоем были склонны проявлять при освещении “отрицательный” фотоответ.

Для выявления причин последнего явления были предприняты упомянутые измерения ВАХ фотоэлементов, которые были также промоделированы численно на основе анализа их эквивалентной электрической схемы. Схема включала в себя два генератора фототока, соответствующим РФ и ПД, и два сопротивления, каждое из которых было включено параллельно соответствующему генератору. При численном анализе темновых и световых ВАХ утечных и неутечных фотоэлементов было обнаружено, что хорошее соответствие измеренных и вычисленных кривых достигается в предположении о величине фототока генератора, соответствующего ПД, достигающей нескольких сотен наноампер. Такой генератор вместе со своим сопротивлением образует генератор напряжения, сдвигающим ВАХ фотоэлемента на ≈10 мВ в сторону больших величин обратного смещения (для РФ). Кроме того, ПД вносит уменьшающий вклад в фототок всего элемента. В случае, когда РФ является утечным и имеет относительно низкое дифференциальное сопротивление, возникает “отрицательный” суммарный фотоответ всего фотоэлемента.



Латеральный размер ПД был оценен из профиля сканирования пятна засветки, измеренного с применением дефектного фотоэлемента. Было обнаружено (см. рисунок), что профили $S(x)$ содержат, помимо обычного “положительного” вклада от засветки РД, еще и “отрицательную” компоненту, протягивающуюся в латеральном направлении на расстояние $l_{хар}$≈700 мкм. Последняя длина, представляющая собой половину размера ПД, была идентифицирована как расстояние, на котором разность потенциалов, локально приложенная поперек границы между фоточувствительной пленкой и AD-слоем, релаксирует в латеральном направлении за счет поперечной проводимости σ границы. Из величины $l_{хар}$ была оценена величина σ. В связи с оцененным размером ПД сделаны выводы относительно эффективности AD-слоя как средства подавления debiasing-эффекта.

Литература

1. V.V. Vasilyev *et al.* // Opto-Electronic Review. 2010. V.18. No.3. P. 236-240.
2. A.V. Predein *et al.* // Optoelectronics, Instrumentation, and Data Processing. 2013. V.49. No.5. P. 485-491.

Оптимизация уровня легирования слоев n-InSb для ИК фотоприемников

А.К. Бакаров[1)], К.С. Журавлев[1)], А.И. Торопов[1)], Н.А. Валишева[1)], А.П. Ковчавцев[1)]
К.О. Болтарь[2)], А.А. Лопухин[2)], Д.М. Гапонова[3)], А.М. Кадыков[3)]
[1]*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,*
пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
[2]*АО «НПО «Орион», ш.Энтузиастов, д. 46/2, Москва, 111123, Россия*
[3]*Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия*
тел:+7 (383)330-69-45, эл. почта: bakarov@isp.nsc.ru

Антимонид индия – привлекательный полупроводник для создания матричных фотоприемных устройств (МФПУ) средневолнового ИК-диапазона. В качестве активной области МФПУ используют либо пластины объемного монокристаллического InSb, либо эпитаксиальные слои InSb, обычно выращиваемые методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Качественные эпитаксиальные слои имеют меньше дефектов, более высокую однородность, меньшую концентрацию фоновой примеси, чем пластины из объемного материала, что позволяет повысить характеристики МФПУ, а именно: уменьшить процент дефектных элементов, повысить количество элементов в матрице, уменьшить фотоэлектрическую и динамическую взаимосвязь элементов, повысить рабочую температуру.

Для управления параметрами МФПУ необходимо иметь возможность задавать тип проводимости и прецизионно контролировать уровень легирования и время жизни неравновесных носителей заряда в слоях InSb. Электрические свойства намеренно нелегированных слоев определяются фоновыми примесями, попадающими в растущий слой из подложки, из материалов, используемых для эпитаксии, и из ростовой установки. Кроме нелегированных слоев, представляют интерес слаболегированные слои InSb с уровнем легирования $5\div8\cdot10^{15}$ см$^{-3}$. Для таких слоев происходит переход к иному механизму протекания тока через p-n переход при повышенных температурах и значительному уменьшению поверхностных утечек при температурах вблизи 80K. В данной работе для контроля электрических свойств проводилось легирование слоев InSb кремнием.

Слои InSb, изученные в данной работе, были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии в установке Compact-21T на нелегированных (ИСЭ) и легированных теллуром с концентрацией электронов $n=(1\div2)\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ (АИТ-3) подложках InSb (100). Толщина выращенных слоёв составляла 3÷5 микрон. На выращенных слоях изготавливались МДП структуры и методом C-V измерений определялся типа проводимости материала слоя. Примесный состав слоев контролировался методом низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ).

В результате C-V измерений было установлено, что слои InSb, выращенные на положках АИТ-3 и ИСЭ, имеют p-тип проводимости с концентрацией акцепторов $1.3\div1.4\cdot10^{14}$ см$^{-3}$. В спектрах ФЛ, полученных при температуре 18 K, помимо пика краевой ФЛ с энергией максимума 235 мэВ присутствует интенсивный пик с максимумом вблизи 210 мэВ. Разница между пиками в 24 мэВ позволяет связать второй пик с мелким акцептором Cu^0.

С целью воспроизводимого создания эпитаксиальных слоёв InSb n-типа проводимости было предложено два метода:

- Выращивание слоев с небольшим подлегированием донорной примесью (кремний).
- Выращивание буферного слоя InSb с высокой концентрацией кремния с целью подавить возможную диффузию и сегрегацию акцепторов из подложки при росте последующих слоев нелегированного InSb.

В ходе работы был получен результат для каждого из методов:

- были получены слаболегированные слои эпитаксиального InSb с концентрацией доноров $6.2\div7.2\cdot10^{15}$ см$^{-3}$.
- слои нелегированного эпитаксиального InSb, выращенные поверх буферного слоя толщиной 3 мкм с концентрацией кремния $1.5\cdot10^{18}$ см$^{-3}$, имеют n-тип проводимости $3\cdot10^{14}$ см$^{-3}$.

Диагностика электрофизических параметров структур металл-диэлектрик-полупроводник на основе варизонного МЛЭ HgCdTe для пассивации поверхности инфракрасных детекторов

А.В. Войцеховский[1)], С.Н. Несмелов[1)], С.М. Дзядух[1)], В.С. Варавин[2)], С.А. Дворецкий[2)], Н.Н. Михайлов[2)], М.В. Якушев[2)], Ю.Г. Сидоров[2)], Г.Ю. Сидоров[2)]

[1] *Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, 634050, пр. Ленина, 36*

[2]*Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Акад Лаврентьева, 13*

тел: (3822) 41-27-72, факс: (3822) 41-27-72, эл. почта: vav43@mail.tsu.ru

Метод молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) HgCdTe предоставляет новые возможности оптимизации характеристик инфракрасных детекторов путем выращивания гетероэпитаксиальных структур на основе HgCdTe с заданным распределением компонентного состава CdTe по толщине эпитаксиальных пленок [1]. Важной задачей разработчиков высокочувствительных матричных детекторов инфракрасного диапазона на основе HgCdTe является выбор качественного пассивирующего покрытия. Для характеристики пассивирующих покрытий традиционно используют измерения электрофизических характеристик структур металл-диэлектрик-полупроводник (МДП-структур). При исследованиях свойств МДП-структур на основе МЛЭ HgCdTe нельзя использовать в неизменном виде традиционные методики, что связано с наличием приповерхностных варизонных слоев, а также с большими значениями последовательного сопротивления эпитаксиальной пленки. В данной работе представлены результаты разработки методик электрофизической диагностики параметров МДП-структур на основе МЛЭ HgCdTe с приповерхностными варизонными слоями и без таких слоев путем измерений адмиттанса структур [2], а также результаты характеризации некоторых диэлектрических покрытий. Установлено, что вольт-фарадные характеристики (ВФХ) МДП-структур на основе HgCdTe с варизонными слоями при 77 К при частоте, превышающей 10 кГц, имеют высокочастотный вид относительно времен перезарядки поверхностных состояний [3]. Это позволяет определить концентрацию основных носителей заряда в приповерхностном слое по значению емкости в минимуме низкочастотной ВФХ, а также спектр поверхностных состояний. Для МДП-структур на основе МЛЭ HgCdTe без варизонного слоя ВФХ принимают высокочастотный вид относительно времен перезарядки поверхностных состояний при низких температурах (8-15 К) и частотах, превышающих 200 кГц. Это позволяет определить приповерхностную концентрацию основных носителей заряда для МДП-структур на основе МЛЭ HgCdTe без варизонного слоя по значению емкости в минимуме ВФХ, а также найти плотность поверхностных состояний вблизи уровня Ферми для собственного полупроводника при 77 К низкочастотным методом. Показано, что качественную границу раздела с МЛЭ *n*-$Hg_{1-x}Cd_xTe$ (x=0.22-0.40) обеспечивает созданный путем плазменного атомарно-слоевого нанесения Al_2O_3 с дополнительным слоем CdTe толщиной 0.20-0.25 мкм.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Администрации Томской области в рамках научного проекта р_а № 16-42-700759.

Литература

1. Ю.Г.Сидоров и др. // ФТП. 2001. Т.35, вып.9. С.1092-1101.
2. A.V.Voitsekhovskii, S.N.Nesmelov, and S.M.Dzyadukh // Journal of Physics and Chemistry of Solids. 2017. Vol.102. P.42-48.
3. A.V.Voitsekhovskii, S.N.Nesmelov, and S.M.Dzyadukh // Journal of Electronic Materials. 2016. Vol.45, No.2. P.881-891.

Исследование барьерных структур на основе КРТ для создания фотодиодных приёмников ИК-диапазона

А.В. Войцеховский[1)], Д.И. Горн[1)], С.Н. Несмелов[1)], С.М. Дзядух[1)], С.А. Дворецкий[2)], Н.Н. Михайлов[2)], Г.Ю. Сидоров[2)], М.В. Якушев[2)]

[1] *Томский государственный университет, Томск 634050, пр. Ленина 36*

[2] *Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. ак. Лаврентьева 13*

тел:+7 (3822) 412-772, эл. почта: vav43@mail.tsu.ru

Барьерные структуры типа nBn на основе материальной системы $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) представляют собой альтернативу для создания фотодиодных приёмников излучения среднего и дальнего ИК-диапазона [1, 2]. Однако в вопросе создания подобных детекторов существует ещё ряд нерешённых конструктивных и технологических задач.

Основная проблема реализации nBn фотодиодов для материала КРТ заключается в том, что в отличие от материалов группы A^3B^5, для которых изначально была предложена данная концепция, в гетероструктурах на основе КРТ разрыв валентной зоны имеет значительную величину. Это приводит к образованию потенциального барьера также и для неосновных носителей заряда, что уменьшает преимущества, которые даёт применение nBn структур. Наличие барьера для дырок в валентной зоне в структурах nBn на основе материала КРТ, как нами было показано ранее [3], требует ряда технологических решений, которыми являются: использование больших значений внешнего смещения, управление параметрами барьерного слоя, включая акцепторное легирование барьера, а также использование многослойных барьеров.

В данном исследовании нами проведены теоретические и экспериментальные исследования ряда структур на основе КРТ со встроенными слоями с повышенным составом (барьерные слои). Рассматривались две структуры с электронным типом проводимости. Все структуры выращивались на подложках из GaAs толщиной 400 мкм с буферными слоями ZnTe толщиной 30 нм и CdTe толщиной 5-6 мкм. Одна из исследованных структур имела поглощающий слой с составом x = 0,29 мол. дол. толщиной 2,8 мкм, барьер толщиной 0,2 мкм с составом 0,67 мол. дол. и контактный слой с составом 0,33 мол. дол. толщиной 0,2 мкм. Также была рассмотрена структура с барьером в виде сверхрешётки (18 барерных слоев с x = 0,8 мол. дол. толщиной 9 нм и HgTe слоев толщиной 2 нм). Контактный и поглощающий слои имели состав x = 0,32 мол. дол.

Экспериментальное исследование барьерных структур проводилось при помощи автоматизированной установки спектроскопии адмиттанса на базе оптического криостата Janis и измерителя иммитанса Agilent E4980A [4]. В широком диапазоне температур (9-300 К) исследовались вольт-амперные характеристики описанных структур, а также их адмиттансные характеристики (электрическая ёмкость, проводимость) при различных частотах тестового сигнала.Также проводилось моделирование зонной диаграммы и вольт-амперных характеристик структур. Расчёты проводились на основе теоретической модели, в основу которого положен расчёт уравнения Пуассона с учётом зависимости электронного сродства от состава материала КРТ [5, 6].

Было проведено сравнение результатов теоретических и экспериментальных исследований, а также предложены пути оптимизации рассматриваемых структур.

Литература

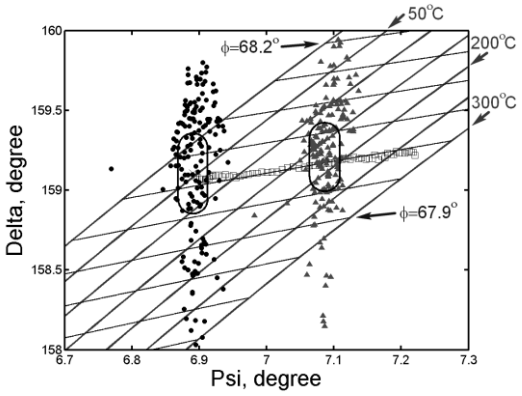
1. Maimon S. at al. // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 89. P. 151109.
2. Ashley T. // Electron. Lett. 1985. Vol. 21. P. 451-452.
3. Voitsekhovskii A.V. at al. // Journal of Communications Technology and Electronics. 2017. V. 62, No. 3. P. 314-316.
4. I.I. Izhnin at al. // Nanoscale Research Letters. – 2016. – Vol. 11, issue 1. – P. 1-4
5. Voitsekhovskii A.V. at al // Journal of Optical Technology. 2016. Vol. 83, Issue 4. P. 206-212.
6. Voitsekhovskii A.V. at al. // Opto-Electronics Review. 2010. Vol. 18, N 3. P. 241-245.

О возможностях контроля температуры CdTe в методе МЛЭ с помощью эллипсометра

И.А. Азаров, **Д.В. Марин**, В.А. Швец, М.В. Якушев
ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак.Лаврентьева, 13
тел:+7 (383) 330-5501, факс: (383) 330-4967, эл. почта: marin@isp.nsc.ru

При выращивании гетероэпитаксиальных структур CdHgTe методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) одним из важнейших параметров является температура подложки. По нашим оценкам отклонение температуры от оптимальной на 5 ºС приводит к образованию и разрастанию V-дефектов. Обычно, контроль температуры осуществляется с помощью термопар, при этом очень важным является термический контакт спайки термопары с измеряемым объектом. При росте CdHgTe контакт термопары с образцом приводит к неоднородностям температуры и к образованию V-дефектов. Таким образом, использование контактных методов в условиях роста гетероэпитаксиальных структур затруднительно и нежелательно.

Эллипсометр, интегрированный с ростовой камерой, позволяет измерять эллипсометрические углы ψ и Δ гетероэпитаксиальных структур во время различных технологических операций. При этом эллипсометрические углы зависят от параметров образца, одним из которых является температура. В данной работе мы рассмотрели возможность измерения температуры с помощью эллипсометра во время предростовой подготовки образца.



На рисунке представлены экспериментальные точки за длительный период времени (1 год), соответствующие эллипсометрическим измерениям: 1) после загрузки в ростовую камеру, температура 20 – 50 ºС (кружки); 2) при термической предростовой подготовке (пустые квадраты, одного из экспериментов); 3) непосредственно перед ростом CdHgTe, при температуре роста 170 – 190 ºС (треугольники). Также на рисунке представлена сетка теоретических кривых, соответствующих постоянным значениям температуры и угла падения по данным из предыдущих работ [1, 2]. Овалами отмечены области средних значений в пределах среднеквадратичного разброса.

Из рисунка видно, что данные для типичного прогрева соответствуют теоретической кривой рассчитанной для постоянного угла падения. Но разброс точек от эксперимента к эксперименту достаточно большой, результаты отдельных измерений выходят за сетку номограммы, что соответствует невозможным в реальном эксперименте значениям температур и углов. Угол Δ имеет наибольший разброс. Этот угол в большей степени чувствителен к различным параметрам, не связанным с температурой образца: механические напряжения в окнах вакуумной камеры, геометрия прохождения лазерного пучка по оптическому тракту эллипсометра, рельеф поверхности образца.

Если использовать для оценки температуры лишь угол Ψ, то дисперсия температуры равна 30 ºС. При этом основной вклад в эту дисперсию вносит невоспроизводимость угла падения, которая составляет $\delta\phi = \pm 0.05°$. Частично от влияния угла падения можно избавиться при использовании разностных измерений относительно начальной точки при загрузке образца, при этом точность определения температуры повышается до 20 ºС.

Внутренние шумы применяемого высокостабильного эллипсометра составляют $\delta\Psi_{эл}=\pm 0.003°$ и $\delta\Delta_{эл}=\pm 0.03°$ [3], что соответствует чувствительности одиночных измерений на уровне dT = 3 ºС. Основным фактором, препятствующим достижению точности на уровне чувствительности, является невоспроизводимость геометрии прохождения лазерного пучка. Проблема может быть решена доработкой оптической схемы эллипсометра, введением устройства контроля за угловым положением образца и добавлением обратной связи с манипулятором для коррекции угловых положений образца.

Литература

1. К.К.Свиташев и др. // Автометрия. – 1996. - №4. – С. 100 - 109.
2. И.А.Азаров и др. // Сборник тезисов XXIV Международной конференции и школы по фотоэлектронике и приборам ночного видения 24-27 мая 2016, Москва.
3. В.А.Швец и др. // ПТЭ. 2016, № 6, с. 87–94.

Особенности физических свойств модифицированной поверхности пленочной структуры p – CdTe–ZnSe с глубокими примесными уровнями

С.М. Отажонов[1], Н.Э. Алимов[1], К.А. Ботиров[1]
[1]*Ферганский государственный университет, 150100, Фергана, Мураббийлар, 19*
otajonov_s@mail.ru

Целью данной работы было повышение фоточувствительности к излучению, вызывающему люминесценцию селенида цинка к ультрафиолетовым и рентгеновским лучам, путем прямой передачи фотосигнала от сцинтиллятора к фотоприемнику за счет накопления зарядов на его поверхности, а также исключения источника внешнего напряжения. Структуры получали по стандартной термовакуумной технологии напылением на монокристаллические пластинки ZnSe [1]. Пленки *CdTe* синтезировался на поверхность ZnSe. Слои CdTe на ZnSe вырастали более крупноблочными, чем, например на стекле. Это связано с тем, что монокристалл ZnSe в процессе синтеза оказывает структурно ориентирующее кристаллизацию. Люминесцентные свойства [2,3] ZnSe позволяют конструировать на их основе различные устройства оптоэлектроники.

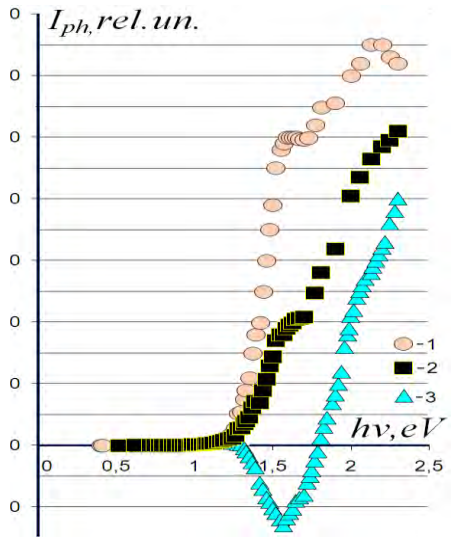


Рис.1. Спектры фототока пленки CdTe, полученной на ZnSe, при фронтальном освещении: 1 – когда полярность приложенного поля совпадает с полярностью фотонапряжения и противоположно – 3. $U_{вн=}$18 В, 2 - кривая, полученная по формуле (2).

Пленка CdTe является стимулятором возникновения люминесценцию селенида цинка с малыми потерями на отражение от границы ZnSe – CdTe. На рис.1 показаны спектральные зависимости фототока через пленку при освещении сцинтиллятора видимым и ультрафиолетовым светом. При этом на пленку подавали внешнее напряжение V = 18В, меняя полярность. Ток, протекающий через пленку можно представить в виде

$$I_{Ф1} = \frac{V_{ЭДС} + V}{R}, \quad I_{Ф2} = \frac{V_{ÝÄÑ} - V}{R}, \quad (1)$$

$$I_{Ф} = \frac{I_{Ф1} + I_{Ф2}}{2} = \frac{V_{ÝÄÑ}}{2R}, \quad (2)$$

В слоях CdTe фото-ЭДС возникает как при возбуждении зона – зона и из глубоких уровней. В этом случае охватываются практически все полосы люминесценции ZnSe. Как видно из рисунка 1, что в данной структуре приложенное поле стимулирует возникновение фото-ЭДС. В области края поглощения CdTe возникает большое фото-ЭДС, приводящее к изменению знака фотопроводимости.

Под действием люминесценции ZnSe освещается пленка CdTe без потерь сигналов, в результате чего появляется фотосигнал в виде фото-ЭДС. На пленке CdTe значение фотосигнала два раза больше, чем сигнала от селенида цинка. Основе полученных экспериментальных результатов следует отметить, что возможно создание фотоприемника прямо на преобразователе, которые имеют высокую эффективность регистрации сигналов структуры на основе CdTe – ZnSe.

Литература

1. Отажонов С.М.// Физическая инженерия поверхности. 2009. − Т.2, №1-2.-С. 28-31.
2. Ильчук Г.А., Рудь В.Ю., Рудь Ю.В., Бекимбетов Р.Н. Фоточувствительность структур на основе монокристаллов ZnSe.//ФТП. 2000. Т.34. вып.7. с. 809-813.
3. Рыжиков В.Д., Гальчинецкий Л.П, Старжинский Н.Г. Свойства и применение полупроводниковых сцинтилляторов на основе селенида цинка.// Поверхность Рентгеновские, синхронные и нейтронные исследования, 2002. № 3. С. 85 – 89.

Зависимости энергии межподзонного перехода и ширины полосы поглощении от уровня легирования в модуляционно-легированных структурах AlGaAs/GaAs

Д.Ю. Протасов[1,2)], К.С. Журавлев[1,3)]

[1] *Институт физики полупроводников им. Академика А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск, 630090, пр-т Академика Лаврентьева, 13*

[2] *Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, 630073, пр- т Карла Маркса, 20*

[3] *Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, д. 2, Россия.*

тел:+7 (383) 333-1954, факс:+7 (383) 33090-29, эл. почта: protasov@isp.nsc.ru

Многослойные структуры с квантовыми ямами (МСКЯ) на основе AlGaAs/GaAs находят широкое применение в качестве фотоприёмных устройств для дальнего инфракрасного диапазона. Обычно легирующая примесь в таких структурах располагается непосредственно в квантовых ямах. Однако модуляционное легирование МСКЯ, когда примесь находится в δ-слоях в широкозонном барьере AlGaAs на некотором расстоянии от квантовой ямы позволяет более чем в два раза снизить ширину полосы поглощения [1], что в свою очередь приводит к увеличению поглощения излучения в МСКЯ и к снижению шума. Меньшее распространение таких МСКЯ обусловлено тем фактом, что энергия межподзонного перехода с основного уровня на первый возбужденный зависит теперь не только от ширины ямы и высоты барьера (или содержания Al в барьере), но и от уровня легирования. В МСКЯ с легированными квантовыми ямами электроны и ионизированные доноры не разделены пространственно. В модуляционно-легированных МСКЯ их разделение приводит к появлению электрического поля, и, следовательно, к заметному изгибу зоны в области квантовой ямы. В результате положение уровней изменяется в разной степени, что и приводит к изменению энергии межподзонного перехода.

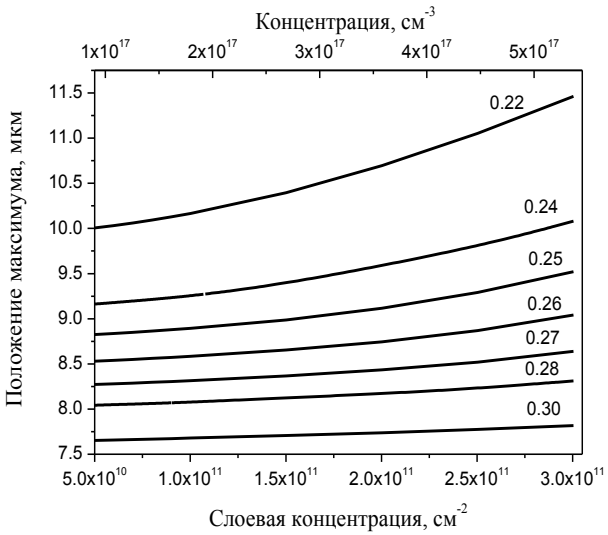


Рис. 1.Зависимость положения максимума поглощения от концентрации электронов и содержания алюминия в барьере.

В данной работе рассчитаны зависимости длины волны λ_{max}, соответствующей межподзонному переходу в гетеростурктурах AlGaAs/GaAs от уровня легирования и содержания Al в барьерах. Так как в области практически интересных длин волн (8-10 мкм) λ_{max} слабо зависит от ширины квантовой ямы, то расчет осуществлялся для фиксированной ширины, равной 5.6 нм. Результаты расчета представлены на рис. 1.

Проведены расчеты ширины линии поглощения в зависимости от концентрации примеси в δ-слое и от его уширения, возникающего при росте гетероструктуры в результате процессов диффузии и сегрегации.

Литература

1. E. B. Dupont et al, //APL. 1992. Т. 60. вып. 17. С. 2121-2122.

Солнечно – слепой детектор одиночных фотонов с ОЭС – фотокатодом

А.Г. Викулов[1)], С.В. Гамзинов[1)], И.И. Гольдберг[1)], А.В. Долгих [1)], М.В. Тайкин[1)], А.В. Мазалов[2)], Д.Р. Сабитов[2)] , В.А. Курешов[2)], А.А. Падалица[2)], В.В. Бакин [3)], С.Н. Косолобов[3)], **С.А. Рожков**[3,4)], Г.Э. Шайблер[3,4)], А.С. Терехов[3)]

[1] *ООО «Катод», Новосибирск, 630047, Падунская, 3*

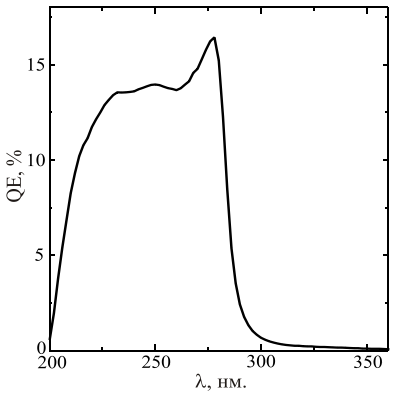
[2] *АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», Москва, 117342, Введенского, 3 корп. 1*

[3] *ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, Лаврентьева, 13*

[4] *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

Создан солнечно – слепой полупроводниковый фотокатод с эффективным отрицательным электронным сродством (ОЭС), чувствительный в интервале длин волн 200 нм $\leq \lambda \leq$ 300 нм. Максимальная квантовая эффективность фотокатода (QE), равная 16%, была получена при $\lambda \approx 278$ нм. Основой фотокатода является двухслойная полупроводниковая структура с рабочим диаметром 18 мм. Структура состоит из активного (p - $Al_{0.4}Ga_{0.6}N$(Mg)) и буферного (AlN) слоёв, выращенных на подложке из сапфира с ориентацией (0001) методом МОС – гидридной эпитаксии. Используя данный фотокатод и разработанные ранее унифицированные узлы, был изготовлен планарный электронно – оптический преобразователь (ЭОП) с двумя микроканальными пластинами. Солнечно – слепые ЭОП и другие фотоприёмники с однофотонной чувствительностью применяются в научных исследованиях, в системах дистанционного контроля радиоактивного загрязнения окружающей среды, в системах контроля потерь электроэнергии на высоковольтных линиях электропередачи, в системах защиты военной техники и других объектов особой важности от атакующих реактивных снарядов, в беспроводных системах оптической связи на небольших расстояниях, в «ответственных» системах пожаротушения для достоверного обнаружения открытого пламени, во многих других системах специального назначения. Технические характеристики перечисленных систем в значительной степени определяются параметрами солнечно – слепых фотокатодов. В данной работе исследованы характеристики полупрозрачного p - $Al_{0.4}Ga_{0.6}N$(Cs,O) – фотокатода и обсуждаются их связи с физическим явлениями как в объёме p - $Al_{0.4}Ga_{0.6}N$ – слоя, так и на интерфейсе p - $Al_{0.4}Ga_{0.6}N$(Cs,O) – вакуум. На рисунке приведен спектр квантовой эффективности (QE(λ)) полупрозрачного p - $Al_{0.4}Ga_{0.6}N$(Cs,O) – фотокатода. Анализ QE(λ) показал, что «коэффициент солнечной слепоты» фотокатода, определяемый как отношение QE(500нм)/QE(280нм), равен 10^{-3}. Разброс величины $\Delta QE/\overline{QE}$ по площади фотокатода на длине волны 255 нм не превышал 5%. Мы установили, что фотоэмиссия при $\lambda \geq 325$ нм определяется генерацией электронов с поверхностных состояний. Совершенствуя технологию приготовления поверхности p - $Al_{0.4}Ga_{0.6}N$(Cs,O) – фотокатода мы надеемся снизить его чувствительность при $\lambda \geq 325$ нм. Изучение зависимости темнового тока фотокатода от температуры показало температурный «гистерезис» этой зависимости, обусловленный высокой концентрацией и широким энергетическим распределением глубоких электронных ловушек. Изучены энергетические распределения фотоэлектронов, эмитированных из p - $Al_{0.4}Ga_{0.6}N$(Cs,O) – фотокатода в вакуум и зависимость этих распределений от λ. Определена энергетическая диаграмма интерфейса p - $Al_{0.4}Ga_{0.6}N$(Cs,O) – вакуум и измерена величина эффективного ОЭС фотокатода, оказавшаяся равной 2.25 эВ. Обнаружено накопление положительного заряда на поверхности фотокатода при фотоэмиссии электронов с поверхностных состояний. Механизм зарядки поверхности фотокатода окончательно не определён. Мы полагаем, что основные характеристики созданного фотокатода близки к характеристикам лучших солнечно – слепых фотокатодов на основе Cs_2Te, но обладают значительным потенциалом для дальнейшего совершенствования.

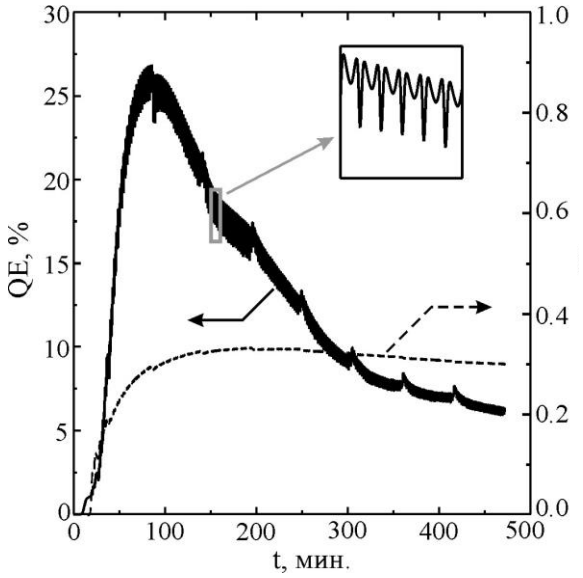


Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 16-02-00534).

Металлический (Cs,O)-слой на поверхностях ОЭС-фотокатодов

Г.Э. Шайблер[1,2)], В.В. Бакин [1)], С.Н. Косолобов[1)], С.А. Рожков[1,2,)], А.С. Терехов[1)]
[1] *ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, Лаврентьева, 13*
[2] *Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, 6300901,Пирогова, 2*
тел:+7 (383) 330-98-74, факс:+7 (383) 333-27-71, эл. почта: scheibl@isp.msc.ru

Фотокатоды с эффективным отрицательным электронным сродством (ОЭС) используются в электронно-оптических преобразователях, быстродействующих координатно-чувствительных фотоприёмниках и источниках «холодных» спин – поляризованных электронов. Несмотря на длительную историю использования ОЭС – фотокатодов, энергетическая диаграмма интерфейса полупроводник - (Cs,O) - вакуум, определяющая в значительной степени характеристики фотокатода, доказательно не определена до сих пор. Авторы большинства работ полагают, что (Cs,O) – слой является диэлектриком или полупроводником, энергетическая диаграмма которого представляет собой тонкий потенциальный барьер, туннельно – прозрачный для неравновесных электронов. Для достижения состояния с ОЭС на предварительно очищенную поверхность сначала наносится только цезий, а после прохождения локального максимума фототока – одновременно цезий и кислород. Мы проанализировали результаты активирования p-GaN(Cs,O) и p-GaAs(Cs,O) фотокатодов. Процесс активирования 5-10 раз прервался для измерения энергетических распределений эмитированных фотоэлектронов. В случае p-GaN(Cs,O) фотокатода перед нанесением кислорода квантовый выход фотокатода составлял уже три четверти от своего значения в конце активировки, а величина ОЭС равнялась ≈1.5 эВ. Металлический характер активирующего покрытия для p-GaN(Cs) не вызывает сомнений. При дальнейшем нанесении цезия и кислорода величина ОЭС достигала ≈1.85 эВ. Измерение давления кислорода в камере во время активирования позволило оценить отношение концентраций атомов кислорода и цезия в (Cs,O) – слое, оказавшееся близким к 0.1. Согласно данным работы [1], из восьми известных объёмных соединений цезия и кислорода четыре Cs – обогащённых соединения от Cs_7O до Cs_3O являются металлами. Эволюция отношения концентраций кислорода и цезия в (Cs,O)-слое (r(t)) на поверхности p-GaAs(Cs,O) – фотокатода при его активировании приведена на рисунке штриховой линией. Сплошной линией приведена зависимость квантовой эффективности QE(t) фотокатода. Осцилляции QE(t) на рисунке (см. вставку) «отражают» модуляцию давления кислорода в камере автоматизированной системой формирования оптимального (Cs,O) – слоя. Видно, что величина r(t) не превышает 0.33. Мы полагаем, таким образом, что, (Cs,O) слой на поверхностях p-GaN и p-GaAs фотокатодов, по-видимому, является металлом. Дополнительные аргументы, подтверждающие справедливость этого вывода, были получены путём анализа эволюции формы энергетических распределений эмитированных фотоэлектронов при изменении состава и толщины (Cs,O) – слоя. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 16-02-00534).



Литература

1. C. Guéneau et al. // CALPHAD. 2015. v.49. p. 67.

Система криостатирования крупноформатных матричных ФПУ

П.Д. Гиндин, **А.С. Ильин**, В.В. Карпов, М.Е. Козырев, Н.С. Кузнецов
ОАО «Швабе-Фотосистемы», Москва,
117545 Днепропетровский проезд 4А, стр.3А
тел: (495) 315-73-56, факс: (495) 312-26-22, эл. почта: ko-ckb@mail.ru

В докладе приводятся результаты разработки системы криостатирования (СК) матричных фотоприемных устройств, включающей отечественную моноблочную микрокриогенную систему интегрального типа «МКС-ШФС» (аналог МКС К548 фирмы «Ricor») и вакуумный криостатируемый корпус с минимизированными теплопритоками под формат фотоприемных матриц 640×512 элементов, а также результаты исследования ее фактических параметров.

СК предназначена для криостатирования охлаждаемого узла ФПУ в температурном диапазоне 65…80 К при суммарной тепловой нагрузке в зоне криостатирования до 0,75 Вт и температуре окружающей среды до плюс 60°С.

Исследовано влияние различных факторов (величина тепловой нагрузки, давление заправки газа, величина электрического напряжения, материал насадки регенератора МКС и др.) на величину энергопотребления МКС, а также даны рекомендации по минимизации энергопотребления применительно к конкретным рабочим программам МКС.

Динамика фотоэлектрических характеристик матричного фотоприемного устройства формата 64x64 элементов при захолаживании

П.Д. Гиндин[1)], В.В. Карпов[1)], Н.С. Кузнецов[1)], М.Е. Козырев[1)], П.А. Мищерин[1)], **В.Ф. Чишко[1)]**, А.А. Лопухин[2)]

[1]ОАО «Швабе-Фотосистемы», Москва,
117545 Днепропетровский проезд 4А, стр.3А
тел: (495) 315-73-56, факс: (495) 312-26-22, эл. почта: ko-ckb@mail.ru
[2]АО «НПО «Орион», Москва

Проведены исследования зависимостей напряжений шума и сигнала от времени захолаживания матричного фотоприемного устройства (МФПУ) формата 64x64 элемента с целью определения времени выхода на стационарный режим и времени автономной работы. В конструкции корпуса МФПУ минимизирована теплопередача от корпуса к матрице ФЧЭ, что обеспечивает уменьшение времени выхода на рабочий температурный режим. Для увеличения времени автономной работы корпус содержит накопитель из супертонкого стекловолокна. Захолаживание проводилось при помощи дроссельного микрохолодильника «брызгающего типа». Для определения напряжений сигнала от АЧТ и шума проводилась запись 2000 кадров с интервалом 0,04 секунды. Напряжение шума вычислялось путем усреднения по 32 кадрам с применением 14 разрядного АЦП. Было установлено, что время выхода на стационарный режим после 6 секунд работы дроссельного микрохолодильника для сигнала от АЧТ составляет примерно 3 секунды, по отношению сигнал/шум - 5 секунд, а время автономной работы примерно 40 секунд.

Корпуса микроболометрических ФПУ под форматы 160×120, 320×240 и 640×480 элементов

В.В. Карпов, Н.С. Кузнецов, А.В. Марущенко, **А.С. Швыдкова**
ОАО «Швабе-Фотосистемы», Москва,
117545 Днепропетровский проезд 4А, стр.3А
тел: (495) 315-73-56, факс: (495) 312-26-22, эл. почта: ko-ckb@mail.ru

В докладе представлены результаты разработки металлокерамических вакуумно-плотных корпусов (МКВПК) для неохлаждаемых микроболометрических фотоприемных устройств приборов формирования видеосигнала тепловизионного изображения.

МКВПК предназначены для размещения матричного коммутатора-мультиплексора сигналов со сформированным на его внешней поверхности массивом микроболометрических приемников, обеспечения требуемого уровня вакуума внутри корпуса и передачи на микроболометры внешнего излучения через оптически прозрачное окно.

Разработана рабочая конструкторская и технологическая документация для изготовления корпусов трех типоразмеров под матрицы формата 160×120, 320×240 и 640×480 элементов.

Изготовлены опытные образцы корпусов, проведены их предварительные испытания, изготовлены поставочные партии корпусов МКВПК-160, МКВПК-320 и МКВПК-640.

Проведенные предварительные испытания опытных образцов показали соответствие параметров опытных образцов металлокерамических корпусов требованиям технического задания.

ИК-фотоприемники на основе *p*-$Cd_xHg_{1-x}Te$ с улучшенными параметрами фоточувствительности

Н.Д. Исмайлов[1)], **Н.Х. Талипов** [2)]
[1] *Институт Физики НАН Азербайджана, Az-1143, Баку, Азербайджан*
[1] *Военная академия РВСН им. Петра Великого, 143900, Балашиха, Карбышева 8*
тел: +7 (926) 246-5396, эл. почта: niyazt@yandex.ru

Одной из важных областей применения охлаждаемых ИК-фотоприемников (ФП) является регистрация экстремально слабого излучения при очень низком фоновом излучении в среднем (3–5 мкм) и дальнем (8–14 мкм) ИК-диапазоне. Для этих целей наибольшей пороговой чувствительностью обладают ФП на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ), в которых преобладает механизм Оже-рекомбинации. При этом наиболее высокие параметры ФП могут быть достигнуты на слаболегированном КРТ *p*-типа [1]. Однако, сложность практической реализации таких ФП заключается в трудности получения однородного слаболегированного материала *p*-типа, сильном влиянии на коэффициент усиления эффекта вытягивания носителей заряда и поверхностной рекомбинации [2, 3]. В настоящей работе предложен фоторезистор на КРТ *p*-типа с составом $x = 0.23–0.3$, в котором устраняются указанные недостатки.

В данном типе фоторезистора в приповерхностной области методом ионной имплантации бора создаются множество локальных областей n^+-типа проводимости с размерами $A << L_n$, расстояние между которыми $b < L_n$ (рис.1), здесь L_n – диффузионная длина электронов. Данные n^+-области являются потенциальными ямами для электронов. Так как $b < L_n$, то значительная часть генерированных в *p*-объеме фоторезистора электронов будет диффундировать к границе *p-n* перехода и под действием его поля затянутся в *n*-область, и будут удерживаться там в течение времени τ_{ef}; R_0C_0 (где R_0, C_0 – сопротивление и емкость *p-n* перехода), которое при слабом фоне на несколько порядков может превышать время жизни τ в обычных фоторезисторах.

Так как приложенное к образцу электрическое поле очень слабое по сравнению с полем *p-n* перехода, то при увеличении напряжения смещения эффект вытягивания неосновных носителей (ЭВН) из объема *p*-КРТ наблюдаться не будет.

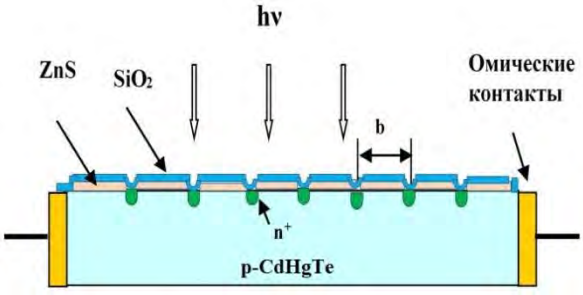


Рис. 1 Геометрическая модель фоторезистора

Для фотоприемника с $\lambda_c = 5$ мкм при уровне фона $Ф=10^{15}$ фотон/(см^2·с), экспериментально наблюдалось время жизни $\tau_{ef} = 2\cdot10^{-5}$ с, при $\tau = 5\cdot10^{-7}$с, а приложенное напряжение U_b более чем в 100 раз превышало напряжение насыщения для однородного образца, при котором наблюдается ЭВН.

Таким образом, в данном фоторезисторе на основе КРТ *p*-типа чувствительность при слабом фоне будет увеличиваться во много раз за счет большого времени жизни электронов τ_{ef} в потенциальных ямах, а также за счет увеличения напряжения смещения U_b и уменьшения толщины фоторезистора.

Литература

1. Antoni Rogalski // Infrared Physics & Technology. 2002. v.43. P.187-210.
2.Фотоприемники видимого и ИК-диапазонов. Под ред. Р.Дж. Киесса. М.: Радио и связь. 1985. 328 с.
3. Risal Singh and Vardna Mittal // Defence Science Journal. 2003. V.53. No 31. P.281-324.

Анализ влияния обработки монокристаллов InSb на кристаллическое совершенство поверхности методом рентгеновской дифрактометрии

Д.А. Пашкеев[1)], А.Д. Шабрин[1)], А.Е. Гончаров[1)], А.В. Ляликов[1)], Л.В. Киселева[1)]
[1] *ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», Москва, 111538, Косинская ул., 9*
тел:+7 (499) 374-8251, эл. почта: d.pashkeev@gmail.com

Антимонид индия (InSb) является перспективным материалом для изготовления современных быстродействующих фотоприемных устройств (ФПУ), чувствительных в спектральном диапазоне 3-5 мкм. В качестве исходного фоточувствительного материала используются как пластины из объемных кристаллов InSb, так и гомоэпитаксиальные структуры, выращиваемые методом молекулярно-пучковой эпитаксии [1].

Повышение уровня рабочих характеристик ФПУ на основе InSb является важной задачей в оптоэлектронике [2]. Ключевыми параметрами исходного материала, в значительной степени влияющих на характеристики ФПУ, являются качество и однородность кристаллической структуры монокристаллов. Контроль и анализ таких дефектов, как нарушение структуры поверхностного слоя, мозаичность, блочность кристалла и наличие областей с высокой плотностью дислокаций, которые при разработке ФПУ приводят к большим токам утечки, низкой фоточувствительности и высоким темновым токам, поволяют существенно повысить качество конечных изделий.

В работе на основе рентгеновской дифрактометрии высокого разрешения предложена методика анализа нарушений кристаллической структуры пластин, возникающих в процессе их подготовки как в объеме материала, так и в поверхностных слоях. В основе методики используется математическая модель, позволяющая рассчитать положение и форму кривых качания и дифракционного отражения. Из сравнения экспериментальных данных с расчетными значениями восстанавливается реальная структура образца. Модель учитывает как деформации кристаллической решетки, возникающие в процессе подготовки, так и аппаратные погрешности, такие как неточности позиционирования и перемещения гониометра и степень расходимости рентгеновского пучка.

Методика отрабатывалась на пластинах, изготовленных из объемного монокристалла InSb, выращенного методом Чохральского. Пластины изготавливались из слитков проволочной резкой и обрабатывались методами химико-механического и химико-динамического полирования с травителями на основе винной кислоты с различным содержанием хлорида натрия [3]. В ходе исследования установлены оптимальные условия подготовки поверхности пластины. Показано, что возникающие в процессе полировки деформации кристаллической решетки минимальны при скорости вращения образца менее 35 об/мин. и силе прижима менее $5 \cdot 10^{-3}$ Н/м^2, а использование при финишной полировке раствора с концентрацией соляной кислоты 0,02 моль/л позволяет достигать значения шероховатости поверхности менее 50 нм. Измерения кривой качания подготовленных образцов показали, что ее ширина на полувысоте составляет 14,5”. Данное значение близко к теоретическим значениям и говорит о высоком качестве кристаллической структуры монокристаллов.

В ходе измерений определялись величина разориентации кристаллографических плоскостей и поверхности образца и отклонение поверхности пластины от плоскостности, возникающее в процессе обработки, а также относительная разориентация блоков, возникших в процессе роста монокристаллов. Построение карты распределения положений пиков кривых качания по поверхности пластины позволило определить наличие областей с высокой плотностью дислокаций. При этом количество дефектных пикселей матричных ФПУ для данных областей увеличивалось минимум вдвое.

Проведенный анализ позволил улучшить процесс подготовки пластин InSb, а полученные результаты позволяют в дальнейшем избегать формирования чувствительных элементов ФПУ на заведомо дефектных областях материалов и являются перспективными для реализации в технологии разработки фотоприемных устройств на основе антимонида индия.

Литература

1. И.Д. Бурлаков и др. // Прикладная физика. 2007. № 2. С. 43.
2. A. Rogalski // Progress in Quantum Electronics. 2003. Vol. 27. No. 2. P. 59.
3. Л.В. Киселева и др.// Прикладная физика. 2015. №5. С. 84.

Математическая модель крупноформатного инфракрасного фотоприемного устройства с режимом временной задержки и накопления

Б.Н. Дражников[1)], **К.В. Козлов[1, 2)],** А.И. Патрашин[1)], В.А. Стрельцов[1, 2)]
[1] ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», Москва, 111538, Косинская ул., 9
[2] МФТИ (ГУ), МО, Долгопрудный, 141700, Институтский пер., 9
тел:+7 (499) 374-8251, эл. почта: ech@li.ru

Современные инфракрасные (ИК) фотоприемные устройства (ФПУ) с режимом временной задержки и накопления (ВЗН) [1] широко применяются для решения задач регистрации слабых оптических сигналов. 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.

В данном исследовании разработана математическая модель крупноформатного ИК ФПУ с режимом ВЗН, предназначенного для регистрации малоразмерных объектов. Модель позволяет прогнозировать такие характеристики изделия, как отношение сигнал/шум, пороговая чувствительность, функция передачи модуляции, динамический диапазон, пеленгационная характеристика при различных конструктивных и эксплуатационных параметрах, таких как конструкция оптического тракта, температуры корпуса ФПУ, холодных экранов и светофильтров, погрешность установки отдельных фотоприемных модулей, разброс чувствительности и темновых токов фоточувствительных элементов (ФЧЭ), амплитудно-частотная характеристика и шумы электронного тракта БИС, алгоритм реализации режима ВЗН, коэффициенты взаимного влияния сигналов внутри ФПУ и т.д. В основу модели положены известные соотношения для сканирующих и смотрящих ФПУ, в т.ч. из [2-3], и описания процессов, полученные на основе экспериментальных данных.

С помощью модели исследовано влияние структуры топологии матрицы фоточувствительных элементов (МФЧЭ) ФПУ на параметры оптико-электронной системы. Полученные результаты позволяют осуществлять выбор оптимальной структуры топологии МФЧЭ на основе исходных требований на изделие.

Проведено моделирование сигналов крупноформатного ФПУ при различных параметрах оптических диафрагм, получены пространственные распределения пороговой чувствительности по фоточувствительному полю для коротковолнового и средневолнового ИК-диапазонов, построены зависимости пороговых характеристик от температуры фона и элементов конструкции ФПУ.

Модель позволила провести исследование взаимного влияния сигналов внутри ФПУ на пространственное разрешение системы для каждого из пяти видов взаимосвязи, которые наблюдались в эксперименте: внутриканальной фотоэлектрической связи, межканальной фотоэлектрической связи, электрической связи вдоль считывания, электрической связи внутри КМОП ВЗН-регистра, электрической связи после коммутации сигналов.

Разработанная математическая модель применяется на этапе проектирования изделия с целью прогнозирования его параметров, при разработке методик испытаний, а также в процессе испытаний ФПУ и его составных частей.

Литература

1. М.А. Тришенков Фотоприемные устройства и ПЗС. Обнаружение слабых оптических сигналов. – М.: Радио и связь, 1992.
2. S.A. Cota, T.S. Lomheim, C.J. Florio, J.M. Harbold, B. Muto, R.B. Schoolar, D.T. Wintz, R.A. Keller // Imaging Spectrometry XVI. 2011. Vol. 8158.
3. А.И. Патрашин, И.Д. Бурлаков, М.Д. Корнеева, В.В. Шабаров // Прикладная физика. 2014. № 1. С. 38.

Исследование характеристик спектральной чувствительности фотодиодов в ИК-диапазоне

А.В. Никонов[1,2)], К.О. Болтарь[1,2)], И.Д. Бурлаков[1,3)], Н.И. Яковлева[1)]
[1] *ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», Москва, 111538, Косинская ул., 9*
[2] *МФТИ (ГУ), МО, Долгопрудный, 141700, Институтский пер., 9*
[3] *МТУ (МИРЭА), Москва, 119454, пр-т Вернадского, 78*
тел:+7 (499) 374-8251, эл. почта: ech@li.ru

В последнее десятилетие в развитии технологии создания ИК-фотодиодов на основе теллуридов кадмия-ртути (КРТ) достигнут значительный прогресс [1]. Методами молекулярно-лучевой (МЛЭ) и жидкофазной (ЖФЭ) эпитаксии [2, 3] получены высококачественные гетероэпитаксиальные структуры p-типа проводимости, в том числе структуры с варизонными слоями вблизи поверхности и границы раздела узкозонный полупроводник-подложка, обеспечивающими уменьшение поверхностной рекомбинации [4]. На основе гетероэпитаксиальных структур из КРТ разрабатываются крупноформатные смотрящие матрицы дальнего ИК-диапазона с высокими пороговыми характеристиками. Фоточувствительными элементами таких матриц являются n-p фотодиоды, дифференциальное сопротивление которых при малом обратном смещении и рабочей температуре азота определяется диффузионным током. Общепринятые представления о диффузионном механизме темнового тока p-n перехода сложились достаточно давно [5] и основываются на одномерных моделях p-n перехода, что позволяет проводить моделирование квантовой эффективности и спектральных характеристик фотодиодов для предварительных оценок параметров и проектирования архитектуры матрицы фоточувствительных элементов (МФЧЭ).

С помощью разработанных в данном исследовании моделей возможно решение обратной задачи – определение параметров и характеристик гетероэпитаксиальных структур КРТ (длины диффузии неосновных носителей заряда, скорости поверхностной рекомбинации на границах раздела рабочих фоточувствительных слоев, фотоэлектрической взаимосвязи между фоточувствительными элементами МФЧЭ) посредством использования пакетного градиентного спуска при сравнении расчетных и измеренных спектров фоточувствительности фотодиодов с заданной точностью.

В рамках разработанной модели фотодиод с резким p-n переходом облучается со стороны области p-типа проводимости и подразделяется на область обеднения, окружающую металлургическую границу перехода и две квазинейтральные области p- и n-типа. Дополнительно отмечается, что в современных крупноформатных ИК-матрицах на основе гетероэпитаксиальных структур КРТ размер фоточувствительных элементов приблизился к размеру дифракционного пятна оптической системы и по порядку величины совпадает с величиной диффузионной длины электронов. Таким образом, диффузионный ток в значительной степени дополняется током, обусловленным процессами генерации-рекомбинации в примыкающей к периметру p-n перехода части квазинейтральной p-области. Установлено, что доля носителей, генерируемых в боковых областях фотодиодов, достигает 10-20% при длине диффузии электронов от 8 до 25 мкм. Численное моделирование спектральной характеристики фоточувствительности n^+-p переходов позволило определить параметры гетероэпитаксиальных структур КРТ, выращенных методами ЖФЭ и МЛЭ: длину диффузии (9-15 мкм), скорость поверхностной рекомбинации $(1\text{-}1{,}5)\cdot 10^5$ см/с, состав и толщину рабочего фоточувствительного слоя. Полученные результаты позволяют прогнозировать характеристики фотодиодов, чувствительных в ИК-диапазоне.

Литература

1. И.Д. Бурлаков и др. // Успехи прикладной физики. 2016. Т. 4, № 1. С. 52-78.
2. А.Г. Белов, А.И. Белогорохов, В.М. Лакеенков // ФТП. 2001. Т. 35. Вып. 8. С. 917-919.
3. В.С. Варавин, С.А. Дворецкий и др. // Прикладная физика. 2002. № 6. С. 25-41.
4. Ю.Г. Сидоров, С.А. Дворецкий и др. // ФТП. 2001. Т. 35. Вып. 9. С. 1092-1101.
5. W. Shokley // Bell System Technical Journal. 1949. V. 28. P. 435.

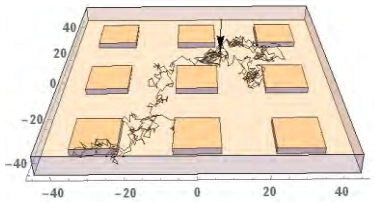
Моделирование пространственного распределения квантовой эффективности в ФПУ на основе эпитаксиальных слоёв КРТ

В.Г. Половинкин [1,2], В.А. Стучинский [1], А.В. Вишняков [1], И.И. Ли [1]
[1] *ИФП им. А.В. Ржанова, Новосибирск, 630090, пр. ак. Лаврентьева, 13*
[2] *НГТУ, Новосибирск, 630073, пр. К. Маркса, 20*
тел:+7 (383) 330-7781, факс:+7 (383) 330-5256, эл. почта: pvg@isp.nsc.ru

Представлена модель и результаты расчетов квантовой эффективности фотодиодов с учетом диффузии фотогенерированных носителей заряда (НЗ), что имеет принципиальное значение, так как n-p переход занимает лишь часть площади ячейки. Расчеты проведены для планарного варианта фотодиодов на основе эпитаксиальных слоев КРТ в условиях падения света со стороны подложки.

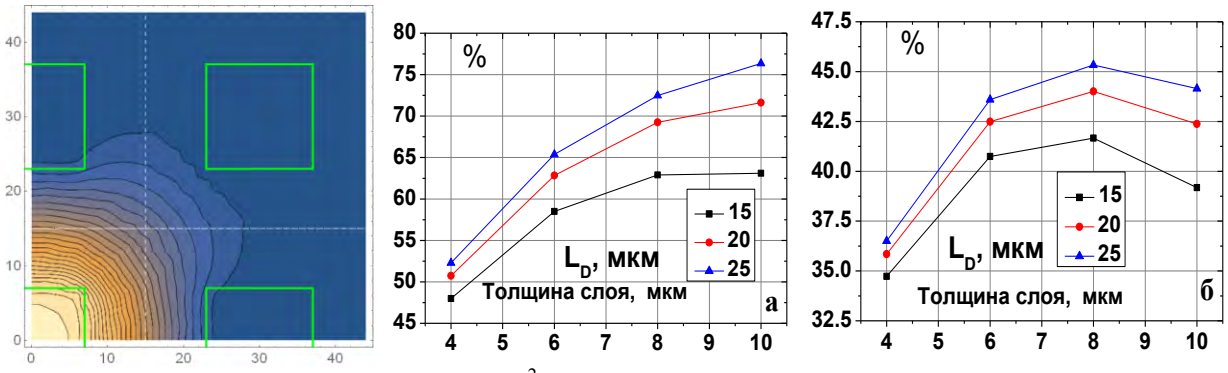
Описание модели

Моделирование процесса диффузии НЗ производится методом Монте-Карло в форме случайного блуждания частиц. С помощью генераторов случайных чисел моделируются процессы генерации, диффузии и рекомбинации НЗ. На верхней и нижней границах фоточувствительного слоя (ФС) учтено отражение носителей от варизонных областей ФС [1]. Величина вероятности рекомбинации частицы за время элементарного прыжка выбирается из условия равенства среднеквадратичного смещения НЗ в макроскопическом диффузионном процессе и в модели. При попадании НЗ в *n*-область диода процесс диффузии считается завершенным. Фрагмент фоточувствительных ячеек и примеры траекторий диффундирующих НЗ показаны на Рис.1.



Результаты

Пример пространственного распределения локальной квантовой эффективности приведен на Рис.2 (ввиду симметрии показана четверть распределения). Расчет проведен для фоточувствительной ячейки с размером – 30x30 мкм^2, n области диода - 14x14 мкм, глубине - 2 мкм, длине диффузии НЗ $\mathbf{L_D}$ = 20 мкм, толщине ФС - 6 мкм и длине оптического поглощения - 5 мкм.



На Рис.3 показаны зависимости интегральной квантовой эффективности от толщины ФС для разных значений $\mathbf{L_D}$**:** (а) при сплошной засветке ФПУ и (б) при локальной засветке выбранного фотоэлемента матрицы.

Различие в зависимостях обусловлено тем, что при сплошной засветке, рассматриваемый фотоэлемент собирает часть НЗ, генерированных в соседних фотоэлементах, а при локальной – часть носителей попадает на соседние элементы. Модель позволяет проводить расчеты при различных конфигурациях фоточувствительных ячеек и оптимизировать их конструктивные параметры.

Литература

1. A.V. Vishnyakov, V.A. Stuchinsky, D.V. Brunev, A.V. Zverev, S.A. Dvoretsky, «Analysis of charge-carrier diffusion in the photosensing films of HgCdTe infrared focal plane array photodetectors», *J. Appl. Phys.*, **118**, 124508 (2015).

Электрофизические и структурные свойства барьера Шоттки Au/Ti/n-InAlAs для СВЧ фотодиодов

И.Б. Чистохин[1)], М.С. Аксенов[1)], Н.А. Валишева[1)], Д.В. Дмитриев[1)], И.П. Просвирин[2)]
К.С. Журавлев[1)], А.П. Ковчавцев[1)], А.К. Гутаковский[1)]
[1]*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск,630090, пр. Ак. Лаврентьева 13*
[2]*Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 5*
тел:+7 (383) 330-9149, факс:+7 (383) 333-2766, эл. почта: igor@isp.nsc.ru

СВЧ-фотодиоды на основе $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ гетероструктур обеспечивают поглощение на длине волны 1.55 мкм и применяются в качестве быстродействующих детекторов в аналоговых волоконно-оптических линиях. Использование в таких приборах барьера Шоттки (БШ) вместо p-n перехода позволяет увеличить граничную частоту за счет уменьшения последовательного сопротивления p-области [1]. При этом параметры СВЧ-фотодиодов с БШ существенно зависят от технологии формирования границы раздела металл/полупроводник.

В работе проведен анализ температурных зависимостей вольт-амперных характеристик (ВАХ) меза-структур Au/Ti/n-$In_{0.52}Al_{0.48}As$/InP (001) БШ в диапазоне 100-380 К (рис. 1a). Показано, что при повышении температуры от 100 до 200 К коэффициент идеальности *n* уменьшается от 1.58 до 1.1, а высота барьера φ_b повышается от 0.55 до 0.69 эВ (рис. 1b). При дальнейшем повышении температуры до 380 К эти параметры изменяются слабо. Зависимость протекания тока при температурах выше 200 К хорошо согласуется с классической теорией термоэлектронной эмиссии. При температурах ниже 200 К поведение ВАХ соответствует модели латеральной неоднородности высоты барьера (модель Танга) [2], что подтверждается линейной зависимостью высоты барьера от коэффициента идеальности в диапазоне температур 100-200 К. В соответствии с этой моделью были рассчитаны величина барьера гомогенного перехода (0.88 эВ) и его среднеквадратичное отклонение гауссова распределения (10^{-4} $см^{2/3}В^{1/3}$), постоянная Ричардсона (10.7 $Асм^{-2}К^{-2}$), а также доля площади, занимаемая областями с пониженной высотой барьера (24%) диаметром ~80 нм. Обсуждается взаимосвязь параметров, полученных из анализа ВАХ, со структурно-морфологическими особенностями поверхности $In_{0.52}Al_{0.48}As$ и границы раздела Ti/$In_{0.52}Al_{0.48}As$, а также химическим составом поверхности $In_{0.52}Al_{0.48}As$.

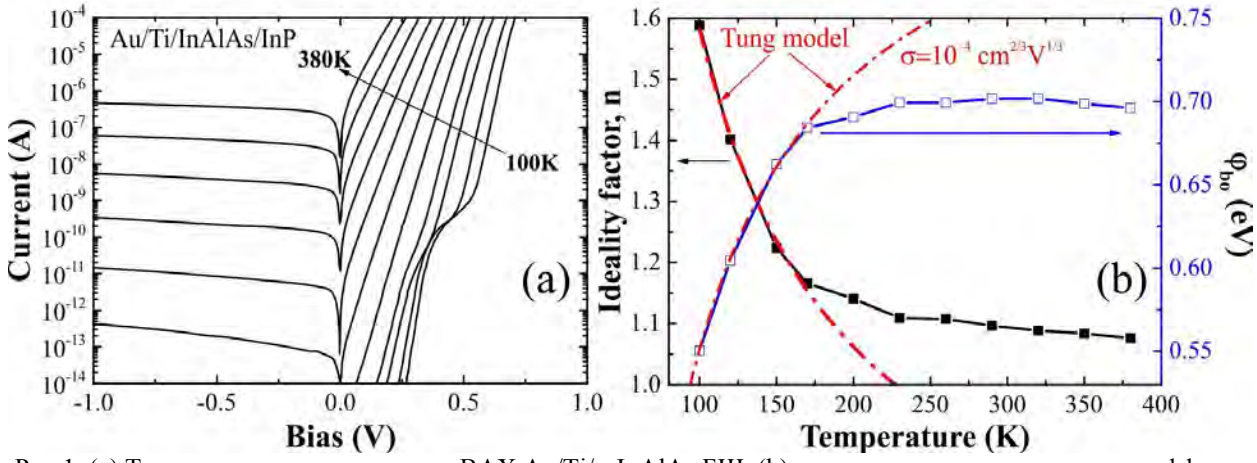


Рис.1. (a) Температурные зависимости ВАХ Au/Ti/n-InAlAs БШ, (b) температурные зависимости коэффициента идеальности и высоты барьера.

Литература

1. A. Chizh et al. // 2015 International Topical Meeting on Microwave Photonics. 2015. P.1
2. R.T. Tung // Phys. Rev. B. 1992. V. 45. P.13509

Особенности люминесценции полупроводниковых кристаллов и стекол с ионами эрбия, подвергнутых импульсным обработкам

Р.И. Баталов, Р.М. Баязитов, Г.А. Новиков, Н.М. Лядов,
В.А. Шустов, В.И. Нуждин
[1] Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН,
Казань, 420029, ул. Сибирский тракт, 10/7
[2] Междисциплинарный центр «Аналитическая микроскопия» Казанского федерального университета, Казань, 420008, ул. Кремлевская, 18
[3]Белорусский государственный университет, Беларусь, Минск,
220030, пр. Независимости,4
тел:+7 (843) 231-9102, факс:+7 (843) 272-5075, эл. почта: batalov@kfti.knc.ru

Редкоземельные ионы эрбия (Er^{3+}), введенные в различные полупроводниковые кристаллы (Si, SiC, GaAs, InP) или диэлектрики (SiO_2, Al_2O_3), представляют большой практический интерес в оптоэлектронике для создания светодиодов и лазеров в ультрафиолетовом (300-400 нм), видимом (400-700 нм) и инфракрасном (700-2700 нм) диапазонах. Такой широкий диапазон излучения обусловлен множеством оптически активных энергетических уровней иона Er^{3+} в условиях возбуждения как традиционной однофотонной ($\lambda_{ex} < \lambda_{em}$), так и двухфотонной ап-конверсионной ($\lambda_{ex} > \lambda_{em}$) фотолюминесценции (ФЛ). Одним из широко применяемых методов введения ионов Er^{3+} в приповерхностные области кристаллов является ионная имплантация в сочетании с последующим термическим отжигом в печи. Альтернативой термическому отжигу могут быть импульсные (наносекундные) обработки мощными лазерными или ионными пучками.

В данной работе изучалась одно- и двухфотонная ФЛ кристаллов Si, InP и SiO_2, имплантированных низкоэнергетичными ($E \leq 100$ кэВ) ионами Er^+ с дозами $D = 6x10^{12} - 10^{16}$ см$^{-2}$. В случае подложки Si проводилась дополнительная высокодозная ($D \sim 10^{17}$ см$^{-2}$) имплантация ионами кислорода (O^+). Отжиг имплантированных слоев их облучением мощными ионными пучками (C^+, $E = 300$ кэВ, $\tau = 100$ нс, $W = 0.5\text{-}1.5$ Дж/см^2) в вакуумной камере ускорителя ионов. Толщина имплантированных слоев не превышала 100 нм. В качестве эталонного образца с известной ФЛ использовалась лантановая керамика, объемно легированная ионами Yb^+ и Er^+ [1], используемая на практике как визуализатор ИК-излучения (800-1100 нм) на эффекте ап-конверсии. Состав керамики был определен как $La_2O_{1.5}F_2S$ на основе измерений методами электронного микроанализа и рентгеновской дифракции. Для возбуждения обоих видов ФЛ ($T = 300$ К) использовалось непрерывное излучение ИК-лазера ($\lambda = 980$ нм), а для ее регистрации в области длин волн $\lambda = 0.4\text{-}0.9$ мкм – Si лавинный фотодиод, и GaSb фотодиод - на диапазон $\lambda = 1\text{-}2$ мкм.

В спектре ИК-ФЛ лантановой керамики с примесями Er-Yb наблюдалась интенсивная линия при 1540 нм ($^4I_{13/2}$-$^4I_{15/2}$), а в спектре ап-конверсионной ФЛ доминирующими линиями были зеленая (557 нм, $^2H_{11/2}$-$^4I_{15/2}$) и красная (672 нм, $^4F_{9/2}$-$^4I_{15/2}$). Также присутствовали и более слабые линии при 440, 530, 770, 816 и 864 нм. В отличие от оптимизированной по составу промышленной керамики, содержащей дополнительно ионы Yb^+, усиливающие ФЛ ионов Er^+ [2], спектры ИК-ФЛ имплантированного кварца, кремния и фосфида индия после ИИО не показывали заметного сигнала в области 1.5-1.6 мкм при 300 К. В тоже время спектры ап-конверсионной ФЛ демонстрировали интенсивную синюю полосу при 460 нм ($^4F_{5/2}$-$^4I_{15/2}$) наряду с менее выраженными полосами при 530-560 нм, 760 нм и 820 нм. Для подложки InP последние две полосы были наиболее интенсивными.

Литература

1. W. Noh, S. Park // Opt. Mater. 2017. V.66. P.589-594.
2. L. Luo, X.X. Zhang et al. // Appl. Phys. Lett. 2005. V.86. P.212505.

Гибридный солнечный элемент на основе соединений А3В5 и кремния

В.В. Малютина-Бронская[1)], В.Б. Залесский [1)], А.А. Ходин[1)], О.В. Ермаков[1)], В.С. Калиновский[2)], Е.В. Контрош[2)], В.М. Андреев[2)], Е.И. Теруков[2)]

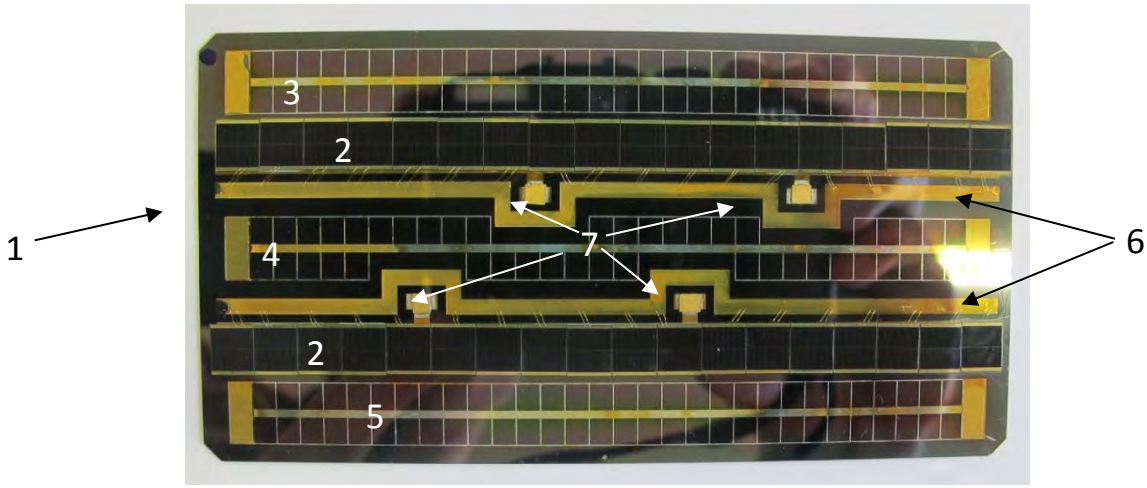
[1] *Государственное научно-производственное объединение «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника», Беларусь, Минск, 220072, пр-кт Независимости, 68*

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

тел:+375 (17) 281-3222, факс:+375 (17) 281-3229, эл. почта: v_malyutina@rambler.ru

Одна из актуальных задач солнечной энергетики – это создание солнечных батарей с высокими энергетическими и эксплуатационными характеристиками и увеличенным ресурсом работы. Солнечные элементы на основе наногетероструктур обеспечивают максимальный КПД и имеют высокую радиационную стойкость. Для повышения эффективности работы каскадных (многопереходных) солнечных элементов на основе соединений А3В5 требуется использование систем концентрации оптического излучения, например с использованием линейных линз Френеля. При создании концентраторного фотоэлектрического модуля (ФЭМ) необходимо обеспечить как высокую эффективность солнечных элементов и оптических концентраторов излучения, а так же эффективно отводить и рассеивать в пространство остаточное тепло. Исходя из этих требований, была разработана конструкция и изготовлен гибридный солнечный элемент, который включает в себя теплоотводящее основание (ТО) (1) из кристаллического кремния с тремя кремниевыми солнечными элементами (3, 4, 5) и токоведущими контактными шинами и трёхпереходные *InGaP/Ga(In)As/Ge* СЭ собранные в электрогенерирующие линейки (2), смонтированные на ТО. Использование теплоотводящего основания на основе кристаллического кремния толщиной 250 мкм позволяет осуществлять эффективный теплотвод от каскадных СЭ с излучением в окружающее пространство остаточного тепла. Использование интегрированных в ТО кремниевых солнечных элементов позволяет увеличить КПД и допустимый угол разориентации по поперечной оси ФЭМ.

Для обеспечения двухсторонней чувствительности и эффективного преобразования, отраженного от Земли солнечного излучения гибридным СЭ, разрабатывается технология создание на всей тыльной стороне ФЭМ гетероперехоного *n-α-Si/i-α-Si/p-Si* – HIT (Heterojunction with Intrinsic Thin-layer solar cells) солнечного элемента.



На рисунке показана фронтальня поверхность фотогенерирующей платы (54 мм х 104 мм) на основе гибридных солнечных элементов для ФЭМ, где: 1 - теплоотводящее основание из кристаллического кремния; 2 – две линейки из каскадные *InGaP/Ga(In)As/Ge* СЭ; 3, 4, 5 – три кремниевых СЭ, 6 – токоведущие контактные шины, 7 - байпасные диоды.

Проблемы создания гибких двухкаскадных фотоэлектрических преобразователей на основе гетероструктур InGaP/GaAs

М.А. Путято[1)], Н.А. Валишева[1)], М.О. Петрушков[1)], В.В. Преображенский[1)], И.Б. Чистохин[1)] Б.Р. Семягин[1)], Е.А. Емельянов[1)], А.В. Васев[1)], А.Ф.Скачков[2)], Г.И. Юрко[2)], И.И. Нестеренко [2)], С.В. Янчур[3)]

[1] ИФП СО РАН, Новосибирск,630090, ак. Лаврентьева, 13
[2] ПАО «Сатурн», Краснодар, 350072, Солнечная, 6
[3] ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша», Москва, 125438, Онежская, 8
тел:+7 (383) 333-1967, факс:+7 (383) 333-7745, эл. почта: puma@isp.nsc.ru

Новые технологии создания высокоэффективных и легких солнечных батарей (СБ) на основе гибких разворачиваемых конструкций позволяют качественно изменить массогабаритные характеристики энергетических систем космических аппаратов. В настоящее время тонкопленочные гибкие СБ применяются на ряде космических аппаратов в сочетании с электроракетным двигателем, и используются для реализации научных и коммерческих миссий США. Создание перспективных (в том числе транспортных) космических энергосистем на основе тонкопленочных СБ в России требует целенаправленных исследований возможностей их построения и выбора предпочтительных технических решений.

В основе технологии изготовления гибких тонких фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) на базе соединений $A^{III}B^{V}$ лежит перенос гетероэпитаксиальных структур (ГЭС) с подложки, на которой она была выращена, на пленочный полимерный носитель (ППН). Наряду с проблемой переноса ГЭС большой площади на тонкий и гибкий ППН возникают трудности, обусловленные необходимостью выполнять технологические операции с тонким хрупким многослойным объектом гибридной природы.

В данной работе представлены результаты исследований, направленных на создание технологии изготовления образцов гибких ультратонких двухкаскадных ФЭП на основе ГЭС InGaP/GaAs для создания мощных, легких и компактных солнечных батарей.

ГЭС для ФЭП были выращены на ПАО «Сатурн» методом МОГФЭ на полуизолирующих подложках GaAs. Между подложкой и гетероструктурой располагался комбинированный слой, состоящий из слоев AlAs и InGaP, позволяющий отделять ГЭС InGaP/GaAs от подложки либо путем ее растворения, либо методом ELO (Epitaxial Lift-off).

Создание технологии изготовления гибкого ультратонкого ФЭП включало в себя разработку его конструкции, выбор адгезивов, материала ППН и других компонентов ФЭП, а также разработку комплекса согласованных процессов с их использованием. Были отработаны процессы травления периферии и пассивации торцов гетероструктуры для защиты эпитаксиальных слоев при удалении подложки. Для пассивации использовали слой двуокиси кремния, синтезированный в реакторе пониженного давления при температуре 195°С (РПД-SiO_2). Разработаны низкотемпературные процессы изготовления несплавного омического контакта, а также эклектических выводов к отделенной от подложки ГЭС.

С использованием в качестве ППН полиимидной пленки толщиной 25 мкм изготовлены образцы двухкаскадных ФЭП с толщиной ГЭС InGaP/GaAs 4,5 мкм. На данном этапе работы в качестве антиотражающего покрытия использовался слой РПД-SiO_2 толщиной 104 нм. Однослойное АОП на основе SiO_2 не является оптимальным для 2-х каскадного ФЭП на основе InGaP/GaAs, но его использование существенно упрощает процесс отработки ключевых операций изготовления гибких ультратонких ФЭП.

Измерения фотоэлектрических характеристик полученных образцов, проведенные на имитаторе солнечного излучения, показали, что напряжение холостого хода составляет 2,35 В, ток короткого замыкания равен 12 мА, а коэффициент заполнения вольтамперной характеристики – 86,3 %. Полученные значения параметров ФЭП находятся в хорошем соответствии с результатами, достигнутыми в ПАО «Сатурн» для двухкаскадных InGaP/GaAs ФЭП. В работе обсуждаются пути увеличения эффективности сверхтонких ФЭП.

Работа проводилась при поддержке грантов РНФ № 16-12-00023 и СП-749.2016.1.

Формирование двумерных фотонных кристаллов на основе слоев Si

Д.Е. Уткин[1)], А.А. Шкляев [1,2)], А.В. Латышев[1,2)]
[1] Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова ,
Новосибирск, 630090,пр. ак. Лаврентьева, 13
[2] НГУ, Новосибирск, 630090, Пирогова 2
тел.(383) 330-90-82, эл. почта: utkinde@isp.nsc.ru

В фотонике и оптоэлектронике перспективно создание и изучение материалов с искусственно созданной, изменяющейся в пространстве диэлектрической проницаемостью. Такими средами с изменяющимся показателем преломления могут быть двумерные фотонные кристаллы (2D ФК), созданные на основе слоев Si. Si 2D ФК с излучающими микрополостями («потерянными» отверстиями) и оптические резонаторы на их основе, используются для создания эффективных излучателей микронного диапазона [1].

Обычно, спектр люминесценции таких структур имеет несколько максимумов (пиков), в то время как для коммерческого применения необходимо однонаправленное излучение (с одним главным пиком).

Для экспериментального исследования свойств спектров излучения таких структур, были созданы методом электронно-лучевой литографии 2D ФК на основе Si (Рис. 1) с неупорядоченными и частично разупорядоченными массивами отверстий (H1, H19, H19d). Форма, размер и расположение отверстий основывались на результатах численного моделирования трехмерным методом конечных разностей во временной области [2]. Предполагается, что структуры с таким расположением сетки пор и сетки полостей будут иметь максимум излучения в диапазоне 1.53-1.55 мкм и характеризоваться одним спектральным пиком.

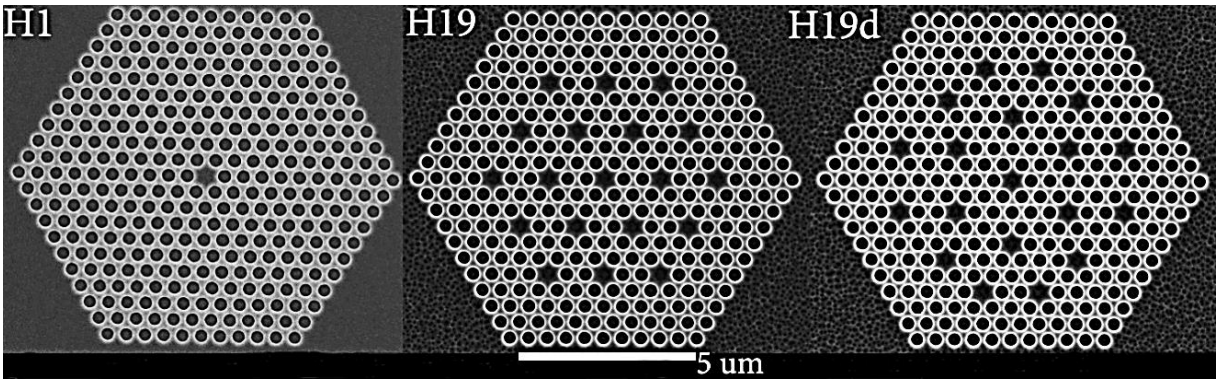


Рис.1. СЭМ изображение ПММА-маски трех типов 2D ФК с «потерянными» отверстиями, лежащей на поверхности Si.

Разработанная методика позволила получить гексагональные двумерные фотонные кристаллы с контролируемыми размерами элементов. Установлено, что точность изготовления ПММА-структур является достаточной для проведения плазмохимического травления и последующего изучения люминесценции полученных травлением структур в SOI.

Литература

1. B. Jalali, S. Fathpour, J. Lightwave Tech. 2006, T.24, C. 4600-4615.
2. A. Tsarev, A. Shklyaev, J. Lightwave Tech, 2014, T. 32, C. 4277.

Эпитаксиальные слои GaAs/Si как база для интеграции А3В5 гетероструктур в кремниевую технологию

Д.С. Абрамкин[1),2)], М.О. Петрушков[1)], Е.А. Емельянов[1)], М.А. Путято[1)], Б.Р. Семягин[1)], В.В. Преображенский[1)], А.П. Василенко[1)], А.К. Гутаковский[1),2)], 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) 330-6945, факс:+7 (812) 333-27-71, эл. почта: demid@isp.nsc.ru

Интеграция высокоэффективных светоизлучающих приборов, созданных на основе А3В5 гетероструктур, с кремниевой технологией открывает перспективу значительного ускорения обработки информации за счёт передачи данных по оптическому каналу как в пределах одного процессора, так и между различным устройствами. Из всех гетеросистем А3В5/Si наиболее интересной является система GaAs/Si, позволяющая надеется на интеграцию в Si-технологию уже разработанных оптоэлектронных излучателей на основе GaAs-технологии. Работа посвящена отработке технологии формирования эпитаксиальных GaAs/Si слоёв, пригодных для получения высокоэффективных светоизлучателей, работающих при комнатной температуре.

Гетероструктуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии. В целях подавления формирования антифазных дефектов были использованы подложки Si ориентации (001), отклонённые на 6° в направлении (111) [1]. Рост всех структур начинался с формирования переходной области посредством осаждения слоя GaP, согласованного по параметру решетки с Si, толщиной 20 монослоёв (МС) при температуре подложки (T_s) 350°C и последующего осаждения GaAs толщиной 20 МС при T_s = 200°C в режиме атомно-слоевой эпитаксии. Последующий рост проходил по двум сценариям: (1) последовательное формирование слоев GaAs толщиной 400 нм и 2,1 мкм, выращенных при T_s = 350°C и 600°C, соответственно; (2) модификация первого сценария посредством внедрения слоев низкотемпературного (LT) GaAs, выращенного при T_s = 200°C с толщинами 200 нм и 700 нм, под и над слоем GaAs, выращенном при T_s = 350°C, соответственно. Толщина приповерхностного слоя GaAs уменьшалась до 1,2 мкм для того, чтобы общая толщина гетероструктур была одинаковой 2,5 мкм. Последовательности слоёв в обоих типах гетероструктур представлены на рисунке 1.

Совершенство полученных гетероструктур исследовалось с помощью метода рентгеновской дифрактометрии и спектроскопии стационарной фотолюминесценции. Морфология поверхности верхнего слоя GaAs была исследована методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Одинаковая, ~250 угловых секунд, ширина рентгеновских кривых качания во всех структурах свидетельствует о том, что внедрение слоев LT GaAs не оказывает заметного влияние на кристаллическое совершенство выращенных слоев. В тоже время, в результате внедрения слоев LT-GaAs измеренная методом АСМ шероховатость поверхности структур уменьшается с 1,8 нм до 0,9 нм, а интенсивность измеренной при комнатной температуре фотолюминесценции увеличивается два раза, что свидетельствует об уменьшении темпа безызлучательной рекомбинации неравновесных носителей заряда. Таким образом, внедрение слоев LT-GaAs в буферные слои приводит к повышению качества гибридных подложек GaAs/Si для производства светоизлучающих приборов, способствуя выглаживанию поверхности GaAs и уменьшению концентрации дефектов – центров безызлучательной рекомбинации, при сохранении кристаллического совершенства структур.

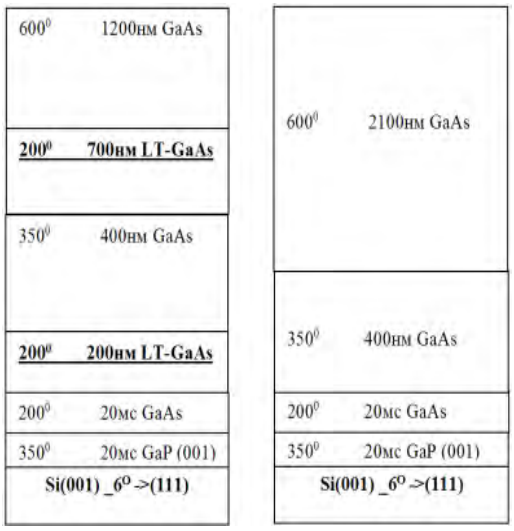


Рис. 1. Последовательность слоёв в исследуемых GaAs/Si гетероструктурах.

Литература

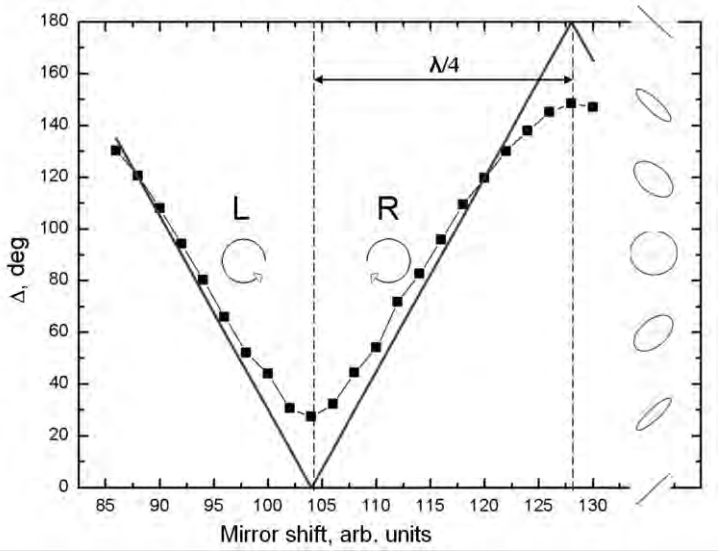
1. Ю. Б. Болховитянов, О. П. Пчеляков // УФН. 2008. т.178, н.5. С.459–480.

Устройства управления поляризацией электромагнитного излучения в терагерцовом диапазоне частот

И. А. Азаров[1),3)], Ю. Ю. Чопорова[2),3)], Б. А. Князев[2),3)], В. А. Швец[1),3)]
[1] *ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева 13*
[2] *ИЯФ СО РАН, Новосибирск,630090, пр. Ак. Лаврентьева 11*
[3] *НГУ, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, 2.*
тел: (383)330 89 46, факс: (383)333 27 71, эл. почта: azarov_ivan@mail.ru

Излучение терагерцового диапазона в настоящее время находит применение в различных областях исследований. В связи с этим большой интерес представляют устройства для управления поляризацией терагерцового излучения. Нами разработаны и испытаны два типа контроллеров-преобразователей поляризации с различным принципом действия: 1) на базе интерферометра Майкельсона и 2) с использованием призмы полного внутреннего отражения. В экспериментах использовалось излучение новосибирского лазера на свободных электронах [1]. Состояние поляризации измерялось при помощи разработанного ранее эллипсометра терагерцового диапазона [2].

Показано, что призма из высокоомного кремния является ахроматическим фазосдвигающим устройством со сдвигом фазы между ортогонально поляризованными электромагнитными волнами вблизи 86º в случае прямоугольной равнобедренной призмы. Фазовый сдвиг можно варьировать в диапазоне от 0 до 114º изменением формы призмы. Так, для достижения фазового сдвига 90º, необходимо использовать призму с углом при основании 42º.



Контроллер на базе интерферометра Майкельсона работает следующим образом. В плечах интерферометра задаются ортогональные направления линейной поляризации. Результирующая поляризация на выходе устройства достигается сдвигом зеркала и изменением базы в одном из плеч интерферометра. Состояние поляризации изменяется от линейной (в случае совпадения фаз в плечах) через эллиптическую до линейной со сдвигом фазы на π. При дальнейшем движении зеркала снова получается эллиптическая поляризация, но с противоположным направлением циркуляции. В случае совпадения амплитуд при сдвигах фаз π/2 и 3π/2 получается лево- и правовращающая круговая поляризация. Экспериментальные результаты представлены на рисунке. На базе такой схемы модуляции возможно создание интерферометрического эллипсометра с визуализацией эллипса поляризации [3].

Предложенные устройства можно применять при разработке поляризационно-чувствительных методов исследования, а также для управления поляризацией. Например, при исследовании устройств перспективной фотоники и спинтроники, где важно задавать поляризацию излучения для управления состоянием квантовых частиц.

Литература

1. G.N. Kulipanov, et. al. // IEEE Trans. on THz Sci. and Technol. V. 5, No. 5, pp. 798-809.
2. I. A. Azarov, et. al. // ISSN 0020-4412, Instruments and Experimental Techniques, 2015, Vol. 58, No. 3, pp. 381–388.
3. Hasebroek H.F., et.al. // Phys. E.: Sci.Instr., № 6, v. 822 (1973).

Спектроскопия антипересечения уровней NV центров в алмазе

С.В. Анищик[1)], К.Л. Иванов [2)], В.Г. Винс[3)]
[1] *Институт химической кинетики и горения СО РАН им. В.В.Воеводского, Новосибирск, 630090, Институтская, 3*
[2] *Международный томографический центр СО РАН, Новосибирск, 630090, Институтская, 3а*
[3] *VinsDiam Ltd., Новосибирск, 630058, Русская, 43*
тел:+7 (383) 333-1561, факс:+7 (383) 330-7350, эл. почта: svan@kinetics.nsc.ru

Благодаря своим уникальным свойствам NV центры в алмазе (дефекты, состоящие из атома азота и вакансии, находящихся в соседних узлах решётки) находят многочисленные применения, особенно в нанометровой магнитометрии, электрометрии и термометрии. Кроме того, свойства центра предоставляют возможность построения на его основе универсального квантового гейта. Для большинства приложений важно взаимодействие NV центров с другими дефектами в алмазе. Спектроскопия пересечения уровней позволяет детально исследовать такие взаимодействия.

Спектр антипересечения уровней (далее LAC спектр) NV центров алмазе получается при исследовании зависимости амплитуды фотолюминесценции монокристаллических образцов от величины внешнего магнитного поля. При определенных ориентациях образца в графике этой зависимости наблюдаются резкие линии (см. Рис. 1), связанные с антипересечением уровней полного спинового гамильтониана взаимодействующих дефектов.

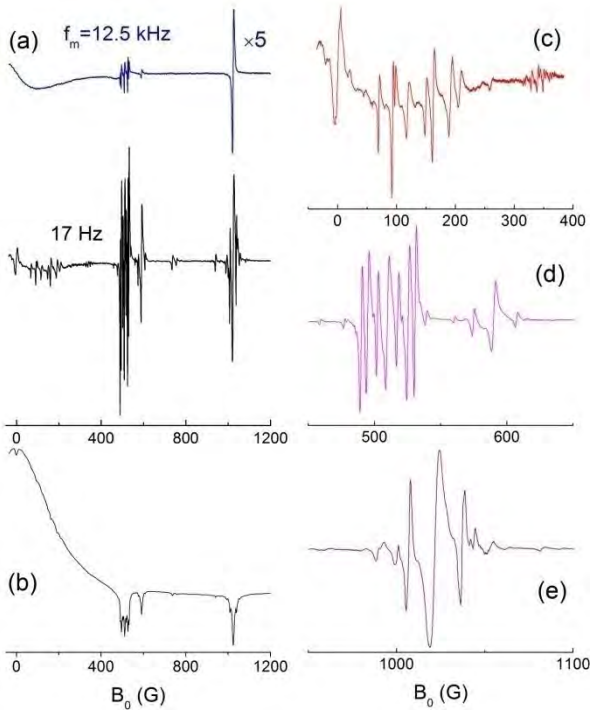


Рис. 1. Экспериментальные LAC спектры NV центров в монокристалле алмаза. (a) LAC спектры в диапазоне -50 – 1200 Гс при частоте модуляции f_m 12.5 кГц и 17 Гц. (b) Проинтегрированный LAC спектр. На вставках (c), (d) и (e) показаны LAC спектры в различных диапазонах внешнего магнитного поля. Амплитуда модуляции 0.5 Гс. Во всех случаях, кроме верхней кривой на (a) частота модуляции была 17 Гц. Фаза синхронного детектора подбиралась такой, чтобы амплитуда линии на 1024 Гс была максимальной. Возбуждение образца осуществлялось непрерывным лазером с длиной волны 532 нм, мощностью 400 мВт. Детектировалась люминесценция в диапазоне 680-800 нм. Вектор поляризации возбуждающего света был перпендикулярен вектору внешнего магнитного поля. Отклонение кристаллической оси [111] от направления магнитного поля не превышало 0.1 градус.

Нами развит метод исследования LAC спектров NV центров в алмазе с помощью модуляции внешнего магнитного поля и синхронного детектирования [1]. Нами было обнаружено много новых линий в LAC спектре [2] и были развиты методы расчета, позволяющие определить магнито-резонансные параметры взаимодействующих дефектов. Был обнаружен эффект значительного увеличения амплитуды линий при понижении частоты модуляции вплоть до 17 Гц. Это явление было объяснено электронно-ядерным переносом поляризации [3].

Работа была поддержана фондом РФФИ (грант № 16-03-00672).

Литература

1. S. V. Anishchik , V. G. Vins , A. P. Yelisseyev , N. N. Lukzen , N. L. Lavrik, V. A. Bagryansky, New J. Phys. **17**, 023040 (2015).
2. S.V. Anishchik, V.G. Vins, K.L. Ivanov, ArXiv e-prints, 1609.07957 (2016).
3. S.V. Anishchik, K.L. Ivanov, ArXiv e-prints, 1703.07101 (2017).

Джозефсоновская спектроскопия для характеризации электродинамических структур терагерцовой фотоники

О.Ю.Волков, А.В. Снежко, В.В. Павловский, В.И. Покалякин
[1] *Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Москва, 125009, Моховая,11-7*
тел:+7 (495) 629-3574, факс:+7 (495) 629-3578, эл. почта: ire@cplire.ru

Планарные резонаторы миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн широко используются в СВЧ и терагерцовой микроэлектронике, а в последнее время привлекают к себе повышенный интерес, так как являются элементами электромагнитных метаматериалов. При частотах выше 40 ГГц для исследования планарных резонаторов используются квазиоптические методы, основанные на измерении спектрального состава электромагнитного излучения, прошедшего через пластину с массивом резонаторов или отражённого от неё. В данной работе предлагается метод локального возбуждения резонаторной структуры, позволяющий исследовать характеристики отдельного резонатора. Для этого используются бикристаллические джозефсоновские переходы (ДП) из высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, на подложке из $NdGaO_3$, в которых эффект Джозефсона наблюдается в широкой полосе частот до 5 ТГц. Хорошо известно, что статическая нелинейная вольт-амперная характеристика (ВАХ) джозефсоновского перехода (ДП) формируется в результате усреднения по времени джозефсоновских колебаний и поэтому может видоизменяться под влиянием внешнего окружения с частотно-зависимыми электромагнитными характеристиками [1]. Исследуемые резонаторы изготавливались с помощью ультрафиолетовой фотолитографии из тонкоплёночных образцов меди, нанесённой на подложки из сапфира термическим напылением, и накладывались непосредственно на ДП. На рис. 1 представлены результаты измерения зависимостей дифференциального сопротивления от напряжения ДП, который взаимодействует с открытыми квадратными планарными резонаторами с различными размерами стороны квадрата от 74 мкм до 186 мкм. Возбуждение резонаторов приводит к появлению характерных особенностей на зависимостях. Напряжения центральных точек особенностей $V_г$ связаны с резонансными частотами $f_г$ соотношением Джозефсона $V_г=2ef_г/h$, где e - заряд электрона, а h – постоянная Планка. Таким образом, в исследуемых резонаторах наблюдается возбуждение фундаментальных мод при частотах от 100 до 300 ГГц. Более точные значения резонансных частот, а также добротности резонаторов были получены из сравнения данных измерений с результатами аналитических расчётов [1] и математического моделирования [2], [3]. В частности, резонансные частоты, полученные из данных, представленных на рис. 1, соответствуют возбуждениям фундаментальных мод в резонаторах и полностью соответствуют размерам резонаторов. Исследование выполнено при финансовой поддержке Минобрнауки в рамках Соглашения 14.607.21.0141 от 27 октября 2015 г (RFMEFI60715X0141).

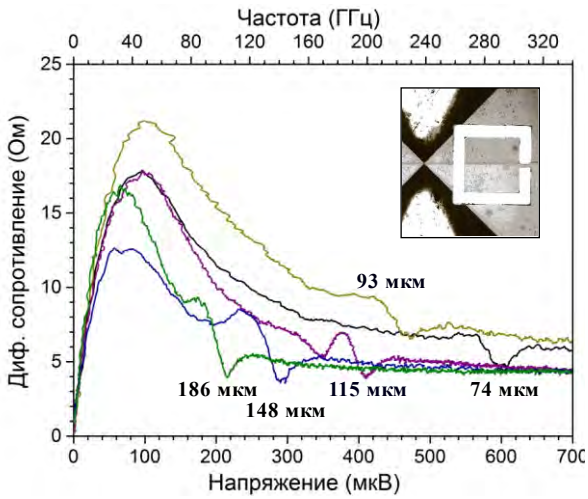


Рис.1 Зависимости дифференциальной проводимости ДП, взаимодействующего с резонаторами различных размеров. На вставке – фотография резонатора и ДП.

Литература

1. Волков А.Ф. // РЭ, 1972, Т.17, № 12, С. 2581-2583.
2. Volkov O. Y., Divin Y. Y., et al. //IEEE Trans. Appl. Supercond. 2011. V. 21. P. 306-310.
3 Волков О.Ю., Губанков В.Н., Гундарева И.И. и др. // РЭ, 2015, Т.60, №9, С. 1-6.

Разложение дифференциальных спектров сечения неупругого рассеяния электронов Si и силицида $FeSi_2$ на элементарные составляющие

А.Ю. Игуменов[1)], А.С. Паршин[1)], К.Н. Зайкова[1)], Ю.Л. Михлин[2)], О.П. Пчеляков[1,3)], В.С. Жигалов[4)]

[1] *СибГАУ им. М.Ф. Решетнева, Красноярск, 660037, проспект газеты Красноярский рабочий, 31*

[2] *ИХХТ СО РАН, Красноярск, 660036, Академгородок, 50, стр. 24*

[3] *ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, просп. Академика Лаврентьева, 13*

[4] *ИФ им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, 660036, Академгородок, 50, стр. 38*

тел: (391) 213-96-51, факс: (391) 264-47-09, эл. почта: igumenovau@mail.ru

Для успешного создания новых устройств полупроводниковой фотоэлектроники требуется достоверное определение элементного состава и химического состояния материалов. Наиболее часто для решения данных задач используются методы электронной спектроскопии. В данной работе рассмотрен новый подход к разложению спектров сечения неупругого рассеяния электронов ($K\lambda$-спектры [1]) на элементарные составляющие, основанный на анализе и аппроксимации $K\lambda$-спектров в дифференциальном виде. Исследованы элементарный Si и полупроводниковый дисилицид железа $FeSi_2$, активно применяющийся в таких устройствах фотоэлектроники, как фотодиоды и фотодетекторы [2].

Спектры характеристических потерь энергии электронов (СХПЭЭ) Si и силицида $FeSi_2$ на отражение получены на сверхвысоковакуумном фотоэлектронном спектрометре SPECS. На основе интегральных спектров ХПЭЭ согласно алгоритму [1] рассчитаны спектры сечения неупругого рассеяния электронов. Эти спектры представляют собой произведения средней длины неупругого пробега электронов λ и дифференциального сечения неупругого рассеяния $K(E_0, E_0 - E)$, где E_0 и E – соответственно энергии первичных и отраженных электронов, $T = E_0 - E$ – потери энергии электронов.

Метод количественного анализа тонкой структуры спектров сечения неупругого рассеяния электронов развит нами для полупроводников, металлов и их соединений в работах [3-8]. Этот метод основан на аппроксимации $K\lambda$-спектров суперпозицией элементарных пиков, описываемых Лоренцево-подобными трехпараметрическими функциями Тоугаарда [1]. В данной работе развит новый подход в разложении спектров на элементарные составляющие, заключающийся аппроксимацию дифференциальных $K\lambda$-спектров производными от функции Тоугаарда. Данный подход применен для разложения дифференциальных спектров сечения неупругого рассеяния электронов Si и силицида $FeSi_2$. Данный подход позволил оптимизировать подбор начальных параметров, количество подгоночных пиков и достоверность аппроксимации.

Литература

1. S.Tougaard // Surf. Interface Anal. 1997. Vol. 25, № 3. P. 137-154.
2. N.G. Galkin // Phys. Status Solidi. 2013. Vol. 10, № 12. P. 1670–1676.
3. А.С.Паршин // Известия вузов. Физика. 2016. Т. 59, вып 10. С. 82-86.
4. А.Ю.Игуменов // Вестник СибГАУ. 2014. Т. 56, вып. 4. – С. 230-235.
5. А.С.Паршин // ФТП. 2015. Т. 49, вып. 4. С. 435-439.
6. А.С.Паршин // ФТТ. 2016. Т. 58, вып. 5. С. 881-887.
7. А.С.Паршин // ФТТ. 2016. Т. 86, вып. 9. С. 136-140.
8. A.S.Parshin // IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng. 2016. Vol. 122. P. 012025, 1-7.

Моделирование элементов интегрированных структур радиофотоники

А.Г. Итальянцев[1)], М.Ю. Барабаненков[1,2)], М.Э. Макаров[1)], А.А. Сапегин[1,3)], А.А. Марахин[1,3)], Р.Т. Миннуллин[1,3)], А.И. Ильин[2)] , А.Н. Грузинцев[2)], В.Т. Волков[2)]

[1] *ПАО «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники», Москва, Зеленоград, 124460, 1й Западный пр, д. 12/1*

[2] *ФГБУН ИПТМ РАН, Черноголовка, 142432, ул.Академика Осипьяна, 6 тел: (496)5244062 , факс: (496)5244225, эл. почта: barab@iptm.ru*

[3]*Московский физико-технический институт (Государственный университет),141700, Россия, Моск. обл, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9*

Одно из направлений радиофотоники [1] состоит в разработке интегральных устройств для определения амплитудной, фазовой и частотной характеристик аналоговых СВЧ сигналов. В известной схеме фотонного аналого-цифрового преобразователя [2], несущая частота из ближнего ИК или оптического диапазонов модулируется высокочастотным электрическим сигналом (СВЧ) с последующей дискретизацией и квантованием оптического аналогового сигнала. В случае несущей из ближнего ИК диапазона, например, с длиной волны около 1.5 мкм, обработка оптического сигнала может быть проведена в интегральном устройстве на базе структур Кремний – На – Изоляторе (КНИ).

В данной работе представлены результаты численных и экспериментальных исследований элементов радиофотонных систем, изготавливаемых на базе КНИ структур методами Si технологий. Среди них, Si полосковые одномодовые волноводы с дифракционными решетками и фотонными кристаллами, модуляторы Маха-Цендера на основе Y-разветвителей/смесителей; рассмотрены различные варианты элементов отбора мощности волноводной моды и пересечения волноводов на плоской поверхности. Оптимизация геометрических параметров элементов проведена теоретически методом уравнения Риккати [3] и численно методом конечных разностей [4] и конечных элементов [5].

Полосковые Si волноводы (толщиной 220 нм, шириной 5 мкм) с 1D дифракционными решетками (период 600 нм, толщина штрихов 45 нм) и 2D фотонными кристаллами (период 500 нм и 1 мкм) изготовлены на поверхности двухслойных структур SiO_2 (1 мкм оптический буфер)/Si (300 мкм подложка) методом электронной взрывной литографии и исследованы экспериментально.

Из двух полосковых волноводов и Y-образных разветвителей/смесителей конструируется модулятор Маха-Цендера. В одном из волноводов фаза волны сдвигается управляющим высокочастотным (СВЧ) электрическим сигналом, подаваемым на встроенный в волновод p-i-n диод. Численно [5] показано, что при прямоугольных импульсах (250 пс) по напряжению время релаксации неравновесной концентрации носителей составляет 1.7 нс, что соответствует частоте модуляции порядка 0.5 ГГц. Также получено, что $V_\pi L_\pi = 1$ В·см при L = 1.37 см и V = 0.74 В. Потери интенсивности моды составили 3.42 дБ.

На основе анализа потерь в волноводах на базе КНИ структур предложен новый элемент «разветвление с пересечением», обладающий минимумом потерь и взаимных искажений и значительно упрощающий маршрутизацию оптических сигналов в интегральном исполнении. Рассмотрены два конструкторских решения, упрощающих задачу построения фотонных АЦП. Для каждого из решений оценены общие потери интенсивности и разрядность, которую они позволяют получить, исходя из ограничений по интенсивности, определяемых чувствительностью фотоприемников.

Рассчитаны фильтрующие свойства линейной цепочки наночастиц в видимом диапазоне длин волн и возможность построения оптического компаратора на основе нескольких наночастиц.

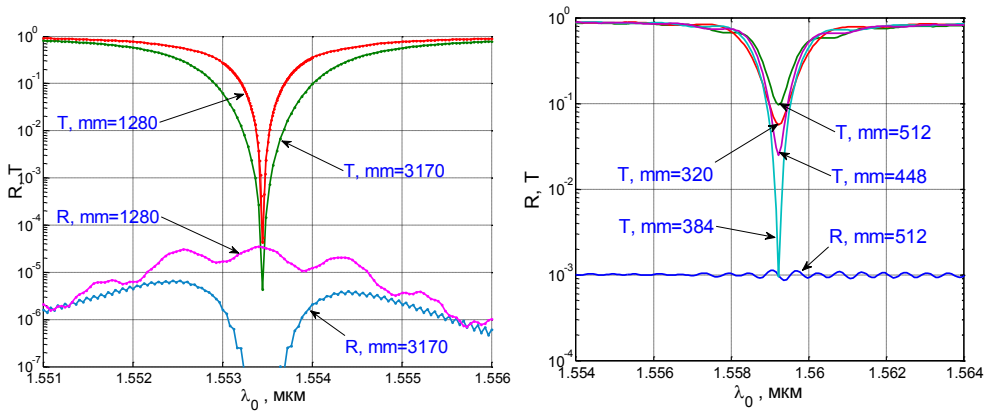
Литература

1. A.J. Seeds // IEEE T Microw Theory. 2002. V. 50. Is.3. PP.877 – 887.
2. Р.С. Стариков // Успехи современной радиоэлектроники. 2015. №2. С. 3 – 38.
3. Ю.Н.Барабаненков, М.Ю.Барабаненков // ЖЭТФ. 2003. Т.123 вып.4. С.763-774
4. A.B. Fallahkhair, Th.E. Murphy// J. Lightw. Tech. 2008. V.26. Is.11.PP. 1423 – 1431.
5. https://www.comsol.com/

Аномальное заграждение волноводной моды в кремниевом оптическом волноводе с периодическими туннельными вставками

Е.А. Колосовский[1)], А.В. Царев[1), 2)]
[1] *Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090*
[2] *Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090*
тел:+7 (383) 330-4474, факс: (383) 333-2771, эл. почта: kolos@isp.nsc.ru

Методами двумерного и трехмерного моделирования рассмотрены оптические явления, связанные с блокировкой распространения волноводной моды в кремниевой проволоке из-за наличия слабой туннельной связи с прилегающей дискретной периодической структурой с низким показателем преломления (на основе полимеров). На основе высокоточного полуаналитического матричного моделирования методом линий (MoL) найдены оптимальные параметры двумерной структуры, обеспечивающие блокировку распространения фундаментально моды кремниевого волновода (более - 30 дБ) при низком уровне (ниже, чем - 40 дБ) обратного отражения в волноводную моду. С целью объяснения эффекта аномального заграждения рассмотрено распространение оптической волны через уединенную дискретную периодическую структуру для случая, когда оптическая длина волны сравнима с ее периодом. Благодаря туннельной связи данной периодической структуры с расположенным рядом кремниевым оптическим волноводом, можно добиться эффективной перекачки энергии в вытекающую квази-моду сегментной части, и тем самым обеспечить аномальное заграждение фундаментальной моды кремниевой проволоки (см. Рис.1). В отличие от случая известного брэгговского отражения энергия не поступает в обратную фундаментальную моду кремниевого волновода, а перераспределяется в окружающее пространство в виде мод излучения. Проведен численный анализ методами MoL и FDTD особенностей проявления эффекта аномального заграждения для периодической сегментной туннельной структуры с разным контрастом показателя преломления, а также для непрямоугольной формы ее сегментов. Обнаруженный эффект аномального заграждения очень чувствителен к показателю преломления сегментной структуры и может найти применение в оптических элементах телекоммуникации, радиофотоники и создании оптических сенсоров. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 15-07-03617.



а) б)

Фиг. 1. Зависимость мощности прохождения (T) и отражения (R) от длины волны дия кремниевого оптического волновода (сечение 0.25×0.45 мкм^2) с разным числом (mm) периодических вставок (H×W) на расстоянии d. а) расчет 2D MoL (d=0.3 мкм, H=1.0 мкм, период 1.6 мкм); б) расчет 3D FDTD (d=0.1 мкм, H=W=1.4 мкм, период 1.5 мкм).

Литература

1. Е.А. Колосовский, А.В. Царев // Квант. Электроника. 2017. Т. 47. С. 58–64.

Улучшение параметров полимерных электрооптических модуляторов за счет применения диэлектрических полосок с высокой диэлектрической проницаемостью

Е.А. Колосовский[1)], Р.М. Тазиев[1)], А.В. Царев[1), 2)]
[1] *Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090*
[2] *Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090*
тел:+7 (383) 330-4474, факс: (383) 333-2771, эл. почта: kolos@isp.nsc.ru

Исследован вклад различных факторов, влияющих на работу сверхвысокочастотного (СВЧ) электрооптического (ЭО) модулятора на основе гребенчатых полимерных волноводов, способных пропускать большие уровни оптической мощности (до 100 мВт). Показано, что для корректного расчета характеристик ЭО модулятора бегущей волны необходимо одновременно учитывать следующие факторы: неоднородность полинга ЭО полимера, частотную дисперсию диэлектрической проницаемости полимеров, конечную проводимость электродов, а также возможную туннельную связь между плечами интерферометра Маха-Цендера. С учетом всех перечисленных факторов выполнены численные расчеты и проведена оптимизация электрооптических модуляторов Маха-Цендера с делителями пучка двух типов - на основе многомодовой интерференции (MMI) и на связанных волноводах. Показано, что применение дополнительных изолирующих полосок (особенно из High-K материалов с высокой диэлектрической проницаемостью, например, из MgO) позволяет значительно (до 2.8 раз) снизить управляющее напряжение и увеличить полосу частот (до 2.4 раз) по сравнению со случаем аналогичного электрооптического модулятора, но без таких полосок, т.е. вставки из MgO заменены на материал подслоя из UV15LV (см. Рис.1).

Результаты, полученные в ходе выполнения проекта, открывают новые возможности для снижения управляющих напряжений электрооптических модуляторов до уровня порядка 1 вольта (особенно на частотах порядка 100 ГГц). Это может привести к качественным изменениям в электронном обрамлении систем радиофотоники, т.к. позволит использовать низковольтные электронные СВЧ компоненты, более энергоэффективные и дешевые и по сравнению с теми, что применяются в настоящее время. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 14-29-0812014.

а б

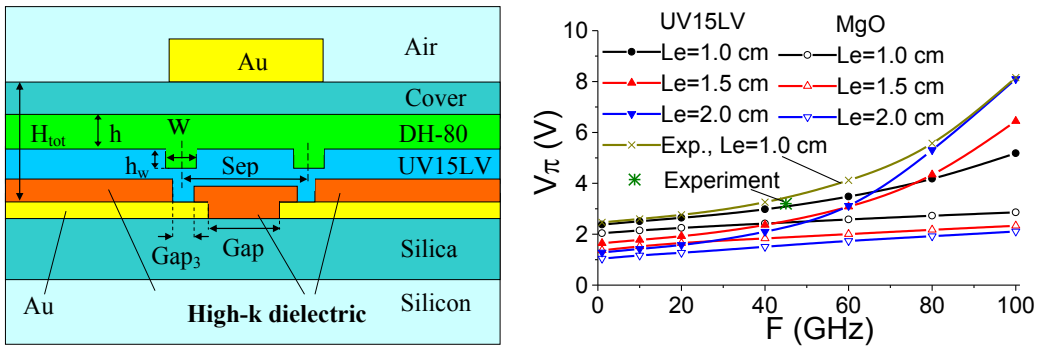


Рис. 1. Электрооптический модулятор с полосками из изолирующего материала с высокой диэлектрической проницаемостью. (а) Поперечная структура модулятора; (б) Зависимость полуволнового напряжения V_π как функция частоты СВЧ волны для различных структур и длины электродов (Le). Точка “Experiment” соответствует данным эксперимента (из [1]), а точки, отмеченные как “Exp”, соответствуют нашим расчетам с помощью BeamProp Rsoft/Synopsys и CST MW STUDIO. ЭО полимер DH-80.

Литература

1. B. Li, J. Vemagiri, R. Dinu // J. Lightwave Technol. 2009. T.27. C.606–611.

Плазмонные антенны и волноводы на основе ямок селективного травления в кремнии и арсениде галлия

А.А. Лямкина, Л.С. Басалаева, С.П.Мощенко
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск, 630090, Лаврентьева, 13
тел: +7 (383) 330-69-45, факс: +7 (383) 330-69-45, эл. почта: lyamkina@isp.nsc.ru

Разработка эффективных антенн и волноводов является одной из приоритетных задач для создания полноценных нанофотонных чипов на твёрдотельной платформе. Недавно были продемонстрированы высококачественные плазмонные волноводы на основе V-образных каналов, вытравленных в подложке кремния по литографическому шаблону [1]. Наличие монолитных квантовых излучателей – квантовых точек (КТ) делает особенно привлекательными системы на основе GaAs. Данная работа посвящена теоретическому исследованию взаимодействия точечного диполя с плазмонными антеннами и волноводами, которые могут быть сформированы в ямках селективного травления в кремнии и арсениде галлия. При использовании для возбуждения плазмонных мод коллоидных или монолитных квантовых точек такие гибридные структуры могут стать платформой для интегральных фотонных систем.

Нами проведено моделирование свойств плазмонной антенны в виде пирамидки с помощью приближения дискретных диполей [2]. Параметры пирамидки задавались с учётом реальной геометрии ямок травления, полученных с помощью электронной литографии и последующего жидкофазного травления. Изучение экситон-плазмонного взаимодействия в зависимости от положения точечного излучателя показало, что наиболее эффективно плазмонная мода возбуждается при расположении излучателя в плоскости основания или вблизи вершины пирамидки. Для создания волновода нами предложено использовать цепочку плазмонных пирамидок. Известно, что волноводы на основе цепочек наночастиц позволяют снять ограничения на конфигурацию волновода, а с помощью оптимизации их параметров плазмонные моды могут распространяться практически без затухания [3]. При этом распространение плазмонной моды вдоль цепочки происходит только при расположении излучателя в плоскости основания пирамидок, а при изменении формы основания на прямоугольную эффективность распространения моды увеличивается.

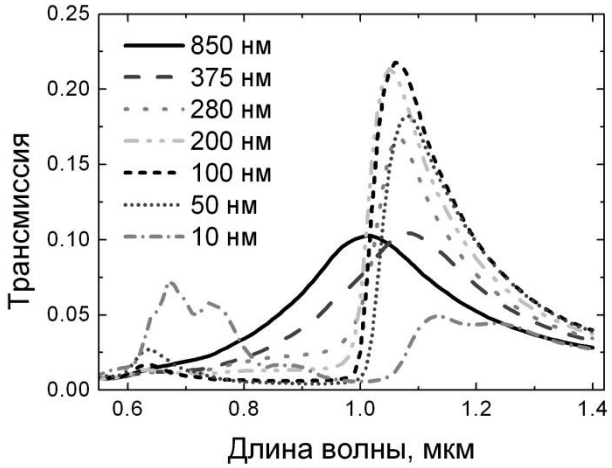


Рис.1 Зависимость спектра трансмиссии от расстояния между пирамидками

На рисунке 1 приведена зависимость трансмиссии, определённой как отношение дипольных моментов последней и первой пирамидок, от расстояния между элементами. Длина цепочки оставалась постоянной и составляла 2 мкм. Размеры основания пирамидки составляли 250x100 нм, глубина 70 нм. Видно, что при уменьшении расстояния до 100 нм трансмиссия увеличивается до 23%, а затем уменьшается из-за сильного взаимодействия плазмонных мод. Таким образом, показано, что цепочки плазмонных пирамидок на основе ямок травления представляют собой перспективный волновод, который может быть использован для создания интегральных гибридных систем.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 16-37-60075, 16-32-00269). ААЛ выражает благодарность за финансовую поддержку в виде стипендии Президента РФ СП-3014.2016.3

Литература

1. C.L.C. Smith et al. // Nano Lett. 2014. V.14, P.1659.
2. MA. Yurkin and A.G. Hoekstra. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. 2011. V.112, P.2234.
3. I.L. Rasskazov, S.V. Karpov, V.A. Markel. // Opt. Lett. 2013. V.38, N22, P.4743.

Люминесценция слоев InAlAs для приборных применений

А.М. Гилинский, Д.В. Дмитриев, А.И. Торопов, К.С. Журавлев
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. Академика Лаврентьева, 13
тел:+7 (383) 330-6945, факс:+7 (383) 333-2771, эл. почта: gilinsky@isp.nsc.ru

Слои твердых растворов InAlAs широко используются в гетероэпитаксиальных структурах (ГЭС), предназначенных для создания транзисторов, светоизлучателей и фотоприемников инфракрасного диапазона. Характеристики слоев InAlAs могут оказывать значительное влияние на параметры приборных структур. Это особенно важно для фотоприемных структур, включая фотоприемники на основе барьера Шоттки и структур металл-полупроводник-металл (MSM). Как было недавно также показано, использование InAlAs в качестве слоев умножения в высокочувствительных лавинных фотодиодах, обещавшее снижение уровня шума и улучшение температурной стабильности приборов, встречает значительные трудности, обусловленные наличием глубоких уровней, создаваемых дефектами. Для получения ГЭС приборного качества для новых применений необходимо, таким образом, улучшение технологии синтеза слоев InAlAs и оптимизация параметров материала, нацеленная на снижение концентрации глубоких центров рекомбинации и ловушек носителей заряда.

В настоящей работе мы сообщаем результаты исследования фотолюминесценции (ФЛ) слоев твердых растворов InAlAs. Нами обнаружена ФЛ, связанная с дефектами в InAlAs, и обсуждается оптимизация технологии выращивания структур, основанных на использовании InAlAs. Исследовались слои нелегированного $In_xAl_{1-x}As$ с составами x=0,48…0,53, выращенные на подложках (100) InP методом молекулярно-лучевой эпитаксии при различных температурах и соотношениях потоков компонентов. Как нами было обнаружено, в спектрах ФЛ слоев InAlAs, выращенных в стандартных условиях, помимо линии краевой ФЛ, наблюдается длинноволновая линия, расположенная на 130–200 мэВ ниже краевой линии. Наличие длинноволновой линии в спектре коррелирует со снижением эффективности ФЛ слоя. Линия демонстрирует необычное поведение с температурой (T): она не наблюдается при низких (гелиевых) температурах и появляется в спектре при росте T свыше 60 K, после чего исчезает при повышении температуры свыше 160 K. Анализ температурных зависимостей ФЛ, зависимостей от интенсивности возбуждения и кинетики нестационарной ФЛ позволяет заключить, что излучательная рекомбинация в твердых растворах InAlAs при T < 150 K контролируется переходами в хвостах плотности состояний разрешенных зон, а новая линия ФЛ обусловлена рекомбинацией с участием глубоких уровней в областях с наибольшей амплитудой модуляции потенциала твердого раствора. Показано, что выращивание InAlAs в условиях, приближенных к квази-стехиометрическим с малым превышением потока мышьяка над значением, соответствующим переходу в металл-обогащенное состояние поверхности, позволяет получать слои с эффективностью ФЛ на 1–2 порядка выше, чем при высоких потоках мышьяка, при этом в спектрах ФЛ таких образцов обнаруженная длинноволновая линия не наблюдается.

Люминесцентные свойства моноизотопных ^{28}Si и $^{28}Si_{1-x}{}^{74}Ge_x$, легированных эрбием

В.Г. Шенгуров [1)], С.А. Денисов[1)], В.Ю. Чалков[1)], М.В. Степихова[2)], А.П. Деточенко[1)], А.А. Ежевский[1)], **Е.Е. Бардина[1)]**, А.В. Нежданов[1)], В.А. Гавва[3)], А.Д. Буланов[3)]

[1] Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, 603950, пр.Гагарина 23

[2] Институт физики микроструктур РАН, Нижегородская обл., Кстовский район, д. Афонино, 603087, Академическая 7

[3] Институт химии высокочистых веществ им Г.Г.Девятых РАН, Нижний Новгород, 603950, Тропинина 49

тел: (831)-462-3188, факс: (831) 462-3136, эл. почта: shengurov@phys.unn.ru

Методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии были выращены моноизотопные слои Si и $Si_{1-x}Ge_x$. В качестве источников использовали поликристаллические бруски Si^{28}, нагреваемые пропусканием тока до температуры ~1360ºС, а также моногермана $Ge^{74}H_4$. Слои выращивались на подложке Si(100) марки КДБ-12. Температура роста составляла 500 - 600ºС для слоев Si и 350ºС – для слоев твердого раствора $Si_{1-x}Ge_x$ (x = 10-30%) при напуске моногермана до давления $2\cdot10^{-5} – 4\cdot10^{-4}$ Торр. Толщина слоев составляла 0,5 – 3 мкм. Для наблюдения фотолюминесценции (ФЛ) на длине волны 1,54 мкм слои Si и $Si_{1-x}Ge_x$ в процессе роста легировали редкоземельной примесью Er из сублимирующей металлической эрбиевой пластины, нагретой пропусканием тока до температуры 850 - 900°С.

Сигнал ФЛ в структурах ^{28}Si : Er и $^{28}Si_{1-x}{}^{74}Ge_x$: Er превышает сигнал от слоя на основе кремния природного изотопного состава в 3 и 1,5 раза, соответственно. На спектрах ФЛ от ^{28}Si : Er отчетливо выделяется тонкая структура линий, относящаяся к кислородсодержащему центру иона эрбия в кремнии (центр Er-O1), при этом линии являются более узкими и интенсивными по сравнению с ^{nat}Si.

В слое $^{28}Si_{1-x}{}^{74}Ge_x$: Er на фоне широкого спектра, связанного с дефектной природой и центрами типа SiO_x:Er, удается выделить несколько тонких линий ФЛ. Кроме того, ширина пика ФЛ в максимуме достаточно мала, что говорит о присутствии в спектре ФЛ эрбиевых центров «кристаллической природы».

Структура и оптические свойства наночастиц Ge, полученных на поверхности оксидных подложек импульсным лазерным воздействием

Р.И. Баталов[1)], Р.М. Баязитов[1)], И.А. Файзрахманов[1)], Н.М. Лядов[1)], В.А. Володин[2),3)], Г.К. Кривякин[2)], Г.Д. Ивлев[4)]

[1] *Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН, Казань, 420029, ул. Сибирский тракт, 10/7*

[2] *Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13*

[3] *Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, 2*

[4] *Белорусский государственный университет, Беларусь, Минск, 220030, пр. Независимости,4*

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

В последние годы вырос значительный интерес к созданию и исследованию свойств нанокристаллов Si и Ge в прозрачных оксидных матрицах (кварц, сапфир) в связи с проявлением квантово-размерных эффектов в таких частицах. Одним из следствий квантового ограничения носителей в нанокристаллах является люминесценция в видимой области от исходно непрямозонных кристаллов Si (E_g = 1.1 эВ) и Ge (E_g = 0.67 эВ). По сравнению с нанокристаллами Si, излучающими в красной и ближней ИК-области (λ = 650-800 нм), нанокристаллы Ge способны излучать и в сине-зеленой области. Одним из наиболее распространенных методов создания указанных нанокристаллов является высокодозная ($D \sim 10^{17}$ см$^{-2}$) имплантация ионов Si^+ и Ge^+ в оксидные слои или пластины SiO_2 или Al_2O_3 с последующим высокотемпературным отжигом ($T > 900\ ^0$C). Однако при этом в ионно-легированных матрицах генерируются разнообразные дефекты, затрудняющие идентификацию люминесцентных линий от нанокристаллов.

В данной работе наночастицы Ge были созданы на поверхности кварцевой и сапфировой подложек путем импульсного лазерного отжига (ИЛО) рубиновым лазером (λ = 694 нм, $\tau \sim 70$ нс) вакуумно-осажденных слоев аморфного Ge (a-Ge). Осаждение сплошных слоев a-Ge толщиной $d \sim 0.25$ мкм проводилось путем распыления Ge мишени низкоэнергетичным (E = 1.3 кэВ) пучком ионов ксенона (Xe^+). В процессе последующего ИЛО однократным импульсом происходила жидкофазная кристаллизация пленок Ge, которая диагностировалась методами *in-situ* оптического отражения R(t) и *ex-situ* с применением спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС).

При превышении пороговых значений плотности энергии лазерных импульсов происходило частичное или полное испарение осажденных пленок. При этом в режиме частичного испарения на поверхности подложек наблюдалось образование наночастиц Ge с размерами 10-100 нм. Анализ спектров КРС показал присутствие как аморфной, так и кристаллической фазы в пленках, объёмное соотношение которых менялось в зависимости от режимов отжига. Наблюдался сдвиг пиков КРС на 3-4 см$^{-1}$ в сторону меньших волновых чисел относительно линии для объемного кристалла Ge (301.2 см$^{-1}$), который может быть обусловлен как эффектами локализации оптических фононов в нанокристаллах Ge, так и наличием деформаций растяжения. Образование аморфной структуры в режиме частичного испарения, по-видимому, связано с конденсацией испаренного вещества на подложку.

Измерения фотолюминесценции (ФЛ) сформированных наночастиц при T = 300 К в области длин волн λ=400-900 нм показало присутствие интенсивной многокомпонентной полосы, простирающейся от 400 до 850 нм и имеющей максимумы в синей (440 нм), зеленой (520 нм) и красной (700 нм) областях спектра. В зависимости от режимов отжига и используемых подложек наблюдалось перераспределение интенсивности указанных максимумов. Вероятной природой такой ФЛ является излучательная рекомбинация в сформированных наночастицах Ge, характеризующихся значительной дисперсией по размерам.

Фото- и электролюминесценция эрбия в Ta_2O_5

К.В. Феклистов, Д.С. Абрамкин
Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, пр-кт акад. Лавреньева, 13
тел:+7 (383) 333-2537, факс:+7 (383) 333-2771, эл. почта: kos@isp.nsc.ru.ru

Одним из актуальных вопросов современной физики полупроводников является создание эффективных светоизлучательных приборов, интегрированных с хорошо развитой кремниевой технологией. Создание подобных гибридных устройств откроет перспективу передачи данных по оптическому каналу как между частями одного процессора, так и между различными процессорами, 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 опто-электронных приборов на кремнии. Его оптический переход Er^{+3}: $^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ на длине волны 1.54 мкм попадает в диапазон наименьших потерь оптоволоконных линий. Начиная с 1983 года с работ Ennen [1] и по настоящее время, несмотря на длительные и обширные исследования (см. обзоры [2]), остается нерешенной ключевая задача эффективного преобразования электрической накачки в излучение. На этом пути встал ряд технологических и физических проблем. 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. Еще одним близким направлением является электролюминесценция Er в SiO_2 в сильных электрических полях [3]. При этом ударный механизм возбуждения Er горячими электронами в SiO_2 имеет довольно высокое сечение возбуждения $6x10^{-15}$ $см^2$ [3]. Это выше, чем аналогичное сечение возбуждения $6x10^{-17}$ $см^2$ в кремнии [4] и сравнимо с сечением экситонного возбуждения Er в кремнии при низких температурах (15К) $3x10^{-15}$ $см^2$ [5]. Преимуществом системы Er в SiO_2 является слабое гашение электролюминесценции даже при комнатной температуре. Недостатком этой системы является большой барьер для инжекции электронов из кремния в окисел (~3 эВ), что приводит к низкой эффективности электролюминесценции.

В работе предложена система в которой предполагается обойти вышеперечисленные трудности. Предлагается исследовать электролюминесценцию Er в пленке оксида металла Ta_2O_5, осажденной на кремниевую подложку. Преимуществом данной системы является, во-первых, 100% оптическая активность всех внедренных атомов Er благодаря окружению из атомов кислорода, а так же возможность сильного легирования Er до 10 ат.%. Во-вторых, ожидается отсутствие эффекта температурного гашения люминесценции Er, присущее диэлектрикам. Возбуждение Er планируется осуществить по механизму ударного возбуждения горячими носителями — электронами в сильных электрических полях. Выбранный материал Ta_2O_5 обладает малым барьером для инжекции электронов из кремния (всего 0.3-0.8 эВ [6]), что должно обеспечить эффективную инжекцию электронов в диэлектрическую пленку.

Проверка этих представлений входит в объем работ. В работе будет представлена фотолюминесценция атомов эрбия в матрице Ta_2O_5, в том числе ее температурная зависимость. Кроме того, будет исследована электролюминесценция в предложенной системе.

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. S. Wang et.al. // Appl. Phys. Lett. **71**, 2824 (1997)
4. S. Coffa, G. Franzo, F. Priolo // Appl. Phys. Lett. **69**, 2077 (1996)
5. Priolo F., Franzo G., Coffa S., Carnera A., Phys. Rev. B **57,** 4443 (1998)
6. S. Miyazaki // J. Vac. Sci. Technol. **B 19**, 2212 (2001); B.C.-M. Lai et.al. // IEEE Electron. Dev. Lett. **22** (2001) 221.

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

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

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

[2] *Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

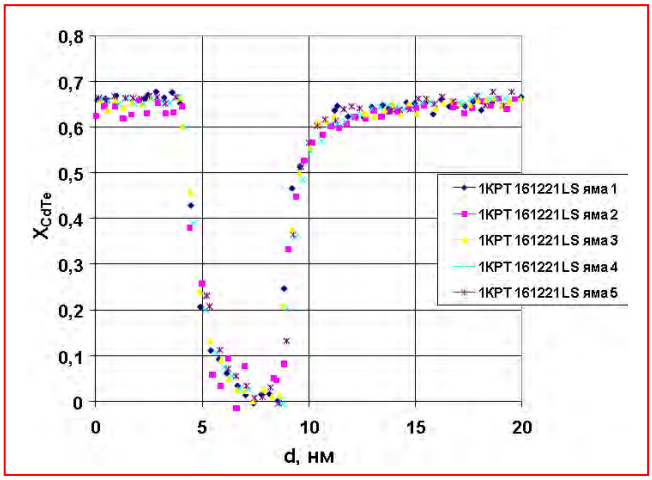
[3] *Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36*

[4.] *Институт физики микроструктур РАН, 607680, Нижний Новгород, ул. Академическая, 7*

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

В данной работе приведены результаты по выращиванию лазерных структур на основе HgTe квантовых ям (КЯ) методом МЛЭ с эллипсометрическим контролем состава и толщины in-situ. Расчет лазерных структур на основе HgTe/CdHgTe и экспериментальные результаты по стимулированному излучению таких структур представлены в [1,2]. Лазерная структура состоит из 5 HgTe КЯ толщиной 3,5÷6,5 нм каждая, разделенных широкозонными барьером с составом XCdTe≈0.65 толщиной ≈50 нм и волноводными широкозонными слоями с составом XCdTe≈0.65 толщиной 0,7÷4 мкм. Для получения излучения лазерные структуры должны иметь одинаковые параметры КЯ, согласованные с параметрами волноводов.

Была выращена серия лазерных структур с ожидаемым стимулированным излучением в области длин волн от 4 до 25 мкм. Контроль толщины HgTe КЯ и скорости роста осуществлялся с помощью эллипсометрических измерений in-situ. Распределение состава в каждой HgTe КЯ и толщины получено расчетом по экспериментальным данным эллипсометрических параметров с помощью метода «эффективной подложки» [3] с учетом скорости роста. На рисунке 1 показано распределение состава в каждой из 5 HgTe КЯ лазерной структуры. Видно, что распределение состава и толщина во всех 5 HgTe КЯ практически совпадают.



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

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

Литература

1. S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev et al., Appl. Phys. Lett. 107, 042105 (2015)
2. S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev et al., Appl. Phys. Lett. 108, 092104 (2016
3. В.А. Швец, Опт. и спектр. 107, №5, 822 (2009).

Природа широкополосной люминесценции и усиление излучения в сильнолегированных слоях AlGaN:Si

И.В. Осинных[1)], Т.В. Малин[1)], К.С. Журавлев[1)], П.А. Бохан[1)], Д.Э. Закревский[1)], Н.В. Фатеев[1)], Б.Я. Бер[2)], Д.Ю. Казанцев[2)]

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

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

тел:+7 (383)330-44-75, факс:+7 (383)333-27-71, эл. почта: igor-osinnykh@isp.nsc.ru

Полупроводниковые лазеры синего и ближнего УФ диапазонов спектра на прямых оптических переходах между зоной проводимости и валентной зоной в активном слое активно используются во многих областях науки и техники. Однако продвижение в диапазон длин волн 500-550 нм, соответствующей максимальной чувствительности человеческого глаза, сопряжено с трудно решаемыми фундаментальными и технологическими проблемами. Альтернативным путем является использование оптических переходов через уровни дефектов в широкозонном (с регулируемой шириной запрещённой зоны в диапазоне 3.4 – 6.2 эВ) твердом растворе $Al_xGa_{1-x}N$, сильно легированном донорами. Широкий спектр излучения дефектов в $Al_xGa_{1-x}N$ дает основание для создания источников света от 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). В данной работе представлены результаты исследований слоев $Al_xGa_{1-x}N$ с широкими диапазонами содержания алюминия и концентрации кремния методом фотолюминесцентной (ФЛ) спектроскопии, а также исследований спектральных и поляризационных характеристик сверхизлучения и измерений коэффициента усиления активной среды $Al_xGa_{1-x}N$.

В работе исследовались серии слоев $Al_xGa_{1-x}N$ толщиной 1.2 мкм, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) из аммиака на (0001) ориентированных сапфировых подложках толщиной 400 мкм с буферным слоем AlN толщиной 320 нм. Содержание алюминия (x_{Al}) в слоях задавалось соотношением потоков Al/Ga в процессе роста и менялось от 0 до 1. Легирование осуществлялось газовым источником с 0,7% силаном (SiH_4), разбавленным в азоте (N_2), концентрация атомов кремния измерена методом вторичной ионной масс спектрометрии (ВИМС) и составила $(1.0\text{-}2.0)\times10^{20}$ см$^{-3}$. ФЛ в диапазоне температур 5-1200 К возбуждалась He-Cd лазером (энергия фотонов hν=3.81 эВ) и 4-ой гармоникой импульсного Nd:YLF лазера (hν=4.71 эВ, длительность импульсов 5 нс, частота повторений 1 кГц).

При x>0.46 появлялась интенсивная широкополосная ФЛ, энергетическое положение которой менялось от 600 нм при x_{Al} = 0.5 до 405 нм при x_{Al} = 1, покрывая весь видимый диапазон. Эта люминесценция обусловлена суперпозицией донорно-акцепторного и зона-акцепторного механизмов рекомбинации. Значительное уширение полосы (порядка 150 нм) характерно для центров рекомбинации с сильным электрон-фононным взаимодействием и для сильно легированных полупроводников. Глубина залегания акцепторной зоны составила 1.87 эВ от потолка валентной зоны для AlN и уменьшалась с уменьшением x_{Al}. Донором является кремний на месте катиона (Si_{III}). Предположительно акцептором является трехкратно заряженная катионная вакансия (V_{III}^{3-}), которая также отвечает за компенсацию донора Si_{III}. Примечательно, что в спектрах ФЛ аналогичных сильнолегированных $Al_xGa_{1-x}N$:Si слоёв, выращенных в CRHEA-CNRS методом МЛЭ эта полоса также наблюдается, но ее интенсивность на два порядка ниже.

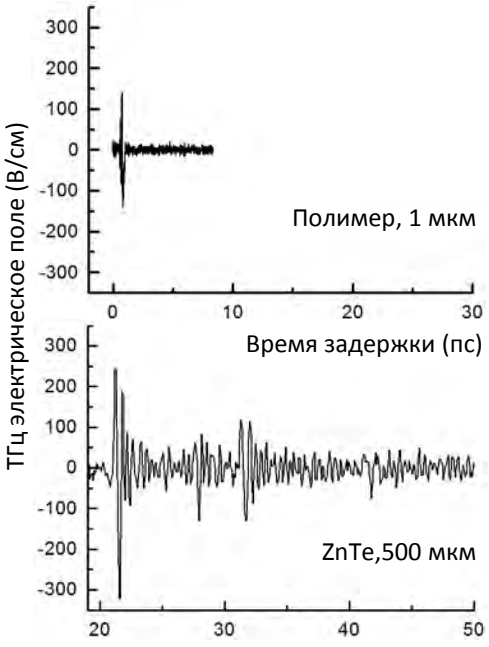
Исследование спектральных и поляризационных характеристик излучения слоя $Al_{0.5}Ga_{0.5}N$ продемонстрировало расщепление широкой полосы излучения на равноудаленные друг относительно друга компоненты с приблизительно одинаковым интервалом волновых чисел. Это явление характерно для сверхсветимости в планарном волноводе при распространении света под углом, близким к углу полного внутреннего отражения. Измеренные коэффициенты усиления на λ≈528 нм для $Al_{0.5}Ga_{0.5}N$ равны g ≈ 70 см$^{-1}$, а для $Al_{0.74}Ga_{0.26}N$ на λ ≈ 468 нм g ≈ 20 см$^{-1}$. Из полученного значения была оценена концентрация доноров $N_d \sim 9\times10^{19}$ см$^{-3}$, что по порядку величины близко к концентрации атомов Si, определенной из данных ВИМС. Совокупность полученных результатов свидетельствует о стимулированном характере излучения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 16-32-00773, 17-52-04112 и 16-02-00018).

Нелинейно-оптические свойства второго порядка хромофоров группы DisperseRed и их применение для генерации терагерцового излучения

С.Л. Микерин[1)],А.Э. Симанчук [1)], А.И. Плеханов[1)], А.В. Якиманский[2)]
[1] *Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, 630090, просп. акад. В.А. Коптюга, 1*
[2] *Институт высокомолекулярных соединений РАН, Санкт-Петербург, 199004, В. О. Большой пр. 31*
тел:+7 (383) 330-6655, эл. почта: mikerinsl@iae.sbras.ru

Хромофорсодержащие органические композитные полимерные материалы относят к числу нелинейно-оптических сред, перспективных для развития импульсной спектроскопии терагерцового (ТГц) диапазона[1].Изначально центросимметричные, такие материалы приобретают нелинейный отклик четных порядков за счет ориентирования (поляризации) и последующей фиксации в одном направлениимолекул хромофора в полимерной матрице в процессе приготовления. Возможность направленного синтезакомпонентов композита открывает широкие возможности для создания стойких к температуре и излучению нелинейных сред с повышенным электрооптическим (за счет подбора полосы поглощения) откликом в сравнении с неорганическими кристаллическими средами.Так, например, хромофоры типа DisperseRed (DR) с полосой поглощения в области 500 нмимеют хорошее соотношение между потерями на поглощение и нелинейным откликом второго порядка для излучения накачки типично используемых титан-сапфировых лазеров (750-800 нм).



В работе исследован нелинейно-оптический отклик поляризованных пленок оригинальных синтезированных высокотемпературных полиимидов с ковалентноприсоединенными хоромофорами DR-1 и DR-13. Квадратичная нелинейность полимерной пленки с DR-13 на длине волны 760 нм на порядок больше, чем у обычно используемого кристалла ZnTe. Полимерная пленка не разрушалась под действием излучения накачки при плотности средней мощности в фокальном пятне ~ 1,5 кВт/см^2, чему способствует низкое поглощение красителя DR-13 на частоте накачки [2, 3].Амплитуда ТГц электрического поля, полученного оптическим выпрямлением фемтосекундных оптических импульсов (рис.) в пленке толщиной всего в 1 мкм, только в 2 раза меньше, чем в кристалле ZnTe толщиной 500 мкм. Сильное различие длительности импульсов объясняется дисперсионным расплыванием широкополосного импульса в кристалле ZnTe на его толщине. Возрастание амплитуды ТГц электрического поля более чем на порядок величины может быть достигнуто при толщине поляризованной пленки, равной длине когерентности (180 мкм на частоте 2 ТГц).

Работа частично поддержана грантом РНФ № 16-13-10156; результаты получены при использовании оборудования Центра коллективного пользования «Высокоразрешающая спектроскопия газов и конденсированных сред» ИАиЭ СО РАН, Новосибирск (http://ckp-rf.ru/ckp/3046/).

Литература

1. X.Zheng, etc. // J. Nanoelectronics and Optoelectronics. 2007. V. 2. P. 1-9.
2. A.V.Yakimansky, etc.// Chemical Physics Letters. 2011. V. 510. P. 237-241.
3. С.Л. Микерин, А.И. Плеханов, А.Э. Симанчук, А.В. Якиманский// Квант.электрон. 2016. Т. 46, №. 7. С. 609–611.

Мозаичный принцип создания неохлаждаемых микроболометрических приемников сверхвысокой размерности

М.А. Демьяненко[1)], **А.Р. Новоселов[2)]**, А.И. Козлов[1)], Д.Г. Есаев[1)], В.Н. Овсюк[1)]
[1] *Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова Сибирского отделения РАН (ИФП 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: (383)333-19-57, факс: (383)333-27-71, эл. почта: kozlov@isp.nsc.ru

Исследован мозаичный принцип создания неохлаждаемых микроболометрических приемников (ММБП) изображений сверхвысокой размерности в инфракрасном (ИК) и терагерцовом (ТГц) спектральных диапазонах. При мозаичном принципе создания субмодули ММБП меньшего, приемлемого для изготовления формата устанавливаются стык в стык на общем основании, образуя мозаичный фотоприемник (МФП) сверхвысокой размерности [1]. Применение мозаичных ММБП ограничивается "слепыми зонами", обусловленными отсутствием детекторов вдоль линий стыковки субмодулей.

Представлена усовершенствованная прецизионная технология близкой, беззазорной стыковки кристаллов субмодулей в мозаичные ММБП (рис.1). Развитие методологии лазерного скрайбирования приборных пластин в составе технологии прецизионной стыковки кристаллов позволило уменьшить технологическую часть "слепой зоны" МФП до 13÷22 мкм для разных полупроводниковых материалов (рис.2) [2, 3]. Разработана конструкция мозаичных ММБП сверхвысокой размерности и предложен ряд схем блоков адресации (БА), которые минимизируют "слепую зону".

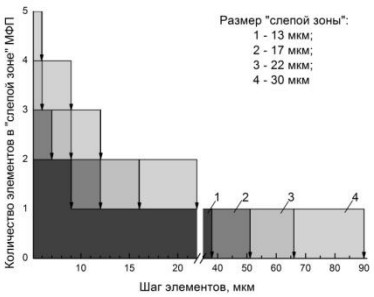


Рис.1

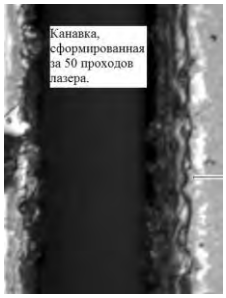


Рис.2

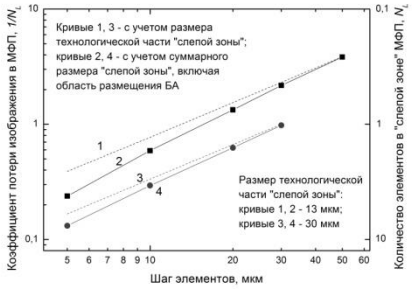


Рис.3

Проанализирована системная рациональность использования схемы БА на основе двух сдвиговых регистров в сравнении со схемой дешифратора (рис.3) [1, 3]. При построении БА на основе схемы дешифратора количество транзисторов и управляющих шин растет по мере увеличения размерности фотоприемной матрицы субмодуля и при достижении определенного формата обеспечивается преимущество для схемы на основе двух регистров. Количество элементов, потерянных вдоль линий стыковки субмодулей, в мозаичных ММБП ИК и ТГц диапазонов с шагом элементов 17÷100 мкм не превысит одного-двух в каждой строке и столбце субмодулей [1]. Эффективность преобразования изображений в мозаичных ИК ММБП с шагом фоточувствительных элементов 17 ÷ 51 мкм составляет около ~99%, а в мозаичных ТГц ММБП с шагом элементов 100 мкм эффективность преобразования может достигать 100%.

Литература

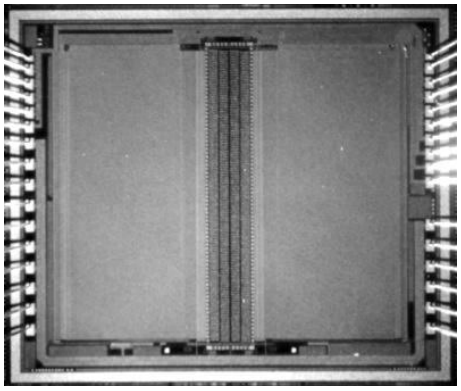
1. М.А.Демьяненко, А.И.Козлов и др. Автометрия. 2016. Т.52, №2. С.115-121.
2. Новоселов А. Р. Автометрия. 2016. Т.52, №1. С.116-121.
3. Пат. РФ № 2602373. М.А.Демьяненко и др. Опубл. 20.11.2016, Бюл. №32.

КМОП ВЗН мультиплексор 6×576 для гибридных ИК ФПУ

Д.В. Бородин[1,2], Ю.В. Осипов[1,2], В.В. Васильев[1]
[1]*ООО "РТК Иннпекс", Мытищи, rtcinpex@mail.ru*
[2]*АО "НПП Пульсар", Москва, dvb1@inbox.ru*

В КМОП ВЗН схемах, как правило, суммируемый заряд формируется на интегрирующих емкостях, а необходимые подключения детекторов и синхронизацию выполняет набор ключей под управлением цифровой части микросхемы, причем для каждого цикла ВЗН используется своя емкость. Из-за технологического разброса величин этих емкостей возникает неоднородность коэффициента преобразования фотозаряда в напряжение и, как следствие, неоднородность выходного сигнала даже при однородном оптическом сигнале. Так в разработанном ранее аналоге фокального процессора ФПУ PLUTONLW фирмы “SOFRADIR” (Франция) формата 4×288 неоднородность могла составлять 60 мВ, ноучет паразитных емкостей в топологии каналапозволилуменьшить этот разбросдо 1-2 мВ (менее 0,1% от сигнала) [1].

Существенно меньшая неоднородность реализована в схеме с дополнительным узлом переноса заряда с емкостей накопления на одну, общую для канала, емкость преобразования в напряжение. Результаты моделирования схемы показали, что влияние девиации емкости накопления Cintна выходной сигнал составляет 2,5 мВ/пФ при выбранных топологических размерах элементов схемы. Тем самым, для уменьшения разброса сигнала до необходимого уровня в 0,5 мВ достаточно, чтобы емкости накопления были идентичны с точностью 0,2 пФ, что для Cint = 3 - 9 пФ составляет 2 - 6 % и технологически выполнимо. Измерения микросхем показали однородность в пределах ±0,2 мВ на всех тактах ВЗН за исключением первого и последнего, что, по нашему мнению, связано с не корректным учетом паразитных емкостей в топологии схемы и может быть устранено в дальнейшем коррекцией фотошаблона.



Разработанный в итоге мультиплексор для многорядных ИК-фотоприемников на основе фотодиодов с общей p-областью и индивидуальной n-областью, обеспечивает суммирование сигналов от 6 фотодиодов каждого из 576 каналов с задержкой, считывание суммарного фотосигнала и его мультиплексирование на 4 либо 8 выходов с частотой ~6 МГц [2]. Управление схемой выполняется через интерфейсы: параллельный - для выбора направления ВЗН, величины интегрирующей емкости (3 или 9 пФ), и выбора проверочных режимов; последовательный - для деселекции входов и для компенсации деселектированных сигналов. Шаг расположения фотодиодов вдоль и поперек сканирования 42 и 14 мкм соответственно. Фотография микросхемы с подсоединенным контактным устройством приведена на рисунке. Размер кристалла 9,7×11,6 мм. Функциональным прототипом является прибор MERCURYLW фирмы Sofradir.

Литература

1. Бородин Д.В., Осипов Ю.В., Васильев В.В.и др. Аналоговые фокальные КМОП процессоры для гибридных линейных, субматричных и матричных ИК фотоприемных устройств // Труды XXI Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения, Москва, 2010 , с. 107-109.
2. Бородин Д.В., Осипов Ю.В., Васильев В.В.Однородность выходного сигнала КМОП ВЗН мультиплексоров гибридных ИК ФПУ // Вопросы радиоэлектроники, Серия "Техника телевидения", 2017 г. (в публикации).

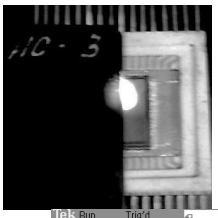
Матричный КМОП фотоприемник с ячейкой размером 5,5×5,5 мкм^2

Д.В. Бородин[1,2], Ю.В. Осипов[1,2], В.В. Васильев[1]
[1]*ООО "РТК Инпекс", Мытищи, rtcinpex@mail.ru*
[2]*АО "НПП Пульсар", Москва, dvb1@inbox.ru*

Представлена микросхема фотоприемника, предназначенная для приема оптического сигнала в диапазоне длин волн 0,4 - 1,0 мкм. Реализована светосигнальная характеристика с тремя перегибами, позволяющая автоматически адаптировать чувствительность ячеек к широкому диапазону освещенностей.

Для ячеек с малой освещенностью накопление фотосигнала происходит на емкости выборки с интегральной чувствительностью S ~ 80 В/(лк×сек). При заполнении емкости выборки, т.е. в ячейках со средней освещенностью, накопление переключается на собственную емкость фотодиода, что соответствует S ~ 10 В/(лк×сек), аналогично прибору [1]. Для еще больших освещенностей избежать насыщения сигнала можно за счет уменьшения времени накопления, причем только в ячейках с экстремальной освещенностью (в одном кадре), аналогично [2]. Можно установить два уменьшенных интервала накопления и два порога переключения на эти интервалы. В итоге светосигнальная характеристика имеет три "перегиба" (участки с четырьмя наклонами).

Для демонстрации возможностей фотоприемника с "перегибом", на его поверхность было сфокусировано изображение, и фотоячейки в левой части всех строк были затенены фильтром НС-3 с ослаблением в ~10 раз (см. фото). При выбранном времени накопления сигнал в затененных ячейках не насыщался, в то время как в открытых ячейках - насыщался (рис.1). С установлением "перегиба" и уменьшением времени накопления в 5 раз для превышающих порог ячеек, сигнал в ранее не насыщенных ячейках остается прежним, а в насыщенных- выходит из насыщения (рис.2).



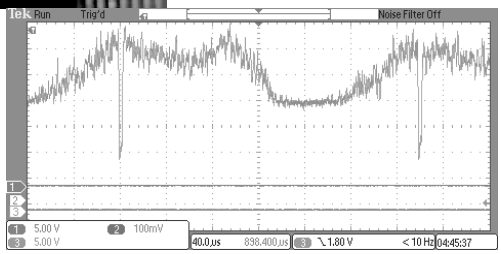


Рис.1.Осциллограмма "без перегиба".

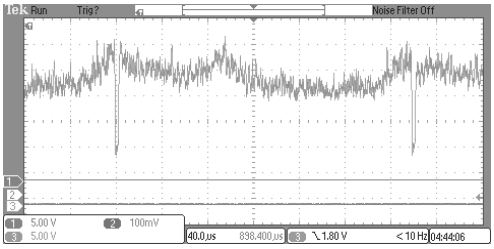


Рис.2. С одним "перегибом"

Основные параметры: диапазон изменения выходного сигнала - более 0,4 В; зарядовая емкость не менее 200 ке-; темновой сигнал 180 мВ/сек; потребляемая мощность менее 15 мВт (при частоте кадров 15 Гц), что позволяет эффективно использовать ТЭО для охлаждения приемника и дополнительного улучшения его параметров.

Представленная микросхема формата 1280×1024 ячеек как разработана, так и **изготовлена в России**, т.е. является, по сути, первой полностью отечественной КМОП фотоматрицей формата более 1 Мегапикселей (фотоматрица [3] с ячейкой 12×12 мкм не обладала столь широкими возможностями) и открывает перспективу создания КМОП фотоприемников формата порядка 20 Мпикселей.

Литература

1. Бородин Д.В., Осипов Ю.В., Васильев В.В. Эффективное использование динамического диапазона КМОП фотоматриц и проблемы его расширения // Вопросы радиоэлектроники. Серия "Техника телевидения", 2016 г., № 4, стр. 40-47.
2. http://www.onsemi.com/PowerSolutions/product.do?id=LUPA1300-2.
3. Д.В.Бородин, Ю.В.Осипов, А.С.Скрылёв, В.В. Васильев. КМОП микросхема матричного фотоприёмника видимого диапазона формата 256×256. "Электронная техника, серия 2, Полупроводниковые приборы". Вып. 1(222), 2009 г., с.93-96.

Разработка микроскопа, применяемого в стенде для контроля качества оптических систем, работающих в спектральном диапазоне 8-12 мкм

П.П. Добровольский, К.П. Шатунов, П.А. Алдохин
Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», г. Новосибирск, 630090, пр-кт Ак. Лаврентьева, 2/1
тел. (383) 330-97-49, эл. почта: porfir@ngs.ru

В настоящее время к тепловизионным приборам предъявляются повышенные требования по чувствительности и пространственной разрешающей способности. На сегодняшний день ведущие зарубежные производители приёмников инфракрасного (ИК) излучения предлагают фотоприемные устройства с размером пиксела порядка 15 мкм для спектрального диапазона 8-12 мкм и форматом, превышающим 640×480 пикселов [1]. В связи с этим разрабатываемые ИК оптические системы (ОС) для тепловизионных приборов должны обладать достаточно высоким качеством изображения.

Для испытания и определения характеристик разрабатываемых ИК объективов тепловизионных приборов необходимо создание контрольно-проверочной аппаратуры, обеспечивающей измерение заданных значений контролируемых параметров с достаточной степенью достоверности. В этих целях в КТИ ПМ разработан ИК микроскоп для контроля объективов тепловизионных систем, который является основной составной частью стенда, предназначенного для контроля качества ОС, работающих в спектральном диапазоне 8-12 мкм.

ИК микроскоп позволяет определять пространственную разрешающую способность исследуемых ОС, измерять функцию рассеяния точки (ФРТ), регистрировать функцию рассеяния полуплоскости (ФРП) и вычислять функцию передачи модуляции (ФПМ), тем самым оценивать качество изображения исследуемых ОС.

ИК микроскоп построен на основе охлаждаемого матричного фотоприёмного устройства форматом 320×256 с размером фоточувствительного элемента 30×30 мкм, установленного в заливной криостат. Для уменьшения паразитного фонового излучения от элементов конструкции в ИК микроскопе используется охлаждаемая до азотной температуры диафрагма, представляющая собой цилиндр с размерами Ø 8,6 ×154 мм, внутри которой располагаются поглощающие ИК излучение экраны.

Для ИК микроскопа разработаны и изготовлены сменные ИК микрообъективы увеличением 15 и 25 крат и апертурой 0,4 и 0,57, соответственно.

В докладе приводятся основные характеристики разработанных ИК микрообъективов, оптическая схема ИК микроскопа, описание конструкции охлаждаемой диафрагмы, а так же результаты исследования теплофизических характеристик криостата ИК микроскопа.

Литература

1. Дружкин Е.В., Хацевич Т.Н. Малогабаритные тепловизионные приборы // Оптический журнал – 2013 – т.80 – №6. – С. 20–27.

Исследование теплофизических характеристик газонаполненного криостата с быстродействующиммикроохладителем

П.П. Добровольский, С.В. Хрящов, Г.И. Косолапов
Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ» г.Новосибирск, 630090, пр-ктАк.Лаврентьева, 2/1
Тел. (383) 330-97-49, эл.почта: porfir@ngs.ru

Газонаполненые криостаты, по сравнению с вакуумными криостатами, значительно проще в изготовлении, однако, они обладают большими теплопритоками. В тех областях, где требуется быстро охладить фотоприемник, используются дроссельные системы охлаждения, которые имеют избыточнуюхладопроизводительность по сравнению с газовыми криогенными системами охлаждения типа Стирлинга.В этом случае большие теплопритоки практически не влияют на охлаждение фотоприемника. Время охлаждения зависит от массы охлаждаемых деталей и их теплоемкости.

Нами были проведены исследования теплофизических характеристик газонаполненного криостата для охлаждения матричного приемника форматом 384x288 на основе кадмий-ртуть-теллура. Фотоприемник охлаждался дроссельным микроохладителем (на основе эффекта Джоуля –Томсона) разомкнутого типа. Теплоприток криостата 1,5 Вт, масса охлаждаемых деталей 6 г.

Для уменьшения паразитного фона применялась охлаждаемая диафрагма, масса которой вместе с фильтром была 3г. Эксперимент показал, что есть две фазы охлаждения : быстрая – 30-40с и медленная порядка 1 м. За 3с фотоприемник охлаждался до температуры120К, а затем за 1 м до 95К. Для многих задач 30спремлемое время охлаждения, однако температура 120К не приемлема, так как количество тепловых носителей в фотоприемнике будет превышать количество фотоносителей.

Затяжка во время охлаждения вызвана большим тепловым сопротивлением охлаждаемой диафрагмы. Диафрагма тонкая (приблизительно 0,2мм) и имеет плохой тепловой контакт с охлаждаемым столиком. Мы заменили холодную диафрагму на теплую специальной конструкции. Внутренняя поверхность холодной диафрагмы, была покрыта поглощающим слоем, теплая диафрагма имела внутри бленды с поглощающим слоем со стороны входного окна и отражающими со стороны фотоприемника. Размер и количество бленд был рассчитан так, что бы паразитный фон был минимален.

Нам удалось получить паразитный фон теплой диафрагмы, позволяющий работать в режиме отсутствия насыщения фотоприемника при приемлемых временах накопления заряда. При этом охлаждаемая масса уменьшилась и за 30 с фотоприемник охлаждался до температуры 92-95К.

Таким образом, нам удалось решить задачу по охлаждению фотоприемника за короткое время до рабочих температур.

Аналого-цифровые кремниевые мультиплексоры сигналов фотоприемников инфракрасного диапазона

М.А. Демьяненко, **А.И. Козлов,** В.Н. Овсюк
Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова Сибирского отделения РАН,
Новосибирск, 630090, пр-т Акад. Лаврентьева, 13
тел: (383)333-19-57, факс: (383)333-27-71, эл. почта: kozlov@isp.nsc.ru

Исследованы особенности создания аналого-цифровых кремниевых мультиплексоров (КМ), предназначенных для считывания и предварительной обработки сигналов многоэлементных инфракрасных фотоприемников (ИК ФП) [1]. Обычно требуется обеспечить режим "ограничения фоном" ("ОФ"), при котором характеристики ИК ФП определяются шумом фонового излучения (рис.1, 2). Несложно получить выражение, описывающее зависимость эквивалентной шуму разности температур (*NETD*) ИК ФП от параметров выбранной кремниевой технологии: $\boldsymbol{NETD \sim (T_{OX}/E_P)^{1/2}}$, где T_{OX} - толщина рабочего диэлектрика входных транзисторов в ячейках КМ, E_P - напряжение питания КМ [1]. На рисунках приведены зависимости *NETD* для МСКЯ - фотодетекторов с λ_{max} = 9 мкм от проектных норм КМОП технологии и от параметра R_0A фотодетекторов [1]. По мере увеличения параметра R_0A фотодетекторов до 10^3 Ом см^2 и более шум фонового тока становится определяющим для разности температур, эквивалентной шуму.

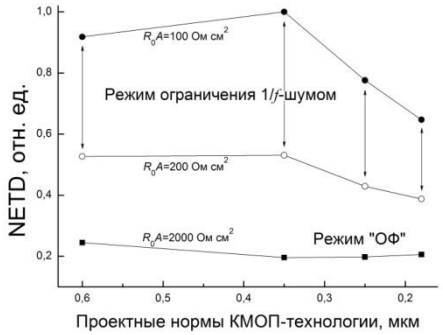


Рис.1

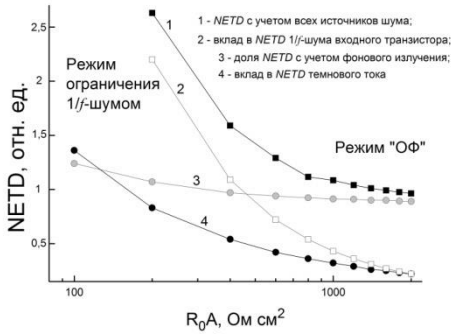


Рис.2

Когда обеспечить режим "ОФ" оказывается затруднительно, например из-за больших затрат энергии на охлаждение, *NETD* определяется 1/*f*-шумами входных транзисторов [1]:

$$NETD \sim \begin{cases} \dfrac{T_{OX}}{\lambda_{CMOS}} \sqrt{\lg\left(\dfrac{t_{obs}}{t_{int}}\right)}, & \text{для } \Delta N \text{ зависимой модели } 1/f \text{ - шума,} \\ \dfrac{\sqrt{T_{OX}}}{\lambda_{CMOS}} \sqrt{\dfrac{t_{int}}{E_P} \lg\left(\dfrac{t_{obs}}{t_{int}}\right)}, & \text{для } \Delta\mu \text{ зависимой модели } 1/f \text{ - шума,} \end{cases}$$

где $\boldsymbol{\lambda_{CMOS}}$ - характерный топологический размер технологии КМ, t_{obs} - время наблюдения, связанное с минимальной частотой 1/*f*-шума следующим образом: $f_0 = 1/t_{obs}$; t_{int} - время накопления сигнала; ΔN - флуктуация числа носителей вследствие захвата и освобождения носителей ловушками; $\Delta\boldsymbol{\mu}$ - флуктуация подвижности носителей вследствие их рассеяния на фононах.

Проведена оценка *NETD* ИК ФП на основе КМ с кадровым и с построчным накоплением сигналов фотодетекторов. Созданные КМ обеспечивают изготовление гибридных ИК ФП спектральных диапазонов 8-14 и 3-5 мкм с эквивалентной шуму разностью температур ~14÷25 мК, соответствующей уровню мировых образцов [1].

Литература

1. М.А.Демьяненко, А.И.Козлов и др. Автометрия. 2016. Т.52, №6. С.120-127.

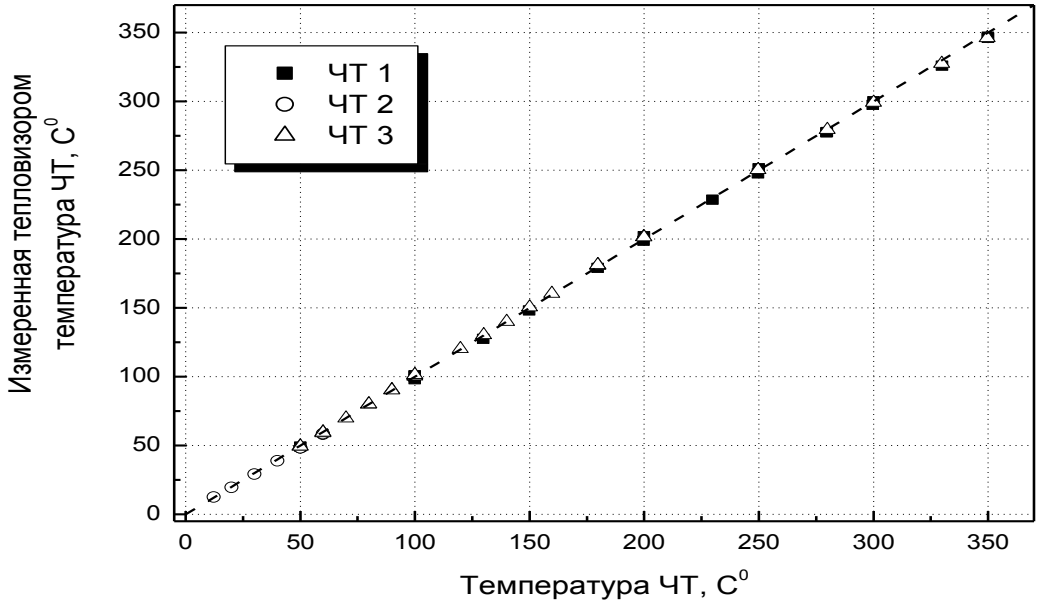
Отечественный болометрический термовизор для промышленного применения

А.Р. Новоселов[1)], М.А. Демьяненко[2)], И.В. Марчишин[2)], А.В. Гусаченко[1)], А.О. Морозов[1)], И.В. Рогова[1)], Б.Н. Новгородов[1)], А.И. Артёмов[1)], В.Н. Федоринин[1)]

[1] *Филиал ИФП СО РАН «КТИ ПМ», 630090,г. Новосибирск, пр-кт Лаврентьева, д. 2/1, тел. (383) 330-74-21, эл. почта: novoselov@oesd.ru*

[2] *ИФП СО РАН, 630090, г. Новосибирск,пр-кт акад. Лаврентьева, д. 13*

В работе представлены результаты разработки отечественных переносных систем дистанционного измерения температур поверхности объектов. Изготовлены и исследованы на реальных



объектах прототипы болометрических термовизоров на основе фотоприёмной матрицы 320 × 240 элементов (VO_x, шаг 51 мкм, ИФП СО РАН), и 384 × 288 (a-Si, шаг 25 мкм, фирмы Ulis). Создана методика корректного определения температуры поверхности объектов при значительных изменениях температур внешней среды и компонентов термовизоров, которые создают дополнительные к измеряемому потоки излучения, сравнимые с ним по величине. Найдены эмпирические соотношения, позволяющие учесть паразитный сигнал и, следовательно, достаточно точно измерить температуру наблюдаемого объекта. На рисунке показана передаточная характеристика прототипа болометрического термовизора на VO_x, измеренная с помощью трех разных черных тел (ЧТ) в температурном диапазоне от 0 до 350 °С.

В настоящее время на основе результатов исследований разрабатывается система, включающая тепловизионный и телевизионный каналы. Тепловизионный канал, показан на рисунке, спроектирован для работы с матрицами формата 160x120, 384x288, 640x480 элементов. Телевизионный канал спроектирован на основе телевизионного модуля (ТВ-камеры BHV-1000) российского производства.

Оценка характеристик и коррекция данных крупноформатных тепловизионных фотоприемников

С.М. Борзов[1)], Б.Н. Дражников[2)], **В.И. Козик[1)]**, О.И. Потатуркин[1,3)], В.В. Синельщиков[4)]

[1]*Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак. Коптюга, 1*

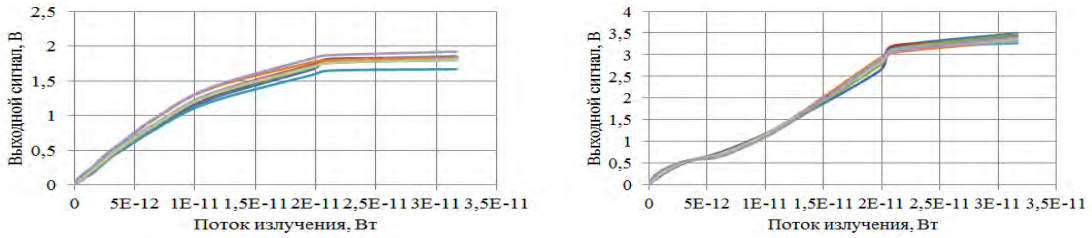
[2]*АО «НПО «Орион», Москва, Россия111538, Москва, Косинская, 9*

[3]*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, 2*

[4]*ОАО «Корпорация «Комета», Москва, 115280, Велозаводская, 5*

Работа посвящена исследованию основных параметров крупноформатных многомодульных сканирующих ИК фотоприемных устройств (ФПУ) субматричной структуры [1], а также методов коррекции искажений, обусловленных пространственной неоднородностью чувствительных элементов и нелинейностью их светосигнальных зависимостей [2]. Разработано программно-алгоритмическое обеспечение, позволяющее путем обработки последовательностей изображений тестовых полей, полученных в результате стендовых измерений, определять поэлементные светосигнальные зависимости, импульсную и пеленгационную характеристики, чувствительность и пороговую чувствительность при наблюдении точеных объектов. Представлены результаты оценивания указанных характеристик для модулей исследуемых ФПУ. Определены достоверность линейной аппроксимации светосигнальных зависимостей и среднеквадратическое отклонение сигналов до и после применения линейных и нелинейных методов коррекции неоднородности элементов ФПУ.

На рисунке приведены светосигнальные характеристики ряда отдельных каналов до (а) и после кубической предварительной обработки (б). Видно, что выполнение коррекции амплитудных искажений позволило повысить степень линейности и уменьшить разброс светосигнальных характеристик.



а б

Показано, что коррекция амплитудных искажений с использованием линейного преобразования при работе в пределах квазилинейного участка светосигнальной характеристики обеспечивает снижение остаточной неоднородности примерно в 1,5 раза. Однако при обработке данных во всем диапазоне яркости существенное снижение остаточной неоднородности обеспечивает только применение кубической коррекции (в 1,6 раза). Помимо улучшения качества изображений за счет уменьшения неоднородности, применение квадратичной и кубической коррекций позволяет значительно уменьшить степень нелинейности светосигнальных характеристик ФПУ.

Литература

1. В.Д. Бочков и др. // Прикладная физика. 2014. №1. С. 58-61.
2. С.М. Борзов и др. // Вестник НГУ: Информационные технологии. 2016. №4. С. 14-21.

Термомеханический привод для термокомпенсации объектива

А. Г. Паулиш, А. Л. Филимонов
Филиал ИФП СО РАН «КТПМ», Новосибирск, 630090, пр. акад. Лаврентьева, 2/1
тел:+7 (383) 330-9630, факс:+7 (383) 330-9106, эл. почта: oos@oesd.ru

Объективы для инфракрасной области спектра изготавливают в основном из монокристаллического германия или кремния, а также других материалов, прозрачных в данной области спектра. Эти материалы характеризуются значительным изменением показателя преломления от температуры, что вызывает дефокусировку изображения объектива – смещение плоскости изображения относительно плоскости фотоприёмника вдоль оптической оси объектива. Это приводит к существенному снижению качества изображения, особенно в широком температурном диапазоне от –40°С до +50°С.

В существующих конструкциях объективов для уменьшения температурнойдефокусировки изображения используются дорогостоящие материалы оправ такие, например, как инвар и титан. Наиболее распространённым решением задачи сохранения качества изображения в широком температурном диапазоне является подвижка всего объектива или его отдельных оптических компонентов с помощью электропривода, которая компенсирует температурный сдвиг плоскости изображения [1,2]. Недостатком таких конструкций является осуществление подвижки компонента объектива электроприводом с батареями для его электропитания, электродвигателями, редукторами, датчиками температуры, что приводит к увеличению массы и габаритов изделия, энергопотребления и снижению эксплуатационной оперативности.

Задачей настоящей работы является создание привода для компенсации дефокусировки изображения объектива тепловизора, работающего в широком интервале температур, основанного на эффекте линейного изменения геометрии твердых тел при изменении температуры[3]. В работе предлагается конструкция термомеханического привода, основными деталями которого являются пластины одинаковой геометрии и состоящие из двух материалов с разными коэффициентами линейного расширения(ковар и нержавеющая сталь), которые хорошо свариваются между собой любым способом сварки. Далее пары пластин складываются в стопку из n пар пластин и также свариваются между собой таким образом, чтобы получилась стопка чередующихся пластин с меньшим и большим коэффициентами расширения.При этом крайними будут пластина с меньшим и пластина с большим коэффициентами расширения.Ширина и толщина пластин определяются из прочностного расчета и конструкторских решений, а длина пластин – из терморасчета.

В работе приводятся результаты расчета параметров термопривода, обеспечивающих перемещение подвижного компонента объектива при изменении температуры таким образом, что плоскость изображения при любой температуре совпадает с плоскостью фотоприёмника.

Таким образом, предлагаемое решение позволяет с помощью термопривода, работающего на эффекте линейного изменения геометрии твердых тел от температуры, обеспечить термокомпенсациюдефокусировки изображения объектива тепловизора,во всем рабочем температурном диапазоне, в пределах ошибки измерения дефокусировки изображения объектива. При этом не требуется дополнительной электроэнергии, двигателей, редукторов, датчиков температуры и других компонентов электропривода.Приводятся экспериментальные результаты работы термопривода.

Литература

1. А.И. Белоусов.Объектив для ИК-области спектра //Патент RU2365952 от 13.02.2008.
2. I.A. Neil.Afocal refractor telescopes // ПатентUS4479695A от 03.09.1981.
3. С.М. Латыев. Компенсация погрешностей в оптических приборах. – Л.: Машиностроение, Ленингр. Отд-ние, 1985. – 248 с. ил.

Система активно-импульсного видения для сложных условий наблюдения

Д. В. Алантьев, А. А. Голицын, А. В. Голицын, **А. Г. Паулиш**, С. Д. Чибурун
Филиал ИФП СО РАН «КТПМ», Новосибирск, 630090, пр. акад. Лаврентьева, 2/1
тел:+7 (383) 330-9630, факс:+7 (383) 330-9106, эл. почта: oos@oesd.ru

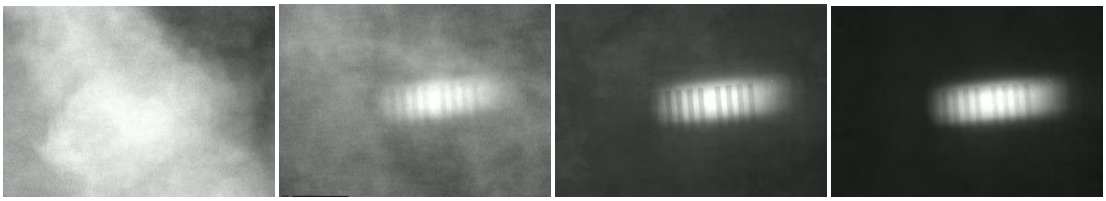
Принцип работы активно-импульсныхсистем основан на том, что фотоприёмник, благодаря быстрому затвору, начинает открываться для регистрации изображения с некоторой задержкой относительной переднего фронта импульса засветкии на заданное время. Благодаря этому отсекается отражённый свет от объектов, находящихся ближе (дальше) объекта наблюдения. Данные системы позволяют наблюдать объекты, скрытые в дыму, тумане, смоге и т.д.

В известных на сегодня системах активно-импульсного видения в качестве быстрого затвора используется электронно-оптический преобразователь (ЭОП), который является одновременно усилителем яркости. Использование ЭОП существенно увеличивает массогабаритные параметры системы, а также её стоимость, основную стоимость которой и составляет ЭОП. Кроме самого ЭОПа в конструкции системы содержится проекционная система, передающая изображение с экрана ЭОП на поверхность фотоприёмника (ТВ-камеры). Известно, что экран ЭОПа и проекционная система кроме массогабаритных параметров ухудшают пространственное разрешение получаемого изображения.

В Филиале ИФП СО РАН «КТИПМ» разработана активно-импульсная система, которая не требует использование ЭОП в качестве затвора [1]. Реализация активно-импульсного способа видения основана на оригинальной методике управления ПЗС фотоприёмником практически без потери кадров на накопление. То есть, система работает на частоте ТВ камеры. Исключение ЭОП из конструкции прибора позволяет, при необходимости, наблюдать цветное изображение, а также увеличить разрешение наблюдаемого в устройстве изображения за счет использования соответствующих ПЗС фотоприемников.

В работе исследованы различные методики формирования изображения в зависимости от условий наблюдения: сильное освещение объектов фона, слабо освещение объектов фона. В качестве импульсного излучателя был использован полупроводниковый лазер со специально сконструированной для него платой питания и управления. Импульсная мощность излучателя составила 200 Вт, частота импульсов, не приводящая к потере мощности 15 кГц.

В докладе приводятся результаты натурных испытаний системы в условиях дыма. Исследованы зависимости дальности видеонаблюдения от плотности дыма и мощности подсветки. На рисунке а) приведено изображение с ТВ-камеры без подсветки, на рисунке б) – изображение с непрерывной засветкой, в) – изображение в активно-импульсном режиме, г) – изображение в активно-импульсном режиме с вычитанием фона.



а) б) в) г)

Литература

1. *Голицын А.В., Сейфи Н. А.*.Способ активно-импульсного видения // Заявка на изобретение №2017100286 от 09.01.2017.

Исследование возможности использования СВЧ модуля с частотной модуляцией в комплексном устройстве обнаружения скрытых объектов

А. В. Гусаченко, А. О. Морозов, **А. Г. Паулиш**, И. В. Рогова
Филиал ИФП СО РАН «КТПМ», Новосибирск, 630090, пр. акад. Лаврентьева, 2/1
тел:+7 (383) 330-9630, факс:+7 (383) 330-9106, эл. почта: oos@oesd.ru

Своевременное обнаружение террористических угроз и противодействие этим угрозам является в настоящее время актуальной задачей, решение которой предполагает, в частности, разработку и применение эффективных методов и технических средств обнаружения скрытых взрывных устройств и их компонентов, а так же оружия.

Одним из перспективных методов обнаружения является использование СВЧ излучения с длиной волны 1–4 мм. Данное излучение хорошо проникает через одежду, пластики, дерево и другие неметаллические преграды, непрозрачные в видимом и инфракрасном диапазоне. При этом это излучение хорошо отражается металлическими и другими твердыми предметами, например, керамикой, а так же скотчем. Относительно малая длина волны излучения позволяет локализовать объект контроля на дальних расстояниях 5–100 м с достаточным пространственным разрешением.

В данной работе исследованы характеристики СВЧ приёмо-передающего модуля с частотной модуляцией выходного излучения с целью создания комплексного носимого устройства дистанционного обнаружения скрытых опасных объектов, таких как оружия, взрывчатых устройств и их компонентов. Устройство содержит СВЧ модуль с антенной и схемой управления, высокочувствительную телевизионную камеру, инфракрасную подсветку на основе ИК светодиода, модуль электронной обработки сигнала и дисплей для вывода видеосигнала и информационных сигналов от СВЧ модуля. Устройство сконструировано таким образом, что центр видеоизображения на дисплее совпадает с зоной облучения приёмо-передающего модуля. В случае превышения величины отражённого сигнала СВЧ излучения выше заданной величины на дисплей выводится информация о степени угрозы. Использование инфракрасной подсветки с длиной волны в области чувствительности камеры обеспечивает всесуточный режим работы устройства.

В работе исследованы схемотехнические принципы построения устройства, разработаны алгоритмы обработки сигналов от СВЧ модуля и методы вывода информационных сигналов на дисплей в режиме реального времени. Особое внимание уделено массогабаритным параметрам устройства с целью создания портативной носимой системы с автономным источником питания, которая может использоваться «с руки».

В работе изучены: минимально достижимый угол расходимости СВЧ излучения, зависимость интенсивности отраженного от объекта контроля излучения от расстояния до объекта, влияние паразитных сигналов, степень локализации опасного объекта, влияние характеристик материала преград, непрозрачных для видимого и ИК излучения, на вероятность обнаружения и дальность обнаружения.

В работе продемонстрировано надежное обнаружение поражающих элементов самодельного взрывного устройства, таких как болты и металлические стержни, скрытые под одеждой, на расстоянии, по крайней мере, не мене 10-15 метров.

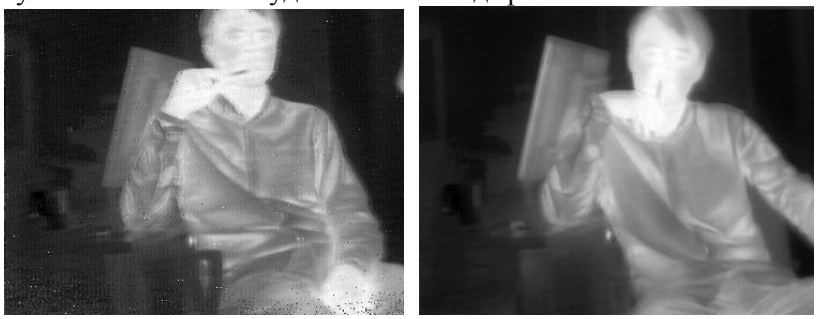
Фильтрация остаточной неоднородности и дефектов изображения в тепловизорах третьего поколения с использованием микросканирования

И.И. Кремис, Д.А. Толмачев, Р.А. Гладков
Филиал ИФП СО РАН "КТИПМ", Новосибирск,630090, просп. Лаврентьева, 2/1
тел: (383) 330-91-06, эл. почта: igor21738@ngs.ru

Использование тепловизионных приборов в составе изделий специальной техники определяет их функционирование в условиях низких контрастов инфракрасного излучения объектов. При этом, в значительной степени проявляются недостатки используемых традиционных схем коррекции тепловизионного сигнала: остаточная неоднородность чувствительности (при двухточечной коррекции) и дефекты фотоэлементов приемника. Здесь следует отметить нестабильность процессов формирующих указанные недостатки – несогласованность эталонов и сцены (применение линейной модели к нелинейной зависимости поток-сигнал фотоэлементов), дрейф сигналов фотодиодов КРТ и чувствительность к циклам криостатирования. Нестабильность указанных процессов подсказывает для них решение – требуется непрерывная коррекция неоднородности чувствительности и непрерывный пересчет таблиц дефектности.

В данной работе разработан метод фильтрации остаточной неоднородности чувствительности и дефектов изображения в матричных тепловизорах на основе частотного разложения, с использованием микросканирования. Метод предназначен для использования в тепловизорах осуществляющих двухточечную схему коррекции сигнала фотоприемника. При этом: метод не использует таблиц дефектности фотоприемника и осуществляет фильтрацию в реальном времени; метод не требует подстройки параметров фильтра к текущей сцене и нечувствителен к распределению интенсивности сигнала по сцене; метод восстанавливает сигналы дрейфующих фотоэлементов, тем самым снижая общую дефектность приемника – сигналы пикселей становятся адекватными сцене; метод не ухудшает пространственное разрешение и величину РТЭШ приборов.

Метод коррекции был опробован в тепловизионных каналах на базе фотоприемников: КРТ320×256, КРТ384×288 и QWIP384×288 с шагом фотоэлементов 30, 25 и 25 мкм соответственно. В каналах использовался микросканер на основе смещения оптического компонента с шагом микроперемещения проекции изображения до 150 мкм, для каждого канала устанавливалась величина микроперемещения 5 пикселей. Применение метода в данных тепловизионных каналах позволило полностью удалить остаточную неоднородность и дефекты из изображения. На рисунке 1 приведены изображения, полученные в канале на базе КРТ384×288 до и после применения фильтрации. Рисунок позволяет оценить эффективность применения фильтра – из изображения на рисунке 1 *а* полностью удалены ОНЧ и дефекты.



а *б*

Рис. 1. *а* – исходное изображение; *б* – изображение после фильтрации

В рамках развития данного метода была проведена работа по улучшению пространственного разрешения тепловизионных каналов использующих микросканирование. Результат – при установке величины микроперемещения проекции изображения равной $n+1/2\cdot n$ (n - размер ячейки МФПУ), используя сигналы микросканов, метод позволяет уверенно различать миру 0,615 мрад-1 при предельной частоте канала (без микросканирования) 0,44 мрад-1, т.е. увеличить пространственное разрешение канала в 1,6 раз, при сохранении указанных выше свойств метода.

Минимизация остаточной неоднородности изображения в тепловизорах второго поколения на основе фильтрации пространственных частот

И.И. Кремис, Д.А. Толмачев
Филиал ИФП СО РАН "КТИПМ", Новосибирск,630090, просп. Лаврентьева, 2/1
тел: (383) 330-91-06, эл. почта: igor21738@ngs.ru

Наиболее распространенным методом коррекции неоднородности чувствительности фотоприемных устройств (ФПУ) является метод, при котором для выполнения процедуры калибровки приемника применяется два опорных источника. Опорные источники используются для расчёта коэффициентов и компенсации фоновой составляющей (двухточечная коррекция). Недостаток двухточечной коррекции – проявление остаточной неоднородности чувствительности (ОНЧ) фотоприемника в виде «вуали» (для матричных ФПУ) или «полос» (для линейчатых ФПУ) на изображении. Для минимизации ОНЧ необходимо согласовать значения температур опорных источников со сценой наблюдения и обеспечить адекватность рассчитанных коэффициентов кривой чувствительности ФПУ.

Однако это не всегда удается при невозможности использования регулируемых и однородных по полю эталонных источников температуры в приборах. Кроме того, имеет место дрейф сигналов фотодиодов КРТ, в результате чего может измениться кривая чувствительности и в процесс коррекции вносится ошибка. Указанные причины зачастую не позволяют выполнить успешную коррекцию, и в большинстве случаев с остаточной неоднородностью на изображении приходится считаться.

В данной работе изложен метод фильтрации остаточной неоднородности изображения в сканирующих тепловизорах на основе частотного разложения, что позволяет получить его главное свойство - нечувствительность к разнообразию сцен наблюдения. Метод не ухудшает параметра МРРТ тепловизоров, отличается простотой реализации и позволяет осуществлять коррекцию изображения в реальном времени.

Простота реализации метода обусловлена использованием пространственных фильтров и простых вычислительных операций, эффективность – отсутствием потерь в показателе МРРТ и устранение остаточного шума неоднородности в изображении ТВП при любых распределениях интенсивностей объектов сцены.

Применение метода в ТВП на базе ФПУ ФЭМ10М позволяет практически полностью удалить «полосатую» структуру из изображения (рис. 1 *а*). Для ТВП на базе ФПУ ФЭМ10М наблюдается полная или частичная компенсация «полосатой структуры» (рис 1 *б*), качество изображения визуально сравнимо с изображением прибора на линейке PLUTON LW LS5 в режиме двухточечный коррекции, без фильтрации ОНЧ.

а *б*

Рис. 1. а – исходное изображение (коррекция по двум точкам); б – результат фильтрации ОНЧ

Системы микросканирования для тепловизоров третьего поколения

И.И. Кремис, В.А. Моисеев, К.П. Шатунов, Е.О. Ульянова, Р.А. Гладков, А.А. Горшков
Филиал ИФП СО РАН "КТИПМ", Новосибирск, 630090, просп. Лаврентьева, 2/1
тел: (383) 330-91-06, эл. почта: igor21738@ngs.ru

Практическое применение идеи микроперемещения проекции сцены наблюдения относительно матрицы фоточувствительных элементов определяется перспективой решения актуальных проблем, возникающих при построении тепловизионных приборов (ТВП) на базе матричных фотоприемных устройств (МФПУ).

Фоточувствительный кристалл МФПУ состоит из периодически расположенных фотоэлементов. При проецировании сцены наблюдения на матрицу фотоэлементов фотоприемник действует как фильтр пространственных частот, определяя предел разрешаемых МФПУ пространственных частот. В данном случае, микросканирование сцены наблюдения на половину периода расположения пикселей матрицы позволяет улучшить геометрическое разрешение, повысить угловую разрешающую способность и дальность действия ТВП на базе МФПУ.

Ещё одним аспектом применения микросканирования в ТВП является возможность коррекции геометрического шума МФПУ. Здесь идея использования микросканирования состоит в получении соотношения между пикселями по всей матрице. По полученным соотношениям изображение выделяется из смеси с геометрическим шумом. При этом, отдельно здесь следует рассматривать источник геометрического шума в виде дефектов материала фоточувствительного слоя и дефектов, вызванных несовершенством технологии гибридизации микросборки МФПУ [3,4]. Данные дефекты способны образовывать кластеры из прилегающих дефектных ячеек. По этой причине крайне важной при работе с МФПУ задачей является микросканирование с расширенным диапазоном перемещения с целью устранения влияния на изображение дефектных фоточувствительных элементов МФПУ. Таким образом, режим микросканирования дает возможность при использовании дополнительных управляемых электромеханических оптических устройств реализовать сдвиг изображения сцены наблюдения относительно фотоприемного устройства на дискретную величину. Данный режим позволяет:

- повысить разрешение тепловизионной системы при сканировании на величину, кратную половине шага фоточувствительных элементов фотоприемного устройства;
- уменьшить количество дефектных элементов в изображении при сканировании на величину, кратную шагу фоточувствительных элементов фотоприемного устройства;
- выполнить коррекцию неоднородности чувствительности элементов МФПУ по сигналам сцены.

В Филиале ИФП СО РАН «КТИПМ» разработаны и изготовлены три типа устройств микросканирования, осуществляющих четырехточечную диаграмму микроперемещения (по квадрату):

- на основе двух плоскопараллельных пластин с электромагнитным приводом (диапазон перемещения от ± 7 до ±40мкм);
- на основе смещения оптического компонента с электромагнитным приводом (диапазон перемещения от ± 7 до ±40мкм);
- на основе смещения оптического компонента с пьезоэлектрическим приводом (диапазон перемещения от ± 1 до ±20мкм).

Все разработанные макеты устройств микросканирования изготовлены в исполнении, предназначенном для использования в лабораторных условиях. Микросканеры позволяют осуществлять гибкое регулирование шага сканирования. Конструкция сканеров позволяет заменять узлы крепления перемещаемых оптических компонентов под необходимые размеры.

Преимущество микросканеров на электромагнитных приводах – большой шаг перемещения проекции. Для микросканера с использованием плоскопараллельных пластин – до 120 мкм, для микросканера с использованием смещения оптического компонента – до 80 мкм.

Преимущество микросканеров на пьезоприводах – высокая частота переключения полей (до 200 Гц).

Недостатки: микросканеров на электромагнитных приводах – низкая частота переключения полей (до 100 Гц), микросканеров на пьезоприводах – малый шаг перемещения проекции (до 40) мкм.

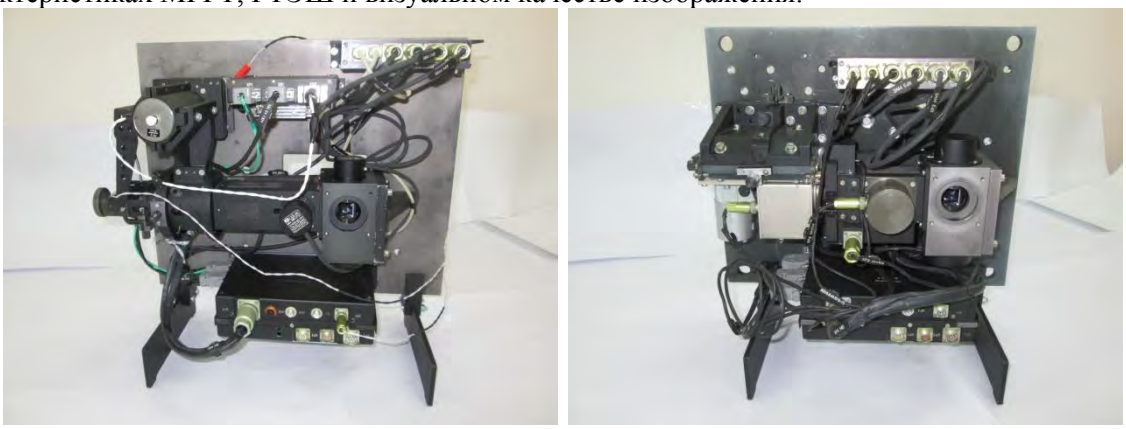
Сканирующий тепловизионный прибор на базе отечественного фотоприемного устройства

И.И. Кремис, В.С. Калинин, В.Н. Федоринин, Ю.М. Корсаков, К.П. Шатунов
Филиал ИФП СО РАН "КТИПМ", Новосибирск, 630090, просп. Лаврентьева, 2/1
тел: (383) 330-91-06, эл. почта: igor21738@ngs.ru

В настоящее время тепловизионные приборы являются одним из основных каналов информационных систем, призванных решать задачи обнаружения, наблюдения, прицеливания в любое время суток и широко применяются в различных изделиях специальной техники.

В Филиале ИФП СО РАН «КТИПМ» налажен серийный выпуск тепловизионной камеры на базе линейчатого фотоприемника PLUTON LW LS5 (рис. 1, а) диапазона 8-12 мкм и форматом 4х288 производства «Софрадир», Франция (далее по тексту - ТПК-3).

В связи с проведением мероприятий по модернизации ТПК-3, была выполнена доработка конструкции ТПК-3 под отечественный фотоприемник ФЭМ10М производства АО «НПО «Орион», диапазон 8-12 мкм, формат 4х288 (рис. 1, б). При этом основным требованием, предъявляемым к доработанному тепловизору являлось следующее: прибор не должен уступать ТПК-3 в характеристиках МРРТ, РТЭШ и визуальном качестве изображения.



а *б*

Рис. 1. Внешний вид тепловизоров: а – ТПК-3; б –ТПК-3Р

В результате был разработан прибор на базе отечественного ФПУ (далее по тексту -ТПК-3Р), аналог ТПК-3. В приборе использованы одинаковые или близкие по своим характеристикам к ТПК-3: система электронной обработки сигналов, сканирующие устройства и объектив.

Прибор не уступает в характеристиках МРРТ и РТЭШ тепловизору использующему импортный фотоприемник. Используемый в приборе ТПК-3Р комплекс алгоритмов обработки изображения позволяет получить качество тепловизионного изображения не хуже изображения получаемого с прибора ТПК-3.

Разработанные тепловизионные приборы имеют следующие основные характеристики:

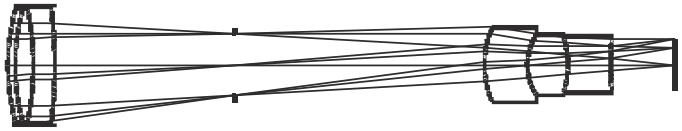
Наименование параметра, единица измерения	*ТПК-3, ТПК-3Р*
Диапазон спектральной чувствительности, мкм	7,7-10,3
Поля зрения, град	24×18
Разность температур, эквивалентная шуму (NETD), мК	55
Минимально разрешаемая разность температур (МРРТ) на частоте 0,44 мрад$^{-1}$, К	0,36
Параметры выходного аналогового сигнала	ГОСТ 7845-92
Время готовности к работе, мин	5
Формат тепловизионного кадра	576×768
Потребляемая мощность, Вт	30
Номинальное напряжение питания, В	27
Диапазон рабочих температур, °С	-40 +50
Габаритные размеры, мм	500×400×250
Масса, кг, не более	11,9

О возможности коррекции хроматических аберраций объектива на пяти длинах волн с помощью жидкостных оптических компонентов

А.В. Голицын
Филиал ИФП СО РАН «КТИ ПМ», Новосибирск, 630090, пр. ак. Лаврентьева 2/1
тел: (383) 333-17-01, эл. почта: golitsyn@oesd.ru

Обнаружены комбинации оптических жидкостей и стекол, обеспечивающие исправление хроматизма положения на пяти длинах волн в расчетной модели широкоспектрального объектива.

Расчетная модель объектива содержит две группы линз, каждая из которых состоит из двух твердотельных линз-оболочек и жидкостной линзы заключенной между ними. В расчете использованы данные спектральных показателей преломления производителей стекол и жидкостей.



Расчетное фокусное расстояние 100 мм при относительном отверстии 1:5. Линейное поле зрения определяется диагональю кремниевой матрицы ПЗС, составляющей 6 мм.

Количество исправляемых длин волн определяет ширину спектрального диапазона оптической системы при заданном качестве изображения. Лучшие мировые образцы объективов класса суперапохромат (superachromat) исправлены на четырех длинах волн. Первое описание суперапохромата сделано в 1963 году [1] и, до настоящего момента времени, сведений об объективах с более высокой степенью исправления хроматических аберраций, или возможности создания таковых не появлялось.

Значения частных дисперсий спектрального показателя преломления оптических жидкостей на порядок выше, чем у стекол, что обеспечивает лучшие условия коррекции хроматических аберраций.

Разработанная модель не использует дорогие оптические кристаллы, в отличие от известных объективов - суперапохроматов. Согласно расчетным данным, хроматизм положения модели в спектральном диапазоне 0.4-1 мкм, для зонального луча (P=0.7) не превышает 1.3 мкм, а для осевого и крайнего лучей не превышает 37 мкм, при допустимом дифракционным пределом сдвиге фокальной плоскости 70 мкм. Кривая хроматизма положения для зонального луча (P=0.7) пересекает нулевое положение фокальной плоскости в 5 точках (Рис). Среднеквадратичный радиус пятна рассеяния точки во всем спектральном диапазоне не превышает 0.5 мкм на оси и 5 мкм по полю зрения, что соответствует дифракционному пределу разрешения.

Литература

1. Max Herzberger and Nancy R. McClure, The Design of Superachromatic Lenses, Applied Optics, Vol. 2, Issue 6, pp. 553-560, 1963

Применение ПЗС-фотоприемников в составе активно-импульсных приборов наблюдения

А.А. Голицын, Н.А. Сейфи
Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», Новосибирск, 630090, просп. Лаврентьева, 2/1
тел: +7 (383) 3309188, эл. почта: aag-09@yandex.ru

Предложен способ управления ПЗС-фотоприемником со строчным переносом в составе активно-импульсного прибора наблюдения, при котором не требуется наличия в конструкции прибора электронно-оптического преобразователя (ЭОП), традиционно используемого в качестве быстродействующего затвора. Причинами отказаться от использования ЭОП в конструкции приборов являются потребности в уменьшении габаритов и массы за счет исключения как самого ЭОП, так и необходимой для его согласования с фотоприемником проекционной оптической системы.

Многие современные ПЗС и КМОП фотоприемники обладают функцией «электронного затвора», необходимой для управления временем экспозиции изделия. На практике использование электронного затвора в соответствии с документацией на фотоприемник не позволяет реализовать на его основе активно-импульсный метод, т.к. мощности единичного импульса подсветки и времени экспозиции оказывается недостаточным для наблюдения кадра изображения сцены.

В работе предложен альтернативный способ использования электронного затвора, при котором осуществляется управление ПЗС-фотоприемником недокументированным способом. Управление реализуется с учетом физического принципа построения ПЗС-фотоприемников со строчным переносом и с использованием секции переноса фотоприемника в качестве дополнительной накопительной секции. Подробно способ описан в [1].

Работоспособность предложенного метода наблюдения проверялась экспериментально, для чего был использован специально спроектированный прибор-стенд [2]. При управлении на стенде вручную устанавливалось значение минимального расстояния и проверялось, перестанут ли давать блик наблюдаемые мишени, если задать расстояние большее, чем расстояние, на котором они находятся от наблюдателя. В качестве фотоприемников использовались ПЗС-матрицы производства Sony ICX445ALA и ICX618ALA с прогрессивной разверткой и ПЗС-матрицы ICX659ALA и ICX279AL-E с чересстрочной разверткой.

Эксперименты показали, что для устойчивого наблюдения блика мишеней, роли которых играли оптический прицел и катафот, в условиях освещенности «солнечный день» на расстоянии 300 метров достаточно 15–20 импульсов лазерного излучателя. Для наблюдения мишеней на расстоянии 800 метров необходимо 70–90 импульсов. Основной эффект достигается тем, что при предложенном способе управления фотоприемником общее время экспозиции кадра изображения становится сопоставимым с длительностью лазерной подсветки, благодаря чему соотношение сигнал/фон возрастает до приемлемых для наблюдения объектов-мишеней значений.

Литература

1. Способ активно-импульсного видения: заявка на изобретение Российской Федерации / Голицын А.А., Сейфи Н.А.; заявитель Институт физики полупроводников СО РАН – заявка на изобретение № 2017100286 от 09.01.2017
2. Лабораторный стенд для исследования возможностей ПЗС-фотоприемника по использованию в составе активно-импульнсых приборов // XII международная конференция «Прикладная оптика 2016», г. Санкт-Петербург, 14–18 ноября 2016. Сборник трудов в 3 томах. Том 2. – СПб.: Изд-во ГОИ, 2016. С.201–202

Применение системы на кристалле (СнК) для реализации сложных систем автофокусировки в комплексных оптико-электронных приборах

Г.Е. Журов, **М.Ю. Цивинский,** К.Р. Яминов
Филиал ИФП СО РАН «Конструкторско-технологический институт прикладной микроэлектроники», Новосибирск, 630090, проспект Академика Лаврентьева, 2/1
тел:+7 (383) 330-91-11, эл. почта: m_tsiv@mail.ru

В настоящее время широкое распространение получили алгоритмы автофокусировки работающие по принципу определения контраста. Их основные преимущества — это отстутствие требований к конструктивным изменениям и/или дополнениям оптического тракта и конструкции прибора, а также возможность реализации сколь угодно сложных и специализированных алгоритмов путем изменения только программного обеспечения.

Алгоритм относящийся к данному классу состоит из двух частей: алгоритма определения функционала фокуса и алгоритма поиска максимума функционала фокуса.

Алгоритмы определения функционала фокуса требуют достаточно больших вычислительных ресурсов, при этом они, как правило, хорошо распараллеливаются и могут быть эффективно реализованы на специализированных потоковых вычислителях. В реальных системах для такой задачи используются ПЛИС (программируемые логические интегральные схемы) или специализированые заказные микросхемы.

Алгоритмы поиска максимума функционала фокуса не требуют высокого (по сравнению с алгоритмами определения функционала фокуса) быстродействия, но зато они имеют более сложную разветвленную структуру, которая плохо реализуется на ПЛИС, но хорошо реализуются на процессорах общего назначения или процессорах ЦОС (цифровой обработки сигнала).

Обе части алгоритма автофокусировки требуют тесного взаимодействия между собой, которое в частности включает интенсивный обмен данными и сигналами управления. Применение системы на кристалле (СнК) позволяет выполнить эффективную реализацию рассматриваемых алгоритмов во встраиваемых системах. Такое решение эффективнее традиционного вследствие ряда факторов: компактность всей системы, наличие уже готовых высокоскоростных шин и коммутаторов сигналов между процессорными ядрами входящими в состав СнК и ее частью ПЛИС. Становится возможным построение системы в виде центрального «координатора» на базе процессорного ядра и ряда сопроцессоров потоковой обработки на базе ПЛИС.

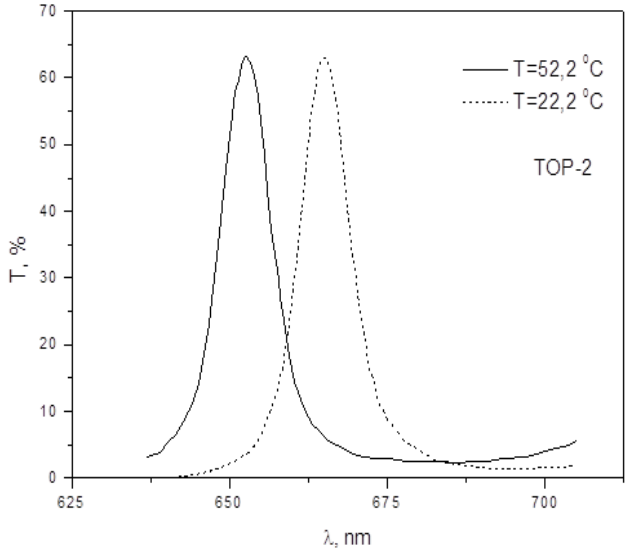
Литература

1. Г.Е. Журов, М.Ю. Цивинский. Универсальная модульная реконфигурируемая система для обработки сигналов тепловизионных и многоканальных приборов в реальном времени. Известия вузов. Приборостроение. 2014, Том 57, №5. стр. 44-46 (2014).
3. Xin Xu, Yinglin Wang, Jinstan Tang anf others. Robust Automatic Focus Algorithm for Low Contrast Images Using a New Contrast Measure. Sensors 2011,11,8281-8294.
4. Eric Paul Krotov, Active Computer Vision by Cooperative Focus and Stereo, Springer-Verlag, New York. 1989.
5. Frans C.A. Groen, Ian T. Yaoung, Guido Lighthart. A Comparison of Different Focus Functions for Use in Autofocus Algorithms. Cytimetry 6:81-91, 1985.
6. Soran J. Abdullah, Mani Maran Ratnam, Zahurin Samad. Error-based autofocus system using image feedback in a liquid-filled diaphragm lens. Optical Engineering 48(12), December 2009.
7. Жидкие линзы – новая элементная база оптических и оптико-электронных приборов / А.В. Голицын, В. С. Ефремов, И. О. Михайлов, Н. В. Оревкова, Б. В. Федоров, В.Б.Шлишевский // Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2013. IX Междунар. науч. Конгр. : Междунар. науч. конф. «СибОптика-2013» : сб. материалов в 2 т. (Новосибирск, 15-26 апреля 2013 г.). Новосибирск: СГГА, 2013. Т. 1. С. 7–11.

Термооптический преобразователь на базе матрицы микрорезонаторов Фабри-Перо

В.А. Пилипович, В.Б. Залесский, **А.И. Конойко**, В.М. Кравченко, К.А. Рещиков
ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника», Беларусь, Минск, 220072, пр-кт Независимости, 68,
тел.: +375172812956; kon54@yandex.by

Наиболее перспективным методом получения информации имеющейся в разных спектральных оптических диапазонах для технического зрения является метод преобразования информации из одной области спектра в другую, например, из ИК области в более коротковолновую [1]. Этот метод дает наибольшую чувствительность при помощи использования матриц микрорезонаторов Фабри-Перо, которые можно изготавливать на базе технологий микроэлектроники. Он использует излучение, падающее от какого-либо объекта, как воздействующее на материал микрорезонатора (его материал должен поглощать это излучение), и излучение в видимой оптической части спектра – как зондирующее, считывающее (поглощение должно отсутствовать). Высокая чувствительность микрорезонаторов Фабри-Перо является следствием того, что принцип их работы базируется на физическом явлении многолучевой интерференции.



При изменении температуры микрорезонаторов происходит изменение их оптической базы. Коэффициент температурного преобразования базы резонатора α_p можно определить из выражения

$$\alpha_p = \frac{1}{\Delta T}\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0};$$

где $\Delta\lambda$ – температурный сдвиг максимума многолучевой интерференции по спектру; ΔT – величина изменения температуры микрорезонатора; λ_0 – длина волны максимума многолучевой интерференции при начальной температуре.

Подставляя в это выражение параметры, найденные из спектральных зависимостей, представленных на рисунке, получим, что для рассматриваемой матрицы микрорезонаторов величина коэффициента температурного преобразования базы резонатора $\alpha_p = 6{,}266 \cdot 10^{-4}\ Град^{-1}$, что в 6,949 раза превышает данные приведенные в литературе [2].

Литература

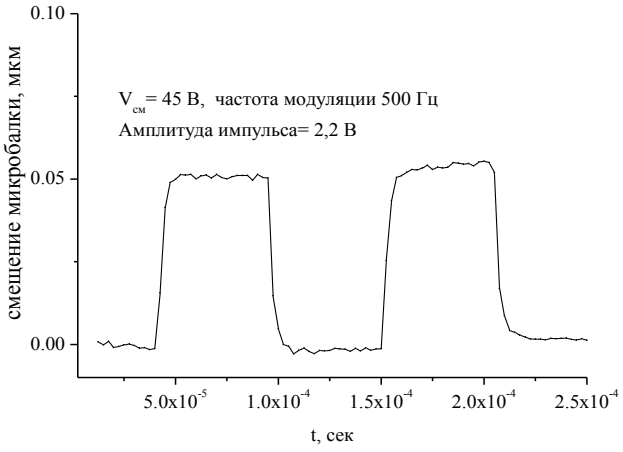
1. В.В.Тарасов, Ю.Г.Якушенков. Современные проблемы инфракрасной техники. - М.: Изд. МИИГА и К, 2011. - 84 с.
2. MMing Wu, Cook I., DeVito R. et al. Novel low-cost uncooled infrared camera. - SPIE Proc., V.5783 (2005), P.69401I-1.

Прецизионная оптико-электронная система определения параметров элементов MEMS- дифракционной решетки

Э.Г. Косцов**,** А.И. Скурлатов, **А.М. Щербаченко**
Институт автоматики и электрометрии, Новосибирск,
630090, проспект Академика Коптюга, 1
тел:+7 (913) 956-9663, факс (383) 330-79-86*, эл. почта: kostsov@iae.nsk.su*

Объектом исследования служили тонкопленочные структуры: подвижный электрод, ПЭ, – воздушный зазор – сегнетоэлектрическая пленка, СП, –электрод, [1,2]. Подвижный электрод – свободная пленка бериллиевой бронзы, с высокой отражательной способностью, является элементом перестраиваемой полем дифракционной решетки, ДР, в качестве сегнетоэлектрика использовался ниобат- бария стронция, $Ba_{0.5}Sr_{0.5}Nb_2O_6$, NBS, –материал обладающий наиболее высокими значениями диэлектрической проницаемости, более 3000. Лазерный луч фокусируется на поверхность ПЭ. Исходная величина воздушного зазора, составляет 0.05-2 микрона, она управляется постоянным напряжением, $V_{см}$ = 10 – 50 В. Амплитуда перемещения ПЭ, под действием импульса напряжения, его величина 0.2 – 2 В, применительно к функционированию ДР, должна находилась в пределах четверти длины световой волны и составлять 0.1 -1 мкм.

Описывается прецизионная методика бесконтактного измерения величины перемещения ПЭ с разрешением1 нм и менее, при высокой скорости его перехода из одного в другое состояние.



Основу оптико-электронной системы измерения перемещения ПЭ составляет гетеродинный лазерный интерферометр с акустооптическим модулятором лазерного излучения, лазер ЛГ 302 стабилизирован по частоте, его длина волны 0.6329714 мкм. Частотный сдвиг и высокое пространственное разрешение сигнального и опорного световых пучков осуществляется на основе дифракции на ультразвуковой волне акустооптического модулятора лазерного излучения. При каждом такте измерения положения ПЭ осуществляется компьютерная калибровка квадратурных электрических сигналов с использованием алгоритма прямого измерения сдвига фаз, которое соответствует измеряемому перемещению ПЭ.

Использование гетеродинного лазерного интерферометра и предварительная калибровка оцифрованных значений сигналов интерферометра с применением восьмиразрядного АЦП дает возможность обеспечить погрешность измерения перемещений ПЭ в несколько долей нанометра. Установлено, что амплитуда перемещения ПЭ практически линейно зависит от амплитуды импульса напряжения, а максимальная чувствительность ДР к импульсному воздействию, при длительности импульса в несколько мкс, составляет 100- 200 нм/В, в диапазоне перемещения ПЭ от 0.01до 0.5 длины световой волны. На рисунке представлены типичная зависимость величины перемещения ПЭ при частоте импульсов напряжения 1.5 кГц, их амплитуда 2.2 В, напряжение постоянного смещения 45 В.

Литература

1. Косцов Э.Г., Соболев В.С., Низковольтный элемент программируемой полем динамической дифракционной решетки. //Автометрия.2010 .Т.40.№ 3.
2. Косцов Э.Г., Князев И.В., Микроэлектромеханические дифракционные решетки, Автометрия, N 3 стр. 71 - 89, 2013

Широкополосные приемники терагерцового излучения на основе болометров инвертированного типа с тонким металлическим поглотителем

М.А. Демьяненко

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

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

Системы визуализации с подсветкой на длине волны ~ 100 мкм были реализованы на основе матричных микроболометрических приемников (ММБП) и достаточно мощных терагерцовых (ТГц) лазеров. Мощность эквивалентная шуму (NEP)стандартных ММБП составляла ~300 пВт, что обусловлено малой величиной пропускания германиевых окон (~ 25 %) и малым коэффициентом поглощением ТГц излучения в болометрах (~ 3 %). В дальнейшем величина коэффициента поглощения была значительно повышена путем нанесения тонкого металлического поглотителя на поверхность микроболометра, что вместе с заменой германиевого окна на кремниевое, просветленное в рабочем диапазоне длин волн, позволило понизить NEP до ~ 40 пВт. Увеличение высотыподвескимикроболометраh_gнад кремниевой подложкой, в которой выполнена схема считывания сигналов,от 2-3 до 5,7 мкм, а затем и до 25 мкм позволило понизить NEPдо ~ 20 пВт. Применение дополнительного оптического резонатора, образованного 50 мкм зазором между микроболометром, имеющим h_g ~ 2 мкм, и входным кремниевым окном, также привело к достижениюNEP ~ 20пВт, однако при этом приемник стал узкополосным.

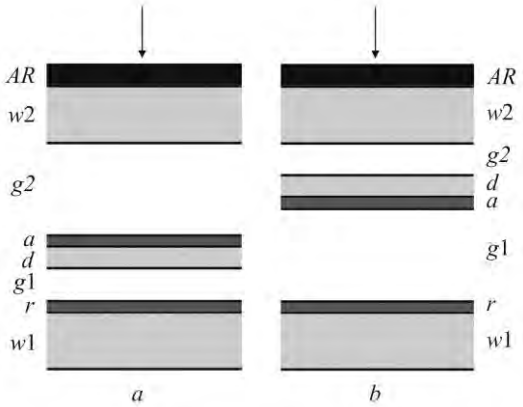


Рис.1. Болометрические приемники традиционного (*a*) и инвертированного (*b*) типа.*a* – поглотитель,*r*– отражатель,*d*–диэлектрическая мембрана.

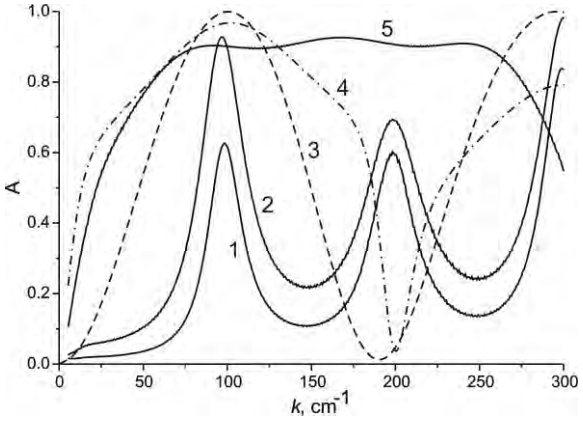


Рис. 2. Спектральные зависимости коэффициента поглощения в болометрах традиционного(1-3) и инвертированного (4,5) типа.h_g = 2 мкм (1,2,4,5) и 25 мкм (3).

В настоящей работе предложен инвертированный тип конструкции болометрического приемника для ТГц спектрального диапазона, в котором в отличие от традиционного типа излучение падает не со стороны прилегающего к болометру вакуума, а со стороны подложки*w*2 из высокоомного кремния, на которой он изготовлен (рис. 1). На основе проведенного расчета коэффициентов поглощения ТГц излучения в болометрах с тонким металлическим поглотителем, имеющим h_g~ 2 мкм, показано, что инвертированный тип обеспечивает большее поглощение, чем традиционный. Применение дополнительного резонатора в виде зазора между болометром и входным *w*2 (рис. 1*a*)или выходным *w*1 (рис. 1*b*)окном позволяет получать коэффициенты поглощения близкие к единице. При этом болометры с традиционной конфигурацией становятся узкополосными, а с инвертированной – остаются широкополосными (рис. 2). В частности, инвертированный тип болометра при использовании трехслойного антиотражающего (*AR*) покрытия может обеспечить эффективное поглощение излучения в диапазоне от 30 до 300см$^{-1}$ (кривая 5 на рис.2). Зависимость 4 получена в случае однослойного *AR*-покрытия, имеющего максимальное пропускание на длине волны излучения равной 100 мкм.

Алгоритмы обработки тепловизионного изображения для автоматического выделение объекта наблюдения

А.О. Лебедев, В.Н. Федоринин
Филиал ИФП СО РАН «КТПМ», Новосибирск, 630090, пр. акад. Лаврентьева, 2/1
тел:+7 (383) 330-9630, факс:+7 (383) 330-9106, эл. почта: oos@oesd.ru

Системы с компьютерным зрением находят широкое применение в различных областях человеческой деятельности. Глубина вычислений в данных системах во многом определяется поставленными задачами и производительностью аппаратной платформы. Задача формирования алгоритмов, обеспечивающих при прочих равных условий снижение объема вычислительных операций, является актуальной. Основной объем вычислительных операций производится на этапе предварительной обработки, где решаются задачи локализация объекта, выделения его на фоне естественных и искусственных помех.

Для решения данной задачи в работе разработан алгоритм, в основе которого лежат методы частотной фильтрации на базе дискретных вейвлет преобразований. На этапе предварительной обработки кадра используется алгоритм скользящего окна, представляющего собой матрицу 5-го порядка. Значение коэффициентов матрицы удовлетворяли следующим условиям

- сумма всех коэффициентов матрицы равна нулю;
- коэффициенты матрицы, симметричные относительного центрального элемента, равны между собой.

На рис.1а представлено исходное тепловизионное изображение, на рис.1б – гистограмма распределения пикселей по амплитуде сигнала, n – количество пикселей, u – величина сигнала.

Рисунок — 1а

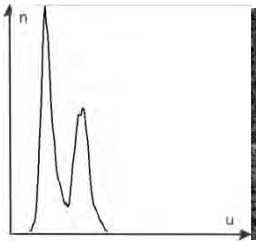


Рисунок — 1б

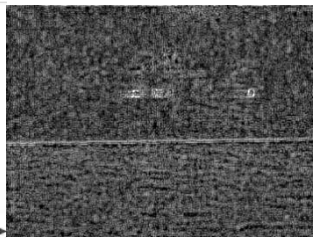


Рисунок — 2а

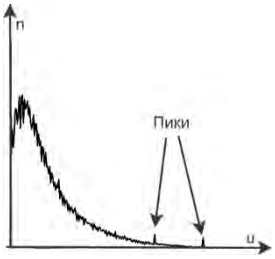


Рисунок — 2б

На рис.2а представлены изображения после обработки частотным фильтром, а на рис.2б представлена гистограмма распределения пикселей по амплитуде, в которой выделяются два характерных пика обусловленных сигналами от объектов наблюдения. После стандартных операций дилатации и порогового преобразования. Исходное изображение приводится к бинаризированному. Результат выделения объектов приведен на рисунке 3.

Рисунок — 3

У предложенного метода есть явный недостаток, заключающийся в том, что он применим только для малоразмерных матриц и для поисков объектов очень малой величины в пикселях. Однако данная проблема решается представлением интегрального изображения и проведения похожих алгоритмов.

Таким образом, представленный выше алгоритм разрабатывался с условиями возможности обработки изображения в реальном времени и устойчивым к угловым поворотам камеры. Выделенные объекты позволяют упростить создания программного обеспечения на ПЛИС.

Метод коррекции дефектных каналов в линейчатых тепловизорах в автоматическом режиме

Д.В. Осипов, И.И. Кремис, В.С. Калинин
Филиал ИФП СО РАН "КТИПМ", Новосибирск, 630090, просп. Лаврентьева, 2/1
тел: (383) 330-91-06, эл. почта: osipov.dmitriy.nsk@yandex.ru

В настоящее время актуальной проблемой использования в ТВП на базе линейчатых ФПУ является наличие в субматрице фоточувствительных элементов дефектных каналов, связанных с трудностью их производства. Что приводит к тому, что на тепловизионном изображении присутствуют строки, отличающиеся от общего распределения сигналов изображения, и не несущие полезной информации. Их принято называть дефектными строками, проявляющимися на изображении в виде «полос».

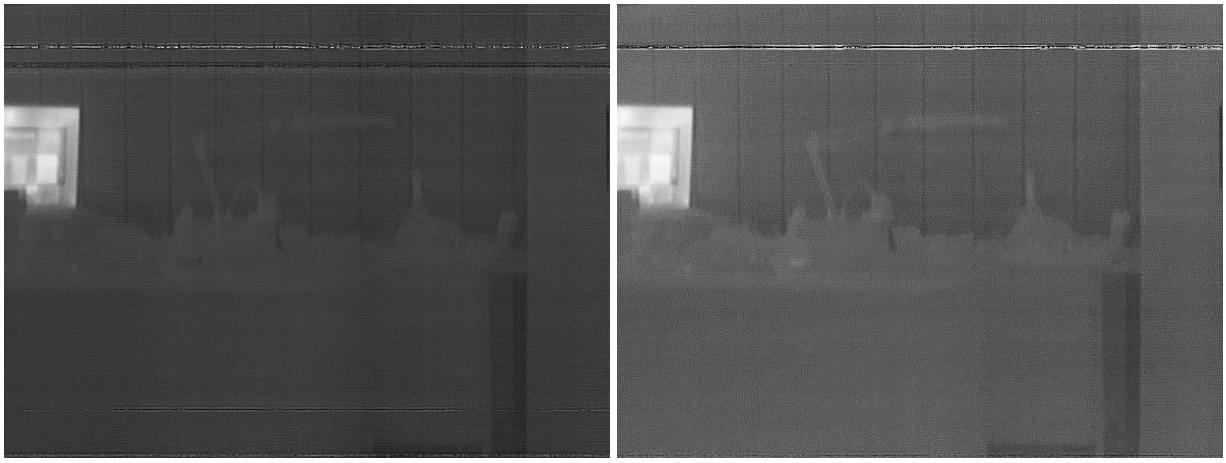
В данном методе проводится анализ равномерной сцены по двум критериям.

Первый – это среднее квадратическое отклонение по строке, второй – колебание значений строки для N кадров сцены, где N – число кадров.

Применение данного метода позволяет определить и отключить дефектные каналы ФПУ и тем самым удалить полосы на изображении в процессе работы телевизора. Для этого выполняется последовательный опрос рядов каналов ФПУ и анализ полученных изображений с дальнейшей коррекцией коэффициентов выравнивания неравномерности чувствительности каналов, с учетом ВЗН.

Для данного метода необходимо использование 2 шторок изготовленных из разных материалов. Для самого поиска дефектных элементов достаточно 1 шторки для создания равномерного теплового фона в плоскости фоточувствительных элементов. Поскольку, отключение дефектных элементов вносит изменение в суммарные характеристики элементов, то для получения картины необходимо пересчитать коэффициенты, для чего требуется регистрация сигнала от двух шторок из материалов с разными коэффициентами отражения.

Использование данного метода для линейчатого тепловизора на базе отечественного ФПУ ФЭМ10М производства «Орион» позволяет существенно улучшить тепловизионное изображение. На рис. 1 показаны изображения, позволяющие оценить эффективность применения метода – из изображения рис.1 *а* удалена существенная часть дефектных строк изображения – результат показан на рис.1 *б*.



а *б*

Рис. 1. а – изображение без коррекции; б – изображение, полученное с использованием коррекции

Матрица фотодиодов формата 640x512 на основе nBp структур с поглощающим слоем $In_{0,53}Ga_{0,47}As$

К.О. Болтарь[1,2], **Н.А. Иродов**[1], М.В. Седнев[1], Н.И. Яковлева[1]
[1] *ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», Москва, 111538, Косинская ул., 9*
[2] *МФТИ (ГУ), МО, Долгопрудный, 141700, Институтский пер., 9*
тел:+7 (499) 374-9400, эл. почта: orion@orion-ir.ru

Актуальной задачей фотоэлектроники является создание матричных фотоприемных устройств (МФПУ) ближнего инфракрасного диапазонов спектра на эпитаксиальных слоях InGaAs/InP [1,2].

В МФПУ традиционно используются матрицы фоточувствительных элементов (МФЧЭ), изготовленных по планарной технологии или меза-технологии, освещаемые со стороны подложки. В разработанных nBp-структурах широкозонный барьерный слой позволяет в меза-планарной технологии изолировать фотодиоды друг от друга не открывая поверхность узкозонного фоточувствительного слоя [2].

Проведены исследования вольтамперных характеристик (ВАХ) фотодиодных матриц фоточувствительных элементов (ФЧЭ) формата 320×256 с шагом 30 мкм на основе гетероэпитаксиальных nBp структур, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии с поглощающим $In_{0,53}Ga_{0,47}As$, барьерным $Al_{0.48}In_{0.52}As$, варизонными AlGaInAs и дельта-легированными слоями на подложках InP для коротковолнового ИК диапазона спектра. Фотодиодные матрицы изготовлены по планарной, меза-технологии и меза-планарной технологиям.

В матрицах, изготовленных по меза-планарной технологии на nBp-структурах, успешно сочетаются малый темновой ток и высокая чувствительность к ИК излучению диапазона 0,9÷1,7 мкм при низких напряжениях смещения. Темновой ток элементов матриц ФЧЭ с шагом 30 мкм при напряжении смещения -0,1 В составляет 50-130 фА при температуре 300 К.

Электрофизические параметры функциональных слоев исходных гетероэпитаксиальных nBp структур эффективно влияют на темновые токи и чувствительность элементов матриц. Уменьшение толщины области переменного состава AlGaInAs до 5 нм приводит к увеличению в 2,5÷9 раз темнового и фототока, что обусловлено увеличением взаимосвязи элементов. Уменьшение концентрации доноров в этом слое с $3,5\times10^{10}$ до $1,5\times10^{10}$ $см^{-2}$ увеличивает как темновой, так и фототок фотодиодов матриц на порядок.

На основе проведенных исследований оптимизированы параметры функциональных слоев nBp структур и изготовлены высокоэффективные матрицы фотодиодов формата 320×256 с шагом 30 мкм и 640 x512 с шагом 15 мкм. Удельная обнаружительная способность МФПУ превышает 10^{13} $Вт^{-1}\cdot см\cdot Гц^{1/2}$, дефектность менее 0,5%.

Литература

1. И.Д. Бурлаков, А.И. Патрашин и др. // Успехи прикладной физики. 2016. Т. 4, № 3. С. 272-283.
2. Фотоприемные устройства на основе эпитаксиальной системы кадмий-ртуть-теллур / отв. ред. А.Л. Асеев. – Новосибирск: Издательство СО РАН, 2012. – 258 с.
3. Н.И. Яковлева, К.О. Болтарь и др. // Прикладная физика. 2014. № 2. С. 45-49.
4. М.В. Седнев, К.О. Болтарь, Н.А. Иродов, С.С. Демидов // Прикладная физика. 2015. № 3. С. 73-79.

Сравнение параметров матричных ФЧЭ на основе слоев КРТ, выращенных на подложках арсенида галлия и кремния.

А.В. Предеин, В.С. Варавин, В.В. Васильев, С.А. Дворецкий, В.Д. Кузьмин, Д.В. Марин, И.В. Марчишин, Н.Н. Михайлов, И.В. Сабинина, Ю.Г. Сидоров, Г.Ю. Сидоров, М.В. Якушев, В.Г. Ремесник

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, тел:+7 (383)333-1082, эл. почта: predein@isp.nsc.ru

Использование подложек из CdZnTe позволяет выращивать эпитаксиальные структуры HgCdTe 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 HgCdTe на альтернативных подложках, таких как Si, GaAs, Ge. Особый интерес представляют гетероструктуры КРТ, выращенные на подложках из кремния, позволяющие снизить стоимость фоточувствительного материала и фотоприемного модуля (ФПМ) на его основе. Такие гетероструктуры кардинально решают проблему согласования коэффициентов термического расширения кристалла с фотодиодами и кремниевой интегральной схемы считывания и предварительной обработки сигнала (мультиплексора), что существенным образом увеличивает ресурс фотоприемного модуля (ФПМ) и снимает ограничение на их размер.

В докладе представлены результаты сравнения характеристик *n-p* фотодиодов и ФПМ с шагом 30 мкм и краем поглощения $\lambda_{1/2}$=9.5÷10 мкм на базе тройного соединения кадмий-ртуть-теллура $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (КРТ), выращенного по технологии МЛЭ на подложках GaAs(013) и Si(013).

ВАХ диодов, изготовленных из различных гетероструктур не имеют существенных различий и при обратных смещениях вплоть до 300 мВ число диодов с избыточным током мало.

В таблице 1 приведены параметры типичных ФПМ с фоточувствительными элементами (ФЧЭ) на основе слоев КРТ, выращенных на подложках Si(013) и GaAs(013).

В ФПМ с ФЧЭ на основе слоев КРТ, выращенных на подложках из Si (ФПМ-КРТ/ Si) , получена дефектность менее 1.6 %, что близко к уровню дефектности ФПМ с ФЧЭ на основе слоев КРТ, выращенных на подложках из GaAs (ФПМ-КРТ/GaAs). В тоже время измеренные величины эквивалентной шуму разности температур (ЭШРТ) в ФПМ-КРТ/Si составляют величину 35÷40 мК, что в полтора раза выше, чем в ФПМ-КРТ/GaAs и определяется повышенной величиной шума. Полученные значения ЭШРТ для ФПМ- КРТ/GaAs близки к величине ЭШРТ=19 мК для аналогичного ФПМ MARS LW (Sofradir, Франция), изготовленных на основе структур КРТ, выращенных методом жидкофазной эпитаксии, на согласованных подложках CdZnTe.

Таблица 1.

Подложка	X_{CdTe}, мольные доли	ЭШРТ, мК	Шум, мкВ	Дефектность, %
GaAs(013)	0,224	22,8	440	1,2
Si(013)	0,226	34,8	640	1,6

Природа избыточного шума в ФПМ на основе гетеростуктур КРТ на подложках из кремния является предметом для дальнейшего исследования.

Исследование точности определения параметров спектральной характеристики ИК и УФ ФПУ

А.В. Полесский[1,2)], Н.А. Соломонова[1)], Н.А. Семенченко[1)]
[1] *ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», Москва, 111538, Косинская ул., 9*
[2] *МТУ (МИРЭА), Москва, 119454, пр-т Вернадского, 78*
тел:+7 (499) 374-4860, эл. почта: orion@orion-ir.ru

Относительная спектральная характеристика (ОСХ) является важным параметром фотоприемников (ФП) и фотоприемных устройств (ФПУ) [1]. На практике при измерении ФПУ используется не сама ОСХ, а параметры, которые получаются при ее обработке: коэффициент использования излучения источника приемным устройством, граничные длины волн по уровню сигнала 0,1 (или 0,5) и длина волны, соответствующая максимуму чувствительности. При этом вопрос ошибки измерения этих параметров в литературе слабо освещен, а за ошибку измерения принималась точность измерения ОСХ, которая представляет собой величину смещения каждой точки графика спектральной чувствительности по четырем направления: вверх, вниз, влево, вправо.

Целью данной работы являлось определение точности измерения основных параметров ОСХ, используемых на практике, путем моделирования процесса измерения ОСХ и ее последующей обработки. Особое внимание было уделено коэффициенту использования, который применяется в расчетах основных фотоэлектрических параметров ФП и ФПУ (вольтовая чувствительность, удельная обнаружительная способность, пороговый поток).

В результате проведенных исследований сделан вывод о том, что для увеличения точности измерений коэффициента использования необходимо согласовывать диапазоны спектральной чувствительности источника излучения и измеряемого ФПУ. В большинстве случаев измерения следует проводить при отношении сигнал/шум (ОСШ) не менее 100 в максимуме спектральной характеристики. Дальнейшее увеличение ОСШ не приводит к существенному увеличению точности. Ошибка определения коэффициента использования при соблюдении выше описанных условий составляет не более 10%. Ошибка измерения граничных длин волн составляет примерно 2%. Ошибка определения длины волны соответствующей максимуму чувствительности составляет 3% при явно выраженном максимуме и при невыраженном – 30%.

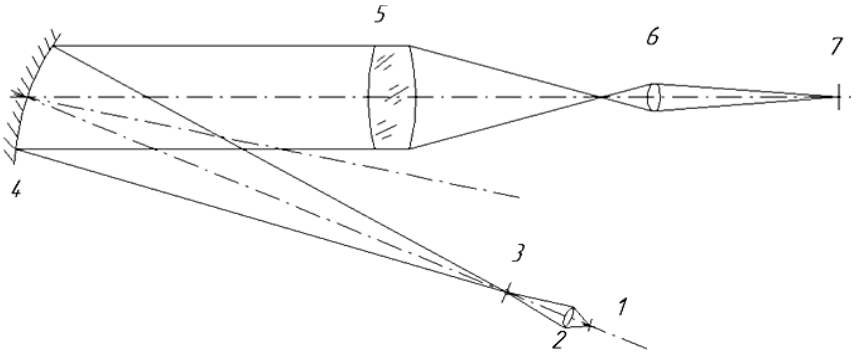
Литература

1. И.Д. Бурлаков и др. // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2, № 5. С. 509-519.

Установка контроля пятна рассеяния ИК объективов на основе матричного фотоприемного устройства

А.Д. Юдовская[1)], А.В. Полесский[1,2)]
[1] *ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», Москва, 111538, Косинская ул., 9*
[2] *МТУ (МИРЭА), Москва, 119454, пр-т Вернадского, 78*
тел:+7 (499) 374-4860, эл. почта: orion@orion-ir.ru

В настоящее время в связи со стремительным развитием ИК техники уделяется большое внимание созданию методов и средств оценки качества ее составных частей. Одним из наиболее информативных методов оценки качества объективов является прямой контроль пятна рассеяния. Для обеспечения этих измерений впервые предложена установка для контроля объективов ИК диапазона на основе матричного фотоприемного устройства (МФПУ), структурная схема которой представлена на рисунке.



Структурная схема установки
1 - источник инфракрасного излучения (АЧТ или глобар), 2 - конденсор,
3 - точечная диафрагма, 4 - зеркальный коллиматор, 5 - контролируемый объектив,
6 - микрообъектив, 7 - МФПУ.

Преимуществами данной установки является возможность быстрого и точного контроля функции рассеяния точки (ФРТ), а также возможность измерения полихроматических аберраций. Проанализирован метод измерений с выделением метрологически важных требований, предъявляемых к основным узлам установки.

Математическое моделирование работы установки позволило сформулировать требования к основным узлам установки: тест-объекту (диафрагмы), коллиматору, испытуемому ИК объективу, проекционной системе и МФПУ с системой регистрации и обработки. Показано, что увеличение проекционной системы должно быть подобрано таким образом, чтобы центральная часть пятна рассеяния исследуемого объектива (кружок Эйри) умещалась в 8-10 пикселях МФПУ. При этом качество проекционной системы – дифракционное. Рекомендуемое соотношение ширины пятна рассеяния ИК объектива и диафрагмы (тест-объекта) 6:1 (должно обеспечиваться соотношением фокусных расстояний объектива и коллиматора, а также размером диафрагмы). Динамический диапазон МФПУ с системой регистрации изображения должен быть не менее 80 дБ (14 бит).

Стоит отметить, что основной ошибкой измерения функции концентрации энергии в пятне является ошибка измерения полной энергии пятна рассеяния. Данную проблему можно решить путём расширения динамического диапазона измерительного тракта до 80дБ (14 бит для оцифровки полезного сигнала), например, путём обработки серии кадров с разным временем накопления [1].

В ходе экспериментальной отработки подтверждены теоретические расчеты в части определения оптимального динамического диапазона МФПУ с системой регистрации.

Литература

1. Richards A., Cromwell B. // Proc. SPIE. 2004. V. 5612. P. 199-205.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

А

Абрамкин Д.С. 137, 149
Азаров И.А. 119, 138
Акимов А.Н. 23, 105, 110
Аксенов В.В. 26
Аксенов М.А. 93
Аксенов М.С. 132
Алантьев Д.В. 82, 162
Александров И.А. 40
Алдохин П.А. 156
Алимов Н.Э. 120
Алимов О.М. 87
Альперович В.Л. 104
Андреев В.М. 134
Андронов А.А. 45
Анищик С.В. 139
Аношин К.Е. 87
Аржанников А.В. 48
Армбристер В.А. 31
Артамонов А.В. 22
Артёмов А.И. 159
Асеев А.Л. 19
Астахов В.П. 22, 73
Атучин В.В. 92

Б

Баженов Н.Л. 57, 97
Байдакова Н.А. 24, 114
Бакаров А.К. 116
Бакин В.В. 25, 122, 123
Барабаненков М.Ю. 47, 55, 142
Барабаненков Ю.Н. 47, 55
Бардина Е.Е. 147
Басалаева Л.С. 63, 145
Басова Т.В. 94
Баталов Р.И. 32, 61, 133, 148
Бацанов С.А. 60
Баязитов Р.М. 61, 133, 148
Беляков В.А. 45
Бер Б.Я. 28, 151
Блошкин А.А. 114
Богданов Е.В. 102
Бойко А.М. 64
Бойко М.Е. 64
Болтарь К.О. 16, 21, 76, 116, 130, 176
Бончик Ф.Ю. 65
Борзов С.М. 160
Борисов Г.М. 52, 107
Бородин Д.В. 154, 155
Ботиров К.А. 120
Бохан П.А. 151
Бочек Д.В. 54
Бударных В.И. 20
Буланов А.Д. 147
Бурлаков И.Д. 16, 76, 130
Быханова Е.В. 57

В

Вайнер Б.Г. 86
Вайнилович А.Г. 35
Валеев В.Ф. 32
Валишева Н.А. 20, 53, 93, 116, 132, 135
Варавин В.С. 15, 19, 65, 66, 77, 80, 97, 103, 117, 177
Васев А.В. 98, 135
Василенко А.П. 88, 137
Василенко М.А. 26
Васильев В.В. 15, 19, 77, 80, 115, 154, 155, 177
Васильев В.Н. 81
Вербус В.А. 24
Викулов А.Г. 122
Вилков Е.А. 49
Винс В.Г. 139
Вишняков А.В. 80,113, 115, 131
Власов И.И. 44
Власов П. В. 76
Войцеховский А.В. 27, 65, 90, 117, 118
Волков В.Т. 142
Волков О.Ю. 140
Володин В.А. 29, 91, 148
Воробьев В.В. 32, 61

Г

Гавва В.А. 147
Гавриленко В.А. 25
Гавриленко В.И. 39, 46, 150
Гаврищук Е.М. 36
Гагис Г.С. 28
Гайслер А.В. 41
Гайслер В.А. 26, 41
Гамзинов С.В. 122
Гапонова Д.М. 116
Гельфанд А.В. 82
Гилинский А.М. 40, 88, 146

Гиндин П.Д. 22, 73, 75, 124, 125
Гладилин А.А. 36
Гладков Р.А. 77, 78, 164, 166
Глазов М.М. 42
Голицын А.А. 79, 162, 169
Голицын А.В. 72, 82, 162, 168
Гольдберг И.И. 122
Гольдорт В.Г. 52, 107
Голяшов В.А. 26
Гоник М.А. 87
Гончаров А.Е. 128
Гордеев Н.Ю. 34
Гордеева А.Б. 28
Горн Д.И. 118
Горшков А.А. 77, 166
Горшков Д.В. 19, 25
Григорьев Р.К. 93
Гриценко В.А. 92
Громилин Г.И. 81
Грузинцев А.Н. 142
Гуляев Д.В. 60
Гусаченко А.В. 159, 163
Гутаковский А.К. 60, 114, 132, 137
Гущин С.М. 98

Д

Давлетшин Р.В. 21
Данилов Л.В. 95
Дворецкий С.А. 15, 19, 20, 39, 62, 65, 77, 80, 97, 106, 112, 115, 117, 118, 150, 177
Двуреченский А.В. 31, 37
Демьяненко М.А. 20, 153, 158, 159, 173
Денисов С.А. 147
Деребезов И.А. 26, 41
Деточенко А.П. 147
Дзядух С.М. 117, 118
Дмитриев А.К. 71
Дмитриев Д.В. 88, 132, 146
Добровольский П.П. 156, 157
Долгих А.В. 122
Дражников Б.Н. 129, 160
Дубинов А.А. 39
Дуда Т.А. 67
Дульцев Ф.Н. 63
Дюжиков И.Н. 49

Е

Евстафьева Н.Н. 22
Евстигнеев В.С. 103
Егоров В.К. 51
Егоров Е.В. 51
Ежевский А.А. 147
Ельников Д.С. 73
Емельянов Е.А. 98, 135, 137
Ермаков О.В. 134
Есаев Д.Г. 20, 153

Ж

Жигалов В.С. 141
Жолудев М.С. 39
Жуков А.Е. 34
Журавлев А.Г. 104
Журавлев К.С. 40, 60, 76, 88, 116,121, 132, 146, 151
Журов Г.Е. 72, 85, 170

З

Загубисало П.С. 84
Зайкова К.Н. 141
Зайцева А.Н. 71
Закиров Е.Р. 111
Закревский Д.Э. 151
Залесский В.Б. 134, 171
Зверев А.В. 19, 77, 113
Зиновьев В.А. 31, 37
Зиновьева А.Ф. 37
Зубов Ф.И. 34

И

Иванов А.И. 48
Иванов К.Л. 139
Иванов С.В. 35
Иванов С.Д. 70
Иванова М.П. 73
Ивлев Г.Д. 32, 61, 91,148
Ивченко Е.Л. 42
Игуменов А.Ю. 141
Ижнин И.И. 65
Иконников А.В. 45
Икусов Д.Г. 62, 150
Ильин А.И. 142
Ильин А.С. 74, 124
Ильинская Н.Д. 18
Ильичев Н.Н. 36
Иродов Н.А. 176
Исмайлов Н.Д. 127
Итальянцев А.Г. 142

Ищенко Д.В. 105

К

Каблукова Е.Г. 100
Кадыков А.М. 39, 116
Казанцев Д.Ю. 151
Калагин А.К. 20
Калинин В.С. 167, 175
Калиновский В.С. 134
Калинушкин В.П. 36
Камаев Г.Н. 91
Карандашев С.А. 18
Каргаполова И.Ю. 53
Карлина Л.Б. 64
Карпов А.Н. 89
Карпов В.В. 22, 74, 75, 124, 125, 126
Кесаев С.А. 25
Кеслер В.Г. 111
Кижаев С.С. 57
Киреева А.Е. 101
Киряков А.Н. 109
Киселева Л.В. 128
Кислых Н.В. 26
Климов А.Э. 23, 105, 110
Клямер Д.Д. 94
Князев Б.А. 138
Ковалёв А.А. 52, 107
Ковчавцев А.П. 116, 132
Кожухов А.С. 88, 104
Козик В.И. 160
Козлов А.И. 153, 158
Козлов К.В. 81, 129
Козырев М.Е. 75, 124, 125
Колесникова И.И. 50
Колосовский Е.А. 143, 144
Коляко А.В. 68
Конников С.Г. 64
Конойко А.И. 171
Контрош Е.В. 134
Конфедератова К.А. 40, 89
Копотилов А.В. 26
Коренев В.В. 34
Коротаев А.Г. 65
Корсаков Ю.М. 167
Кортов В.С. 59, 109
Киряков А.Н. 109
Косолапов Г.И. 157
Косолобов С.Н. 122, 123
Костюченко В.Я. 106
Косцов Э.Г. 70, 172
Косых В.П. 81
Коханенко А.П. 90
Кравченко В.М. 171
Краснов А.А. 73
Кремис И.И. 72, 77, 78, 83, 164, 165, 166, 167, 175
Кривобок В.С. 43
Кривякин Г.К. 31, 91, 148
Кручинин В.Н. 92, 93, 94
Крыжановская Н.В. 34
Кудрявцев К.Е. 39
Кузнецов Н.С. 74, 124, 125, 126
Кузнецов С.А. 48, 67
Кузьмин В.Д. 19, 77, 177
Кузьмина К.А. 73
Курбатова Н.В. 32
Курешов В.А. 122
Кучинская П.А. 31

Л

Лавров А.А. 18
Ладенков И.В. 45
Ладугин М.А. 45
Лазарев П.С. 21,76
Латышев А.В. 15, 19, 20, 67,77, 136
Лебедев А.О. 174
Левин Р.В. 28, 95
Леган Д.М. 58
Леготин С.А. 73
Ледовских Д.В. 52, 107
Ли И.И. 131
Логунов М.В. 49
Лозовой К.А. 90
Лопухин А.А. 76, 116, 125
Лунегов В.А. 110
Луценко Е.В. 35
Лядов Н.М. 133, 148
Ляликов А.В. 128
Лямкина А.А. 145
Ляшенко Т.Г. 69

М

Магарилл Л.И. 38
Мазалов А.В. 122
Макаров М.А. 48
Макаров М.Э. 142
Макаров Ю.С. 19, 77
Максимов М.В. 34
Малин Т.В. 40, 151
Малышева Е.Д. 40
Малютина-Бронская В.В. 134
Мансуров В.Г. 40
Марахин А.А. 142
Мараховка И.И. 26

Маремьянин К.В. 45
Марин Д.В. 15, 19, 66, 119, 177
Маричев А.Е. 28
Мармалюк А.А. 45
Мартьянов А.К. 44
Марущенко А.В. 74, 126
Марчишин И.В. 19, 20, 159, 177
Матвеев Б.А. 18
Махмудиан М.М. 38
Машанов В.И. 114
Машарин М.А. 56
Меньшенина А.А. 109
Микерин С.Л. 53, 152
Милахин Д.С. 40
Милёхин А.Г. 67
Милёхин И.А. 67
Милосердов С.С. 19, 77
Минина Н.Я. 102
Миннуллин Р.Т. 142
Миронов А.В. 26
Митрошин А.С. 71
Михайлов Н.Н. 39, 62, 65, 97, 106, 112, 117, 118, 150, 177
Михлин Ю.Л. 141
Мищерин П.А. 125
Моисеев А.Н. 103
Моисеев В.А. 77, 166
Моисеев Э.И. 34
Морозов А.О. 159, 163
Морозов С.В. 39,150
Морозова Е.Е. 24
Мощенко С.П. 145
Мудрый А.В. 37
Мынбаев К.Д. 57, 65, 97

Н

Настаушев Ю.В. 63
Наумов А.В. 87
Неведомский В.Н. 95
Нежданов А.В. 147
Неизвестный И.Г. 68
Ненашев А.В. 37
Несмелов С.Н. 117, 118
Нестеренко И.И. 135
Никитов С.А. 49
Никифоров А.И. 37, 114
Никифоров С.В. 59, 109
Николаев С.Н. 43
Никонов А.В. 21, 130
Новгородов Б.Н. 159
Новиков А.В. 24
Новиков Г.А. 61, 133
Новоселов А.Р. 153, 159
Ноздрин Ю.Н. 45
Нуждин В.И. 32, 133

О

Овсюк В.Н. 153, 158
Онищенко Е.Е. 43
Орлова Н.А. 53
Осин Ю.Н. 32, 61
Осинных И.В. 151
Осипов Д.В. 175
Осипов Ю.В. 154, 155
Отажонов С.М. 120

П

Павловский В.В. 140
Падалица А.А. 45, 122
Паршин А.С. 141
Патрашин А.И. 129
Паулиш А.Г. 72, 84, 161, 162, 163
Пашкеев Д.А. 128
Пащин Н.С. 23, 105
Перевалов Т.В. 92
Петренко В.И. 75
Петрушков М.О. 58, 98, 135, 137
Пилипович В.А. 171
Плеханов А.И. 53, 152
Плешков А.С. 68
Позднякова В.И. 45
Покалякин В.И. 140
Полесский А.В. 178, 179
Половинкин В.Г. 131
Полубавкина Ю.С. 34
Попов В.П. 29
Попова И.Э. 73
Попова Т.Б. 28
Потатуркин О.И. 160
Предеин А.В. 19, 77, 115, 177
Преображенский В.В. 52, 58, 98, 135, 137
Пронин Ю.С. 71
Просвирин И.П. 111, 132
Протасов Д.Ю. 106, 121
Пручкина А.А. 43
Путято М.А. 52, 98, 135, 137
Пушный Б.В. 28,95
Пчеляков О.П. 58, 141

Р

Ральченко В.Г. 44
Рахманин В.А. 25
Редькин Р.А. 55
Ременный М.А. 18
Ремесник В.Г. 15, 19, 77, 60, 103, 112, 150, 177
Рещиков К.А. 171
Рогова И.В. 159, 163
Родионов А.А. 26
Родякина Е.Е. 31, 67
Рожков С.А. 126, 127
Рубцова Н.Н. 552, 107
Румянцев В.В. 39
Рыхлицкий С.В. 92, 99
Рябцев И.И. 68

С

Сабельфельд К.К. 100, 101
Сабитов Д.Р. 122
Сабинина И.В. 15, 19, 77, 80, 115, 177
Савельев А.В. 34
Савицкий Г.В. 65
Савченко М.Л. 23
Салиев Д.Н. 50
Сапегин А.А. 142
Саркисов С.Ю. 50
Сафонов С.С. 49
Свешникова Л.Л. 67
Седнев М.В. 176
Седов В.С. 44
Сейфи Н.А. 79, 169
Семакова А.А. 57
Семенченко Н.А. 178
Семенова О.И. 56
Семягин Б.Р. 52, 98, 135, 137
Сидоров Г.Ю. 15, 19, 77, 80,111, 117, 118, 177
Сидоров Ю.Г. 15, 19, 77, 80, 117, 118, 177
Симанчук А.Э. 53,152
Синельщиков В.В. 160
Скачков А.Ф. 135
Скороходов Е.Е. 24
Скробов Е.В. 98
Скурлатов А.И. 172
Смагина Ж.В. 31
Снежко А.В. 140
Соловьёва Г.С. 22
Соломонова Н.А. 178
Сорокин С.В. 35
Спесивцев Е.В. 93,94, 99
Степанов А.Л. 32
Степанов Б.С. 103
Степихова М.В. 147
Стоянов Н.Д. 57
Стрельцов В.А. 129
Стусь Н.М. 18
Стучинский В.А. 113, 115, 131
Сусляков А.О. 77, 80
Сырых Ю.П. 71
Сысоев П.А. 19, 77

Т

Тазиев Р.М. 144
Тайкин М.В. 2
Талипов Н.Х. 27, 127
Теняева В.С. 22
Терехов А.С. 25, 122, 123
Терещенко О.Е. 26
Теруков Е.И. 134
Тимофеев В.А. 37, 114
Тимошков А.О. 97
Толбанов О.П. 50
Толмачев Д.А. 77, 83, 164, 165
Торопов А.И. 20, 88, 116, 146
Третьяков Д.Б. 68
Туктамышев А.Р. 114
Тысченко И.Е. 29
Тяжев А.В. 50

У

Ужаков И.Н. 62, 150
Ульянова Е.О. 77, 166
Усикова А.А. 18
Уткин Д.Е. 136

Ф

Фадеев М.А. 39
Файзрахманов И.А. 61, 148
Фатеев Н.В. 151
Федоринин В.Н. 72, 159, 167, 174
Федосенко Е.В. 23
Феклистов К.В. 149
Фефелов Г. 45
Филимонов А.Л. 161
Фицыч Е.И. 65
Фомин Б.И. 31

Х

Ходин А.А. 134
Хомич А.А. 44

Ц

Царев А.В. 143, 144
Цивинский М.Ю. 72, 85, 170

Ч

Чалков В.Ю. 147
Ченцов С.И. 43
Чепурнов Е.Л. 16
Черков А.Г. 29
Черняев А.В. 57
Чибурун С.Д. 162
Чигарев С.Г. 49
Чиж К.В. 75
Чилясов А.В. 103
Чистохин И.Б. 26, 98, 132, 135
Чишко В.Ф. 125
Чопорова Ю.Ю. 138
Чурбанов А.М. 49
Чурилов С.М. 72

Ш

Шабрин А.Д. 128
Шайблер Г.Э. 25, 122, 123
Шалеев М.В. 24
Шамирзаев Т.С. 26, 42, 137
Шапор П.И. 72
Шарков М.Д. 64
Шатунов К.П. 72, 77, 156, 166, 167
Шварц Н.Л. 89
Швец В.А. 62, 99, 119, 138, 150
Швыдкова А.С. 126
Шелковников В.В. 53
Шенгуров В.Г. 147
Шерстякова В.Н. 23, 105
Шефер Д.А. 66
Ширшнева-Ващенко Е.В. 69
Шкляев А.А. 30, 136
Шустов В.А. 61, 133

Щ

Щеглов Д.В. 88
Щербаченко А.М. 172

Э

Энтин В.М. 68
Энтин М.В. 38
Эпов В.С. 110

Ю

Юданова Е.С. 56
Юдовская А.Д. 179
Юношев М.С. 78, 83
Юрасов Д.В. 24
Юрко Г.И. 135

Я

Якиманский А.В. 53, 152
Якимов А.И. 17
Яковлев Д.Р. 42
Яковлева Н.И. 130, 176
Якушев М.В. 15, 19, 65, 66, 80, 97, 117, 118, 119, 177
Яминов К.Р. 85, 170
Янчур С.В. 135
Ярошевич А.С. 23, 26

AUTHOR INDEX

B

Bayer M. *42*

C

Cho J.-H. *40*
Cho Y.-H. *40*

D

Debus J. *33*
Dzhagan V.M. *67*

H

Hombe A. *24*

K

Kurokawa Y. *24*

M

Milovzorov D.E. *96, 108*

R

Rinnert H. *29*

S

Stoffel M. *29*
Sumetsky M. *54*
Świątek Z. *65*

U

Usami N. *24*

V

Vergnat M. *29*

Z

Zahn D.R.T. *67*

Список участников

Debus Joerg
TU Dortmund University
Experimental Physics 2,
Dortmund, 44227, Germany
joerg.debus@tu-dortmund.de

Абрамкин Демид Суад
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(923) 702-3104
demid@isp.nsc.ru

Азаров Иван Алексеевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(913) 763-1418
azarov_ivan@mail.ru

Алантьев Дмитрий Владимирович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-9111
alan80@inbox.ru

Алдохин Павел Алексеевич
Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт
прикладной микроэлектроники»
пр-т Ак. Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-9749
aldosha@ngs.ru

Александров Иван Анатольевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-4475
aleksandrov@isp.nsc.ru

Алимов Надир Эсоналиевич
Ферганский государственный университет
ул. Мураббийлар, №19,
Фергана, 150100, Узбекистан
alllnod@mail.ru

Алферов Жорес Иванович
Санкт-Петербургский национальный
исследовательский Академический университет РАН
ул. Хлопина д. 8 корп. 3,
Санкт-Петербург, 194021

Андронов Александр Александрович
Институт физики микроструктур РАН
г. Нижний Новгород, ГСП-105, 603950
(831) 417-9473
andron@ipmras.ru

Анищик Сергей Владимирович
Институт химической кинетики и горения
им. В.В. Воеводского СО РАН
Институтская, 3, Новосибирск, 630090
(383) 333-1561
svan@kinetics.nsc.ru

Аношин Константин Евгеньевич
ООО "Инфракристалл"
ул. Парковая д.1 , г. Лыткарино,
Московская обл., 140081
(495) 215-1359
gelab@rambler.ru

Аржанников Андрей Васильевич
Институт ядерной физики СО РАН
Лаврентьева, 11 , г. Новосибирск, 630090
(383) 329-4589
arzhannikov@inp.nsk.su

Аржанникова София Андреевна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-2488
science@isp.nsc.ru

Асеев Александр Леонидович
Президиум СО РАН
проспект Академика Лаврентьева, 17,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-0567
aseev@isp.nsc.ru

Бакаров Асхат Климович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-6945
bakarov@isp.nsc.ru

Барабаненков Михаил Юрьевич
Институт проблем технологии микроэлектроники
и особочистых материалов РАН
ул. Ак. Осипьяна, 6 ,
г. Черноголовка Московской обл. , 142432
(963) 690-8695
barab@iptm.ru

Бардина Елена Евгеньевна
Нижегородский государственный университет
им. Н.И.Лобачевского
пр.Гагарина 23,
г. Нижний Новгород, 603950
(915) 932-7779
zosialena@yandex.ru

Басалаева Людмила Сергеевна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-9082
basalaeva@isp.nsc.ru

Баталов Рафаэль Ильясович
Казанский физико-технический институт
им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН
ул.Сибирский тракт, 10/7,
г. Казань, 420029
(843) 231-9102
batalov@kfti.knc.ru

Баязитов Рустэм Махмудович
Казанский физико-технический институт
им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН
ул.Сибирский тракт, 10/7,
г. Казань, 420029
(843) 231-9102
bayaz@kfti.knc.ru

Бездидько Сергей Николаевич
ПАО "Красногорский завод им. С.А. Зверева"
Речная ул, 8,
г. Красногорск, Московская обл., 143403
(916) 935-5560
s.bezdidko@zenit-kmz.ru

Белоусов Юрий Иванович
Филиал ОАО "Корпорация "Комета" –
"Научно-проектный центр оптоэлектронных
комплексов наблюдения"
ул. Шателена, 7,
Санкт-Петербург, 194021
(812) 331-6100
kometa@eoss.ru

Бетеров Илья Игоревич
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова
СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-2408
beterov@isp.nsc.ru

Богданов Евгений Владимирович
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
Ленинские горы, 1,
Москва, 119991
(495) 939-3941
bev@mig.phys.msu.ru

Болтарь Константин Олегович
ГНЦ РФ АО "НПО "Орион"
ул. Косинская, д. 9,
Москва, 111538
(499) 374-9400
orion@orion-ir.ru

Бородин Дмитрий Владиленович
АО "НПП "Пульсар"
Окружной проезд, дом 27,
Москва, 105187
(903) 719-0447
dvb1@inbox.ru

Ботиров Кодир Абдуллаевич
Ферганский государственный университет
ул Мураббийлар №19,
г. Фергана, 150100, Узбекистан
(891) 116-8708
botirov.1961@mail.ru

Бочек Дарья Владимировна
Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, д. 2,
г. Новосибирск, 630090
(903) 933-1866
dashabocheck@gmail.com

Брыкин Арсений Валерьевич
АО «Российская электроника»
Бережковская наб., д. 38, стр.1,
Москва, 121059

Бурлаков Игорь Дмитриевич
ГНЦ РФ АО "НПО "Орион"
ул. Косинская, д. 9,
Москва, 111538
orion@orion-ir.ru

Вайнер Борис Григорьевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-7781
bgv@isp.nsc.ru

Варавин Василий Семенович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-9923
varavin@isp.nsc.ru

Васильев Владимир Васильевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-1082
vas@isp.nsc.ru

Ватник Илья Дмитриевич
Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, д. 2,
г. Новосибирск, 630090
(913) 911-0670
ilya.vatnik@gmail.com

Вишняков Алексей Витальевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-2276
vishn@isp.nsc.ru

Войцеховский Александр Васильевич
Томский государственный университет
ул. Ленина, 36,
г. Томск, 634050
(382) 241-2772
vav43@mail.tsu.ru

Волков Никита Валентинович
Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН
Академгородок, д. 50, стр. 38,
г. Красноярск, 660036
(391) 243-2635
dir@iph.krasn.ru

Волков Олег Юрьевич
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
Москва, 125009
(495) 629-3574
ire@cplire.ru

Гавриленко Владимир Изяславович
Институт физики микроструктур РАН
г. Нижний Новгород, ГСП-105, 603950
(831) 417-9462
gavr@ipmras.ru

Гайслер Владимир Анатольевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-6945
vahvah55@mail.ru

Гилинский Александр Михайлович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-6945
gilinsky@isp.nsc.ru

Гиндин Павел Дмитриевич
ОАО «Швабе-Фотосистемы»
Днепропетровский проезд д. 4а, стр. 3а,
Москва, 117545
saphir@hotbox.ru

Гладков Роман Александрович
Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт
прикладной микроэлектроники»
пр-т Ак. Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
(913) 701-0548
roman_gl_2005@yandex.ru

Глухов Александр Викторович
АО «Новосибирский завод полупроводниковых
приборов с ОКБ»
ул. Дачная, 60
г. Новосибирск, 630082
(383) 225-5641
gluhov@nzpp.ru

Голицын Александр Андреевич
Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт
прикладной микроэлектроники»
пр-т Ак. Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-9188
aag-09@yandex.ru

Голицын Андрей Вячеславович
Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт
прикладной микроэлектроники»
пр-т Ак. Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-1701
golitsyn@oesd.ru

Горн Дмитрий Игоревич
Томский государственный университет
ул. Ленина, 36,
г. Томск, 634050
(952) 804-3386
gorn_dim@sibmail.com

Грибков Виктор Петрович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-1090
gribkov@isp.nsc.ru

Гугучкин Валерий Иванович
ЗАО «Экран-оптические системы»
ул. Даргомыжского, 8а,
г. Новосибирск, 630047
(383) 325-1738
office@ekran-os.ru

Гуляев Дмитрий Владимирович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-4475
gulyaev@isp.nsc.ru

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

Гуров Михаил Геннадьевич
АО "Швабе-Приборы"
ул. Дуси Ковальчук, 179а,
г. Новосибирск, 630049
(383) 225-9583
goorovmg@mail.ru

Давлетшин Ренат Валиевич
ГНЦ РФ АО "НПО "Орион"
ул. Косинская, д. 9,
Москва, 111538
(499) 374-8251
ech@li.ru

Дворецкий Сергей Алексеевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-4967
dvor@isp.nsc.ru

Двуреченский Анатолий Васильевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-2466
dvurech@isp.nsc.ru

Девяткин Петр Тихонович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-9027
devyat@isp.nsc.ru

Демьяненко Михаил Алексеевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-1957
demyanenko@isp.nsc.ru

Дмитриев Дмитрий Владимирович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-6945
ddmitriev@isp.nsc.ru

Добровольский Петр Порфирьевич
Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт
прикладной микроэлектроники»
пр-т Ак. Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-9749
porfir@ngs.ru

Доценко Владимир Викторович
АО «НПФ «Микран»
пр-т Кирова, 51д,
г. Томск, 634041
mic@micran.ru

Егоров Владимир Константинович
Институт проблем технологии микроэлектроники
и особочистых материалов РАН
ул. Ак. Осипьяна, 6 ,
г. Черноголовка Московской обл. , 142432
(985) 114-2724
egorov@iptm.ru

Жуков Алексей Евгеньевич
Санкт-Петербургский национальный
исследовательский Академический университет РАН
ул. Хлопина д. 8 корп. 3,
Санкт-Петербург, 194021
(921) 951-7190
zhukale@gmail.com

Журавлев Андрей Григорьевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-9874
zhuravl@isp.nsc.ru

Загубисало Петр Станиславович
Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт
прикладной микроэлектроники»
пр-т Ак. Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-9749
peter.zagubisalo@gmail.com

Закиров Евгений Рашитович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(952) 927-1741
erzakirov@isp.nsc.ru

Зиновьев Владимир Анатольевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-2624
zinoviev@isp.nsc.ru

Иванов Владимир Петрович
АО "НПО ГИПО"
Н. Липатова ул., 2,
г. Казань, 420075
(843) 294-8700
gipo@telebit.ru

Иванов Сергей Викторович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
Политехническая ул., 26,
Санкт-Петербург, 194021
(812) 292-7124
ivan@beam.ioffe.ru

Ивонин Иван Варфоломеевич
Томский государственный университет
ул. Ленина, 36,
г. Томск, 634050
(382) 241-0537
iiv@phys.tsu.ru

Ивченко Евгений Львоввич
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
Политехническая ул., 26,
Санкт-Петербург, 194021
(921) 986-9033
ivchenko@coherent.ioffe.ru

Игуменов Александр Юрьевич
Сибирский государственный аэрокосмический
университет имени академика М.Ф. Решетнева
пр. им. газ. "Красноярский рабочий", 31,
г. Красноярск, 660037
(950) 982-5907
igumenovau@mail.ru

Ижнин Игорь Иванович
Научно-производственное предприятие "Карат"
ул. Стрийская, 202,
г. Львов, 79031, Украина
(032) 263-1065
i.izhnin@carat.electron.ua

Ильин А.С.
ОАО «Швабе-Фотосистемы»
Днепропетровский проезд д. 4а, стр. 3а,
Москва, 117545
(495) 315-7356
ko-ckb@mail.ru

Иродов Никита Александрович
ГНЦ РФ АО "НПО "Орион"
ул. Косинская, д. 9,
Москва, 111538
(499) 374-9400
ech@li.ru

Исаев Вячеслав Михайлович
ФГУП "Мытищинский научно-исследовательский
институт радиоизмерительных приборов"
ул. Колпакова, д. 2А,
г. Мытищи, Московской обл.
(495) 586-1721
info@mniirip.ru

Исюк Владимир Ильич
АО «Новосибирский завод полупроводниковых
приборов с ОКБ»
ул. Дачная, 60
г. Новосибирск, 630082
(383) 226-2900
secretar@nzpp.ru

Итальянцев Александр Георгиевич
ПАО «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники»
1-й Западный пр., д. 12/1,
Зеленоград, Москва, 124460
(915) 163-0073
aitalyantsev@mikron.ru

Ищенко Денис Вячеславович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-7883
ischenkod@isp.nsc.ru

Каламейцев Александр Владимирович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-2488
kalam@isp.nsc.ru

Калинушкин Виктор Петрович
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
ул. Вавилова, 38
Москва, 119991
(985) 767-4721
vkalin@mail.ru

Карпов Александр Николаевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-1475
ank@isp.nsc.ru

Карпов Владимир Владимирович
ОАО «Швабе-Фотосистемы»
Днепропетровский проезд д. 4а, стр. 3а,
Москва, 117545
(495) 315-7356
ko-ckb@mail.ru

Климов Александр Эдуардович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-7883
klimov@isp.nsc.ru

Ковалев Александр Анатольевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-2769
kovalev@isp.nsc.ru

Козик Виктор Иванович
Институт автоматики и электрометрии СО РАН
проспект Академика Коптюга, д. 1,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-9033
kozik@iae.nsk.su

Козлов Александр Иванович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(913) 762-6590
kozlov@isp.nsc.ru

Козлов Кирилл Владимирович
ГНЦ РФ АО "НПО "Орион"
ул. Косинская, д. 9,
Москва, 111538
(499) 374-8251
ech@li.ru

Колесникова Ирина Игоревна
Томский государственный университет
ул. Ленина, 36,
г. Томск, 634050
(913) 805-9531
varsharova@mail.ru

Колосовский Евгений Анатольевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-4474
kolos@isp.nsc.ru

Конойко Алексей Иванович
ГНПО "Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника"
ул. Независимости, д. 68,
г. Минск, 220072, Беларусь
(751) 728-1322
kon54@yandex.by

Копьев Петр Сергеевич
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
Политехническая ул., 26,
Санкт-Петербург, 194021
(812) 297-3660
Ps@kopjev.ioffe.ru

Коротаев Александр Григорьевич
Томский государственный университет
ул. Ленина, 36,
г. Томск, 634050
(382) 241-2573
kor2011@sibmail.com

Корчак Владимир Юрьевич
Секция прикладных проблем при Президиуме РАН
ул. Губкина, 3,
Москва, 119333
(499) 135-0209
korchak.v@mail.ru

Костюченко Владимир Яковлевич
Новосибирский государственный
технический университет
пр-т К.Маркса, 20,
г. Новосибирск, 630073
(383) 346-0868
kostyuchenko@corp.nstu.ru

Косцов Эдуард Геннадьевич
Институт автоматики и электрометрии СО РАН
пр-т Академика Коптюга, д. 1,
г. Новосибирск, 630090
(913) 956-9663
kostsov@iae.nsk.su

Косых Валерий Петрович
Институт автоматики и электрометрии СО РАН
пр-т Академика Коптюга, д. 1,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-8355
kosych@iae.nsk.su

Коханенко Андрей Павлович
Томский государственный университет
ул. Ленина, 36,
г. Томск, 634050
(960) 974-5623
kokh@elefot.tsu.ru

Крайлюк Анатолий Дмитриевич
АО "Концерн радиостроения "Вега"
Кутузовский проспект, 34,
Москва, 121170

Красильник Захарий Фишелевич
Институт физики микроструктур РАН
г. Нижний Новгород, ГСП-105, 603950
(831) 417-9473
zfk@ipmras.ru

Красников Геннадий Яковлевич
ОАО «НИИМЭ и Микрон»
1-ый Западный проезд, д. 12/1,
Москва, Зеленоград, 124460
kanc@mikron.ru

Кремис Игорь Иванович
Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт
прикладной микроэлектроники»
пр-т Ак. Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
(951) 383-7427
igor21738@ngs.ru

Кривобок Владимир Святославович
Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН
Ленинский проспект, д.53,
Москва, ГСП-1, 119991
(499) 135-7941
kolob7040@gmail.com

Кривякин Григорий Константинович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(953) 884-9823
krivyakin@isp.nsc.ru

Кручинин Владимир Николаевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-9485
kruch@isp.nsc.ru

Кузьмина Ксения Андреевна
ОАО «Швабе-Фотосистемы»
Днепропетровский проезд д. 4а, стр. 3а,
Москва, 117545
(495) 315-7368
ko-ckb@mail.ru

Кукушкин Игорь Владимирович
Институт физики твердого тела РАН
ул. Академика Осипьяна д.2,
г. Черноголовка, Московская обл., 142432
kukush@issp.ac.ru

Кулипанов Геннадий Николаевич
Институт ядерной физики СО РАН
Лаврентьева, 11 ,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-7163
G.N.Kulipanov@inp.nsk.su

Латышев Александр Васильевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-9055
latyshev@isp.nsc.ru

Лебедев Артем Олегович
Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт прикладной микроэлектроники»
пр-т Ак. Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
(952) 948-9982
artem_leb@mail.ru

Левин Роман Викторович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
Политехническая ул., 26,
г. Санкт-Петербург, 194021
(812) 297-5169
lev13@yandex.ru

Леган Дмитрий Михайлович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-1967
dmlegan@isp.nsc.ru

Ледовских Дмитрий Васильевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(923) 237-5118
dvledovskikh@isp.nsc.ru

Логунов Михаил Владимирович
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
Москва, 125009
(495) 629-3465
logunov@cplire.ru

Лозовой Кирилл Александрович
Томский государственный университет
ул. Ленина, 36,
г.Томск, 634050
(382) 241-3517
lka@sibmail.com

Локтионов Владимир Ильич
АО "Катод"
ул. Падунская, 3,
г. Новосибирск, 630047
(383) 227-2200
info@katodnv.com

Лукичев Владимир Федорович
Физико-технологический институт РАН
Нахимовский проспект, 36/1,
Москва, 117218
lukichev@ftian.ru

Лямкина Анна Алексеевна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-6945
lyamkina@isp.nsc.ru

Ляшенко Татьяна Геннадьевна
Санкт-Петербургский национальный исследовательский
университет информационных технологий, механики и оптики
Кронверкский пр., д.49,
Санкт-Петербург, 197101
(931) 530-7375
tatiana.g.liashenko@gmail.com

Малютина-Бронская Виктория Владимировна
ГНПО "Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника"
ул. Независимости, д. 68,
г. Минск, 220072, Беларусь
(751) 728-1322
v_malyutina@rambler.ru

Марин Денис Викторович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-5501
marin@isp.nsc.ru

Маричев Артем Евгеньевич
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
Политехническая ул., 26,
Санкт-Петербург, 194021
(960) 262-5145
segregate1@yandex.ru

Матвеев Борис Анатольевич
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
Политехническая ул., 26,
Санкт-Петербург, 194021
(812) 292-7955
bmat@iropt3.ioffe.ru

Махмудиан Махмуд Максуд
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-3264
mahmood@isp.nsc.ru

Машанов Владимир Иванович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-7934
mash@isp.nsc.ru

Микерин Сергей Львович
Институт автоматики и электрометрии СО РАН
пр-т Академика Коптюга, д. 1,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-6655
mikerinsl@iae.sbras.ru

Милехин Александр Германович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 314-8522
milekhin@isp.nsc.ru

Миловзоров Дмитрий Евгеньевич
ООО "Флуэнс Технолоджи Групп"
шоссе Щёлковское, д. 87 корп. 1, оф. 225,
Москва, 107497
(499) 464-7580
dmilovzorov2002@yahoo.com

Михайлов Николай Николаевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-4967
mikhailov@isp.nsc.ru

Морозов Сергей Вячеславович
Институт физики микроструктур РАН
г. Нижний Новгород, ГСП-105, 603950
(905) 662-5685
more@ipmras.ru

Мустафаев Арслан Гасанович
Дагестанский государственный университет
народного хозяйства
ул. Д. Атаева, 5,
г. Махачкала, Республика Дагестан, РФ, 367008
(988) 636-1596
arslan_mustafaev@mail.ru

Мынбаев Карим Джафарович
Санкт-Петербургский национальный
исследовательский
университет информационных технологий, механики
и оптики
Кронверкский пр., д.49, Санкт-Петербург, 197101
(921) 753-6582
mynkad@mail.ioffe.ru

Наумов Аркадий Валерьевич
ООО "Инфракристалл"
ул. Парковая д.1 ,
г. Лыткарино, Московская обл., 140081
(916) 321-3373
naumov_arkadii@mail.ru

Неизвестный Игорь Георгиевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13, г. Новосибирск, 630090
(383) 333-2367
neizv@isp.nsc.ru

Неретин Александр Владимирович
ОАО "ЦНИИ "ЦИКЛОН"
Щёлковское шоссе, 77,
Москва, 107497
(926) 377-5862
neretinaleksandr@mail.ru

Никитов Сергей Аполлонович
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
Москва, 125009
nikitov@cplire.ru

Никифоров Сергей Владимирович
Уральский федеральный университет
ул. Мира, 19,
г. Екатеринбург, 620002
(343) 374-1050
s.v.nikiforov@urfu.ru

Никонов Антон Викторович
ГНЦ РФ АО "НПО "Орион"
ул. Косинская, д. 9,
Москва, 111538
(499) 374-8251
ech@li.ru

Новиков Алексей Витальевич
Институт физики микроструктур РАН
г. Нижний Новгород, ГСП-105, 603950
(831) 417-9480
anov@ipmras.ru

Новоселов Андрей Рудольфович
Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт
прикладной микроэлектроники»
пр-т Ак. Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-9749
novoselov@oesd.ru

Овсюк Виктор Николаевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-6858

Осинных Игорь Васильевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-4475
igor-osinnykh@isp.nsc.ru

Осипов Дмитрий Валерьевич
Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт
прикладной микроэлектроники»
пр-т Ак. Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
(953) 804-3397
osipov.dmitriy.nsk@yandex.ru

Отажонов Салим Мадрахимович
Ферганский государственный университет
ул. Мураббийлар, 19,
г. Фергана, 150100, Узбекистан
(893) 643-1433
otajonov_s@mail.ru

Павловский Валерий Владимирович
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
Москва, 125009
(495) 629-3459
pvv@cplire.ru;

Паршин Анатолий Сергеевич
Сибирский государственный аэрокосмический
университет имени академика М.Ф. Решетнева
пр. им. газ. "Красноярский рабочий", 31,
г. Красноярск
(391) 213-0657
aparshin2010@mail.ru

Паулиш Андрей Георгиевич
Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт
прикладной микроэлектроники»
пр-т Ак. Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-9106
paulish63@ngs.ru

Пашкеев Дмитрий Александрович
ГНЦ РФ АО "НПО "Орион"
ул. Косинская, д. 9,
Москва, 111538
(926) 361-7785
d.pashkeev@gmail.com

Петрушков Михаил Олегович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-1967
maikdi@isp.nsc.ru

Полесский Алексей Викторович
ГНЦ РФ АО "НПО "Орион"
ул. Косинская, д. 9,
Москва, 111538
(499) 374-4860
ech@li.ru

Половинкин Владимир Григорьевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-7781
pvg@isp.nsc.ru

Потатуркин Олег Иосифович
Институт автоматики и электрометрии СО РАН
проспект Академика Коптюга, д. 1,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-4020
potaturkin@iae.nsk.su

Предеин Александр Владиленович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-1082
predein@isp.nsc.ru

Протасов Дмитрий Юрьевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-1954
protasov@isp.nsc.ru

Путято Михаил Альбертович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-1967
puma@isp.nsc.ru

Рассохин Василий Андреевич
АО "Швабе - Оборона и Защита"
ул. Дуси Ковальчук, 179/2,
г. Новосибирск, 630049
(383) 226-2789
reception@ponpz.ru

Редькин Руслан Александрович
Томский государственный университет
ул. Ленина, 36,
г. Томск, 634050
(952) 881-5798
Redkin@mail.tsu.ru

Ремесник Владимир Григорьевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-9923
remesnik@isp.nsc.ru

Родионов Андрей Алексеевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-4475
aarodionov@isp.nsc.ru

Рожков Станислав Александрович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-9874
rozhkovs@isp.nsc.ru

Рубцова Наталия Николаевна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-2769
rubtsova@isp.nsc.ru

Рябцев Игорь Ильич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-2408
ryabtsev@isp.nsc.ru

Сабельфельд Карл Карлович
Институт вычислительной математики и
математической геофизики СО РАН
Проспект академика Лаврентьева, 6,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-8578
karl@osmf.sscc.ru

Сауров Александр Николаевич
НПК «Технологический центр»
проезд 4806, д.5 г. Москва,
г. Зеленоград, 124498
tc@tcen.ru

Седов Вадим Станиславович
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
ул. Вавилова, 38
Москва, 119991
(926) 834-3565
sedovvadim@yandex.ru

Сейфи Наталья Андреевна
Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт
прикладной микроэлектроники»
пр-т Ак. Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-9188
natalia_nsk@inbox.ru

Семенова Ольга Ивановна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-8591
oisem@isp.nsc.ru

Сибельдин Николай Николаевич
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Ленинский проспект, д.53,
Москва, ГСП-1, 119991
sibeldin@sci.lebedev.ru

Сигов Александр Сергеевич
Московский технологический университет
Пр-т Вернадского, 78, Корпус Д,
г. Москва ЦФО, 119454
sigov@mirea.ru

Сидоров Георгий Юрьевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(913) 946-6266
george@isp.nsc.ru

Сидоров Юрий Георгиевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-3283
sidorov@isp.nsc.ru

Сизов Федор Федорович
Институт физики полупроводников
им. В.Е.Лашкарева НАН Украины
41 пр-т Науки, 03028,
Киев, Украина
sizov@isp.kiev.ua

Симанчук Андрей Эдуардович
Институт автоматики и электрометрии СО РАН
пр-т Академика Коптюга, д. 1,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-3174
simmk@yandex.ru

Скубневский Эдуард Владимирович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-2772

Смагина Жанна Викторовна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-2519
smagina@isp.nsc.ru

Снежко Александр Викторович
Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая 11, корп.7,
Москва, 125009
(495) 629-3459
cooperon@nm.ru

Солдатенков Виктор Акиндинович
ОАО "НПО Геофизика-НВ"
ул. Матросская тишина, д.23, стр. 2,
Москва, 107076
(495) 603-0887

Спесивцев Евгений Васильевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-8716
evs@isp.nsc.ru

Стучинский Виктор Андреевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-2276
stuchin@isp.nsc.ru

Сырых Юрий Петрович
ФГУП "Центральный научно-исследовательский
институт машиностроения»
ул. Пионерская, д. 4,
г. Королёв Московская обл., 141070
syryh@yandex.ru

Талипов Нияз Хатимович
Военная академия Ракетных войск стратегического
назначения им. Петра Великого (ВА РВСН)
ул. Карбышева, дом № 8,
г. Балашиха, Московская область, 143900
(926) 246-5396
niyazt@yandex.ru

Тарасов Александр Петрович
ПАО "Красногорский завод им. С.А. Зверева"
Речная ул., 8,
г. Красногорск, Московская обл., 143403
kmz@zenit-foto.ru

Терехов Александр Сергеевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-8508
terek@isp.nsc.ru

Тимофеев Вячеслав Алексеевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-7934
Vyacheslav.t@isp.nsc.ru

Толмачев Данил Алексеевич
Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт
прикладной микроэлектроники»
пр-т Ак. Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
(952) 918-8379
dtoll@yandex.ru

Тысченко Ида Евгеньевна
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-2493
tys@isp.nsc.ru

Устинов Виктор Михайлович
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
Политехническая ул., 26,
Санкт-Петербург, 194021
Vmust@beam.ioffe.ru

Уткин Дмитрий Евгеньевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-9052
utkinde@isp.nsc.ru

Федоринин Виктор Николаевич
Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт
прикладной микроэлектроники»
пр-т Ак. Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-9630
oos@oesd.ru

Федорук Михаил Петрович
Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, д. 2,
г. Новосибирск, 630090
(383) 363-4000
rector@nsu.ru

Феклистов Константин Викторович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-2537
kos@isp.nsc.ru

Филиппов Николай Степанович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-2519
filippov@isp.nsc.ru

Хохлов Дмитрий Ремович
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
Ленинские горы, 1,
Москва, 119991
khokhlov@mig.phys.msu.ru

Хохлов Сергей Владимирович
Минпромторг России
Китайгородский проезд, д. 7,
Москва, 109074
(495) 539-2172

Царев Андрей Владимирович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-6578
tsarev@isp.nsc.ru

Цивинский Михаил Юрьевич
Новосибирский филиал ИФП СО РАН
«Конструкторско-технологический институт
прикладной микроэлектроники»
пр-т Ак. Лаврентьева, 2/1,
г. Новосибирск, 630090
(913) 933-7160
m_tsiv@mail.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

Чепурнов Евгений Леонидович
ГНЦ РФ АО "НПО "Орион"
ул. Косинская, д. 9,
Москва, 111538
(499) 374-9400
orion@orion-ir.ru

Чиж Кирилл Всеволодович
ОАО «Швабе-Фотосистемы»
Днепропетровский проезд д. 4а, стр. 3а,
Москва, 117545
(495) 315-7356
ko-ckb@mail.ru

Чистохин Игорь Борисович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-9149
igor@isp.nsc.ru

Чишко Владимир Федорович
ОАО «Швабе-Фотосистемы»
Днепропетровский проезд д. 4а, стр. 3а,
Москва, 117545
(495) 315-7356
ko-ckb@mail.ru

Шайблер Генрих Эрнстович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-9874
scheibl@isp.nsc.ru

Шалагин Анатолий Михайлович
Институт автоматики и электрометрии СО РАН
проспект Академика Коптюга, д. 1,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-7969
shalagin@iae.nsk.su

Шамирзаев Тимур Сезгирович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-4475
tim@isp.nsc.ru

Шарков Михаил Дмитриевич
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
Политехническая ул., 26,
Санкт-Петербург, 194021
(812) 292-7985
mischar@mail.ru

Швец Василий Александрович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-8716
shvets@isp.nsc.ru

Швыдкова А. С.
ОАО «Швабе-Фотосистемы»
Днепропетровский проезд д. 4а, стр. 3а,
Москва, 117545
(495) 315-7356

Шефер Дмитрий Андреевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(961) 224-6672
nsk.sheferdmitriy@gmail.com

Шкляев Александр Андреевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(913) 001-0085
alexsan@mail.ru

Шулунов Алексей Николаевич
Концерн «РТИ»
ул. 8-го Марта, д. 10, стр. 1.,
Москва, 127083
A.Shulunov@oaorti.ru

Щербаченко Анатолий Миронович
Институт автоматики и электрометрии СО РАН
проспект Академика Коптюга, д. 1,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-2839

Энтин Матвей Вульфович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-3264
entin@isp.nsc.ru

Эпов Владимир Станиславович
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-6631
epov@isp.nsc.ru

Юдовская Александра Дмитриевна
ГНЦ РФ АО "НПО "Орион"
ул. Косинская, д. 9,
Москва, 111538
(499) 374-4860
ech@li.ru

Юрьев Владимир Артурович
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
ул. Вавилова, 38,
Москва, 119991
(499) 503-8144
vyuryev@kapella.gpi.ru

Якимов Андрей Иннокентьевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 333-2832
yakimov@isp.nsc.ru

Якушев Максим Витальевич
Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН
пр-т Ак. Лаврентьева, 13,
г. Новосибирск, 630090
(383) 330-5501
yakushev@isp.nsc.ru

Научное издание

Тезисы конференции «ФОТОНИКА 2017»

Оригинал-макет подготовлен
в Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН

Подписано в печать 23.08.2017 г. Формат 60×84 1/8
Уч.-изд. л. 25,25. Усл. печ. л. 23,5. Тираж 200 экз. Заказ №
Издательско-полиграфический центр НГУ.
630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2.