

**МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**
**Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»**

На правах рукописи

Иванова Мария Михайловна

**Фотоэлектрические свойства и радиационная стойкость фотодиодов
на базе гетеро(нано)структур Ge(Si)/Si(001)**

Специальность 1.3.11. – Физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник НИФТИ ННГУ
Шенгуров Владимир Геннадьевич

Нижний Новгород – 2025 г.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	5
Глава 1. Гетероструктуры с самоформирующимися наноструктурами GeSi/Si(001) и эпитаксиальными слоями германия: получение и свойства.	
Обзор литературы.....	13
1.1 Методы выращивания гетероструктур с самоформирующимися наноструктурами GeSi/Si(001) и эпитаксиальными слоями германия.....	13
1.2 Механизмы роста и свойства самоформирующихся наноструктур GeSi/Si(001)	18
1.2.1. Механизмы зарождения и роста самоформирующихся наноструктур GeSi/Si(001) в процессе эпитаксиального наращивания	18
1.2.2. Энергетический спектр носителей заряда в самоформирующихся наноструктурах GeSi/Si(001)	28
1.2.3 Оптические свойства гетероструктур с самоформирующимися наноструктурами GeSi/Si(001)	32
1.2.4 Фотоэлектрические свойства гетероструктур с самоформирующимися наноструктурами GeSi/Si(001)	33
1.3 Эпитаксиальные слои Ge/Si(001)	43
1.4 Ограничения применения фотодиодов на основе Ge(Si)/Si(001) в оптопарах и проблемы создания совместимых излучателей на кремниевой платформе.....	48
1.5 Радиационная стойкость оптоэлектронных приборов на базе гетероструктур с самоформирующимися наноструктурами GeSi/Si(001) и эпитаксиальными слоями Ge/Si(001)	51
Выводы к главе 1	56
Глава 2. Методика эксперимента.....	58
2.1 Методика выращивания p—n структур с самоформирующимися наноструктурами GeSi/Si(001) комбинированным методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии Si и газовой эпитаксии Ge при низком давлении	58
2.2 Методика выращивания эпитаксиальных слоев Ge/Si(001) методом газовой эпитаксии с разложением моногермания на горячей нити	63
2.3 Методика исследования морфологии поверхности структур	63

2.4	Методики исследований кристаллической структуры эпитаксиальных слоёв Ge/Si(001).....	65
2.5	Методика формирования фотодиодов на базе $p-n$ структур с самоформирующимися наноструктурами GeSi/Si(001) и эпитаксиальными слоями Ge/Si(001)	66
2.6	Методика формирования оптоэлектронных пар.....	69
2.7	Методики исследования электрофизических свойств эпитаксиальных слоёв Ge/Si(001).....	71
2.8	Методика исследования электрофизических и фотоэлектрических свойств фотодиодов на базе $p-n$ структур с самоформирующимися наноструктурами GeSi/Si(001) и эпитаксиальными слоями Ge/Si(001).....	71
2.9	Методика исследования характеристик оптоэлектронных пар	72
2.10	Методика исследования радиационной стойкости фотодиодов на базе кремниевых $p-n$ структур с наноструктурами GeSi/Si(001) и гетероструктур Ge/Si(001) и оптоэлектронных пар на их основе.....	74
	Выводы к главе 2.....	75
Глава 3.	Фотоэлектрические свойства фотодиодов на базе кремниевых $p-n$ структур с самоформирующимися наноструктурами $Ge_xSi_{1-x}/Si(001)$ и эпитаксиальных слоёв Ge/Si(001).....	76
3.1	Фотоэлектрические свойства кремниевых $p-n$ фотодиодов с самоформирующимися наноструктурами $Ge_xSi_{1-x}/Si(001)$	76
3.1.1	Зависимость спектров фоточувствительности от морфологии и состава островков	76
3.1.2	Температурная и полевая зависимости спектров фоточувствительности	84
3.2	Фотоэлектрические свойства фотодиодов на базе эпитаксиальных слоёв Ge/Si(001), выращенных методом газовой фазы осаждения с разложением моногермана на горячей нити	92
3.2.1	Структурные и электрофизические свойства эпитаксиальных слоёв Ge/Si(001)	92
3.2.2	Спектры фоточувствительности фотодиодов на базе эпитаксиальных слоёв Ge/Si(001)	96
3.3	Использование кремниевых $p-n$ структур с самоформирующимися наноструктурами $Ge_xSi_{1-x}/Si(001)$ и ЭС Ge/Si(001) в оптоэлектронных парах	100

Выводы к главе 3	104
Глава 4. Влияние импульсного гамма-нейтронного облучения на фотоэлектрические свойства фотодиодов на базе кремниевых $p-n$ структур с самоформирующимися наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ и эпитаксиальными слоями $\text{Ge}/\text{Si}(001)$	105
4.1 Влияние облучения на морфологию поверхности кремниевых $p-n$ структур с самоформирующимися наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$	106
4.2 Влияние облучения на спектры фоточувствительности фотодиодов на базе кремниевых $p-n$ структур с самоформирующимися наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$	111
4.3 Влияние облучения на спектры фоточувствительности фотодиодов на базе эпитаксиальных слоёв $\text{Ge}/\text{Si}(001)$	116
4.4 Влияние импульсного гамма-нейтронного облучения на оптоэлектронные пары на кремниевых $p-n$ структурах с самоформирующимися наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ и ЭС $\text{Ge}/\text{Si}(001)$	122
Выводы к главе 4.....	126
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	127
СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ.....	129
Благодарности.....	132
Список публикаций по теме диссертации:	133
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	137

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность и степень разработанности темы исследования

Интеграция оптоэлектронных компонентов в состав современных радиоэлектронных систем является одним из ключевых направлений повышения их эксплуатационных характеристик, таких как помехозащищённость, быстродействие, энергоэффективность и функциональная плотность [1, 2, 3].

При этом в условиях применения этих устройств в специальных и критических областях — в том числе в военной, авиационной и космической технике — особое значение приобретает вопрос обеспечения высокой радиационной стойкости элементной базы. Современные оптоэлектронные приборы не всегда соответствуют предъявляемым требованиям по стойкости к воздействию ионизирующих излучений, что ограничивает их применение в специальных условиях [4, 5, 6].

Одним из перспективных путей решения указанной проблемы является использование наноразмерных полупроводниковых структур, в частности, гетероструктур с самоформирующимися наноостровками. Такие структуры обладают рядом уникальных физических свойств, которые позволяют повысить стойкость оптоэлектронных приборов к радиационным воздействиям. Экспериментальные исследования различных материалов, включая системы InGaAs/GaAs [7, 8], InAs/AlGaAs [9] и Ge/Si [10, 11, 12, 13], показали, что наноразмерные структуры демонстрируют более высокую радиационную стойкость по сравнению со своими объёмными аналогами. Это связано с пространственной локализацией носителей заряда в наноостровках, что снижает вероятность рекомбинации на дефектах, индуцированных ионизирующим излучением.

Особый интерес для создания радиационно-стойкой оптоэлектроники представляют собой гетероструктуры Ge(Si)/Si(001) [14]. Они сочетают в себе возможность работы в ближнем инфракрасном диапазоне длин волн (1,3 – 1,55 мкм), что делает их конкурентоспособными альтернативами традиционным $A^{III}-B^V$ материалам, а также дает потенциал для интеграции с кремниевой электроникой [15]. Последнее особенно важно для развития интегральной оптоэлектроники, поскольку позволяет совмещать фотонные и электронные

компоненты в одном кристалле, обеспечивая миниатюризацию, повышение производительности и относительное снижение себестоимости изделий.

Однако реализация указанных преимуществ требует использования технологий низкотемпературной эпитаксии, поскольку стандартные методы, такие как молекулярно-лучевая (МЛЭ) или газофазная эпитаксия (ГФЭ), характеризуются высокими температурами роста (~ 1000 °C) и, соответственно, несовместимы с процессами изготовления кремниевых микросхем. В этой связи перспективным подходом представляется применение комбинированного метода сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии кремния и газофазной эпитаксии германия при низком давлении (СМЛЭ-ГФЭ) [16], разработанного в НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского. Этот метод позволяет выращивать слои кремния и германия с высоким кристаллическим качеством при гораздо более низких температурах подложки (450 °C – 600 °C), что открывает возможности для их интеграции в технологии КМОП-совместимых схем.

К моменту начала диссертационного исследования в НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского было проведено большое количество исследований электрофизических и излучательных свойств гетероструктур Ge(Si)/Si(001), полученных данным методом [17, 18, 19]. Однако фотоэлектрические характеристики фотодиодов на основе этих структур, а также их радиационная стойкость оставались недостаточно изученными.

Еще одной актуальной задачей в области кремниевой оптоэлектроники является создание фотодиодов на основе относительно толстых (до ~ 1 мкм) эпитаксиальных слоёв германия на Si(001) для приложений в ближнем инфракрасном диапазоне длин волн ($1,3$ – $1,55$ мкм) [20]. При этом основной проблемой остаётся формирование дислокаций несоответствия на границе Ge/Si вследствие существенной разницы в параметрах решётки кремния и германия (более 4 %). Для уменьшения плотности данных дефектов обычно применяются высокотемпературные режимы роста (600 °C – 700 °C) с последующим циклическим отжигом [21], однако такие условия несовместимы с технологиями монолитной интеграции.

Для решения этой задачи в НИФТИ ННГУ был использован метод газофазного осаждения с разложением моногермана на горячей нити (HWCVD), позволяющий выращивать толстые монокристаллические слои германия при температуре около 350 °C. Полученные этим методом образцы [22] демонстрировали аномально низкую плотность прорастающих дислокаций

($\sim 10^5 \text{ см}^{-2}$). Однако механизмы роста, обеспечивающие такое высокое качество кристаллической решётки, а также радиационная стойкость фотодиодов на их основе, к началу диссертационного исследования также оставались недостаточно изученными.

Что касается радиационных испытаний, то в доступной литературе доминируют исследования влияния протонного и электронного облучения на излучательные и электрофизические свойства гетероструктур [7, 9, 10, 11]. Существенно меньше работ посвящено воздействию гамма-нейтронного излучения [8, 12, 13], и практически отсутствуют данные о его влиянии на фотоэлектрические характеристики фотодиодов на основе наноразмерных гетероструктур [6], особенно выращенных низкотемпературными методами.

Таким образом, к началу диссертационного исследования оставались неизученными ключевые аспекты, связанные с фотоэлектрическими свойствами и радиационной стойкостью фотодиодов на основе гетеро(нано)структур Ge(Si)/Si(001), полученных с использованием перспективных низкотемпературных методов эпитаксии. Это обусловило выбор целей и задач настоящего исследования.

Цель и задачи работы

Целью настоящей работы является комплексное изучение фотоэлектрических свойств и стойкости к импульсному гамма-нейтронному облучению фотодиодов на базе гетеро(нано)структур Ge(Si)/Si(001), выращенных низкотемпературными эпитаксиальными методами.

Основные задачи работы

1. Установление зависимости спектров фоточувствительности фотодиодов на базе кремниевых p—n структур с наноструктурами GeSi, выращенных комбинированным методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии кремния и газофазной эпитаксии германия при низком давлении, от параметров структур (включая морфологию и состав материала островков GeSi) и условий их эксплуатации (температура, напряжение смещения на диоде).

2. Исследование структурных и электрофизических свойств толстых эпитаксиальных слоев Ge/Si(001), выращенных методом газофазного осаждения с разложением моногермана на горячей нити, и фотоэлектрических свойств фотодиодов на базе указанных эпитаксиальных слоев.

3. Исследование влияния импульсного гамма-нейтронного облучения на

морфологию самоформирующихся наноструктур GeSi и спектры фоточувствительности фотодиодов на базе кремниевых p—n структур с наноструктурами GeSi и толстыми эпитаксиальными слоями Ge/Si(001), в том числе в составе оптоэлектронных пар.

Научная новизна работы

1. Впервые разработана теоретическая модель, связывающая квантовую эффективность фотодиодов на базе кремниевых p—n структур с самоформирующимися наноструктурами GeSi с составом материала островков, напряжением смещения на фотодиоде и его рабочей температурой.

2. Впервые получены лабораторные макеты фотодетекторов на базе толстых (~1 мкм) эпитаксиальных слоев Ge/Si(001), выращенных низкотемпературным методом газовой фазы осаждения с разложением моногермана на горячей нити без дополнительного высокотемпературного циклического отжига.

3. Впервые экспериментально подтверждена стойкость фотодиодов на базе кремниевых p—n структур с самоформирующимися наноструктурами GeSi к импульсному гамма-нейтронному излучению.

Практическая значимость работы

1. Исходя из установленных физических закономерностей эмиссии фотовозбужденных носителей заряда из наноструктур GeSi в матрице кремния, показана необходимость эксплуатации кремниевых p—n фотодиодов с самоформирующимися наноструктурами GeSi в условиях достаточно больших напряжений смещения для реализации 100 % эмиссии дырок из островков.

2. На основе исследований зависимости структуры эпитаксиальных слоев Ge/Si(001), выращенных методом газовой фазы осаждения с разложением моногермана на горячей нити, от условий роста установлены режимы, обеспечивающие получение монокристаллических эпитаксиальных слоев Ge/Si(001) толщиной ~1 мкм с низкой плотностью прорастающих дислокаций (плотность ямок травления ~ 10^5 см^{-2}) и гладкой поверхностью (~ 0,4 нм), что соответствует мировому уровню достижений.

3. Экспериментально установлена радиационная стойкость кремниевых p—n фотодиодов с наноструктурами GeSi в спектральной области межзонного оптического поглощения островков GeSi к импульсному гамма-нейтронному облучению. Данный результат может быть использован при разработке

технологии изготовления радиационно-стойких фотодиодов на основе кремния с рабочим спектральным диапазоном, расширенным в ближнюю инфракрасную область.

4. Показана принципиальная возможность использования фотодиодов на базе Si p—n структур с островками GeSi и эпитаксиальными слоями Ge/Si(001) в радиационно-стойких оптоэлектронных парах в качестве приемников оптического излучения.

Положения, выносимые на защиту:

1. Зависимость фоточувствительности кремниевого p—n ФД с самоформирующимися наноструктурами GeSi в спектральной области межзонного оптического поглощения в островках от температуры и напряжения смещения определяется соотношением скорости эмиссии фотовозбужденных дырок из наноструктур и скорости рекомбинации фотовозбужденных носителей в островках.

2. Низкая плотность прорастающих дислокаций толстых эпитаксиальных слоев Ge/Si(001), выращенных методом газовой фазы осаждения с разложением моногермана на горячей нити при низкой температуре подложки (350 °C), обусловлена образованием переходного слоя германия с высокой плотностью дислокаций несоответствия.

3. Стойкость кремниевого p—n ФД с самоформирующимися наноструктурами GeSi в спектральной области межзонного оптического поглощения в островках GeSi к импульсному гамма-нейтронному облучению обусловлена пространственной локализацией процесса фотогенерации носителей заряда в наноструктурах GeSi, расположенных в области пространственного заряда p—n перехода.

Степень достоверности и апробации результатов

Достоверность результатов в экспериментальной части работы обеспечена использованием взаимодополняющих методов анализа, воспроизводимостью характеристик исследуемых объектов, многократной экспериментальной проверкой результатов измерений, использованием метрологически аттестованного измерительного оборудования и поверенных средств измерения.

Методы атомно-силовой микроскопии, двухкристалльной рентгеновской дифрактометрии, просвечивающей электронной микроскопии высокого

разрешения, подсчета ямок травления, измерения удельного сопротивления и эффекта Холла, измерения вольтамперных и вольтфарадных характеристик, спектроскопии фотоЭДС и фототока позволяют проводить исследования морфологии, кристаллической структуры и дефектности, электрофизических, фотоэлектрических и оптоэлектронных свойств объектов на высоком уровне. Исследуемые образцы подвергались импульсному гамма-нейтронному облучению в пассивном режиме (без электрической нагрузки) на аттестованных моделирующих установках до уровней, на которых ранее наблюдалась заметная деградация оптических и электрических параметров кремниевых структур с наноостровками GeSi/Si(001) и светодиодов на их основе.

Экспериментальные результаты исследования характеристик исследуемых образцов сопоставлялись с результатами, полученными в других лабораториях (Институте физики полупроводников СО РАН (г. Новосибирск), ИФМ РАН (г. Нижний Новгород), зарубежных лабораториях: Massachusetts Institute of Technology (Boston, USA), AT&T Bell Laboratories (Murray Hill USA), CEA-GRE (Grenoble, France), University of Rome (Italy) и др.)). Достоверность полученных данных подтверждается рядом публикаций основных результатов в известных российских научных изданиях.

Основные результаты работы докладывались на отраслевых, всероссийских и международных научных конференциях, в том числе:

- Российской конференции по физике полупроводников (С.-Петербург, 2013);
- Международной конференции и Школе молодых ученых и специалистов по актуальным проблемам физики, материаловедения, технологии и диагностики кремния, нанометровых структур и приборов на их основе «Кремний-2012» (С.-Петербург, 2012);
- Межотраслевой конференции по радиационной стойкости «Стойкость» (Саров, Москва 2015, 2021, 2025);
- научно-технических конференциях «Молодежь в науке» (Саров, 2013, 2014);
- научно-технической конференции молодых специалистов Росатома «Высокие технологии атомной отрасли. Молодежь в инновационном процессе» (Нижний Новгород, 2014);
- XVI Всероссийской конференции и IX Школы молодых ученых, посвященные 100-летию академика Г.Г. Девярых (Нижний Новгород, 2018);
- IV Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии - ЛаПлаз-2018» (Москва, 2018)

— XXII Международном симпозиуме «Нанозфизика и нанозлектроника» (Нижний Новгород, 2018), а также на семинарах в Научно-исследовательском физико-техническом институте Нижегородского государственного университета им.Н.И. Лобачевского (Нижний Новгород).

По теме диссертационной работы опубликовано 20 научных работ, из них 6 статей [А1 – А6] в ведущих научных изданиях, входящих в «Перечень ведущих рецензируемых научных журналов и изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертации на соискание ученой степени доктора и кандидата наук» ВАК РФ (ред. 09.06.2018) и 14 публикаций [А7 – А20] в материалах Российских и международных научных конференций.

Личный вклад автора в получение результатов

Диссертантом совместно с научным руководителем были поставлены цель и задачи исследований.

Анализ литературных данных, планирование экспериментов, проектирование образцов для экспериментальных исследований, интерпретация полученных результатов различными методами проводились автором самостоятельно. Выводы по полученным результатам формулировались самостоятельно и обсуждались с научным руководителем.

Выращивание гетероэпитаксиальных структур проводились инженером НИФТИ ННГУ В. Ю. Чалковым и инженером. НИФТИ ННГУ к.ф.-м.н. С. А. Денисовым при участии руководителя и автора работы.

Исследования структур методом двухкристалльной рентгеновской дифрактометрии выполнено в.н.с. НИФТИ ННГУ д.ф.-м.н. В.Н. Трушиным, методом просвечивающей электронной микроскопии - заведующим научно-исследовательской лабораторией радиофотоники НИФТИ ННГУ к.ф.-м.н. А. И. Бобровым под руководством д. ф.-м. н., проф., заведующим Кафедры физики полупроводников, электроники и нанозлектроники Физического факультета ННГУ Д. А. Павлова., методом ямок травления – инженером. НИФТИ ННГУ к.ф.-м.н. С. А. Денисовым, на атомно-силовом микроскопе – к.ф.-м.н., доц., с. н. с. НИФТИ ННГУ А. В. Неждановым.

Измерение электрических параметров структур проводилось д.ф.-м.н., проф. А. В. Кудриным (Кафедра физики полупроводников, электроники и нанозлектроники Физического факультета ННГУ) и к.ф.-м.н. с.н.с. Лаборатории

мемристорной наноэлектроники НОЦ «Физика твердотельных структур» ННГУ А. И. Беловым, ведущим инженером НИФТИ ННГУ Н.А. Алябиной.

Исследование спектров фоточувствительности фотодиодов – к.ф.-м.н., доц. Кафедры физики полупроводников, электроники и наноэлектроники Физического факультета ННГУ Н. С. Волковой под руководством к.ф.-м.н., доц. Кафедры физики полупроводников, электроники и наноэлектроники Физического факультета ННГУ А. П. Горшкова, а их обсуждение автором - совместно с д.ф.-м.н. в.н.с НИФТИ ННГУ, проф. Д.О. Филатовым.

Измерение характеристик оптоэлектронных пар выполнено ведущим инженером. НИФТИ ННГУ А.Н. Шушуновым и зав. лаборатории НИФТИ ННГУ А.В. Корнауховым

Облучение исследуемых образцов проводилось на моделирующих установках ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» под руководством сотрудника ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» ИЯРФ Л.Е. Довбыша.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Объем диссертации составляет 150 страниц, включая 47 рисунков, 6 таблиц, список цитируемой литературы, который содержит 135 наименований, и список публикаций автора по теме диссертации.

Глава 1. Гетероструктуры с самоформирующимися наноструктурами GeSi/Si(001) и эпитаксиальными слоями германия: получение и свойства.

Обзор литературы

1.1 Методы выращивания гетероструктур с самоформирующимися наноструктурами GeSi/Si(001) и эпитаксиальными слоями германия

Эпитаксией принято называть процесс ориентированного роста кристаллического материала на поверхности монокристаллической подложки, которая служит затравкой и определяет пространственную ориентацию формируемой структуры [23]. В зависимости от соотношения материалов подложки и осаждаемого слоя различают два основных типа эпитаксии: гомоэпитаксию (идентичные материалы) и гетероэпитаксию (разнородные материалы). Последний случай имеет место при выращивании ЭС германия или твёрдого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ на подложке кремния.

Система Ge–Si представляет особый интерес для полупроводниковой физики и технологии благодаря способности образовывать непрерывный ряд твёрдых растворов $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ во всём диапазоне концентраций ($0 \leq x \leq 1$), кристаллизующихся в структурном типе алмаза (пространственная группа $Fd3m$). Однако при температуре 300K постоянные решётки кремния ($a_{\text{Si}} = 0,357 \text{ нм}$) и германия ($a_{\text{Ge}} = 0,357 \text{ нм}$) отличаются примерно на 4,2 %, что приводит к значительному решёточному несоответствию между материалами [24]. Это обстоятельство играет ключевую роль в формировании структуры и дефектности гетерослоёв, особенно при их эпитаксиальном росте на Si(001)-подложках.

Процессы зарождения и роста самоформирующихся наноструктур GeSi/Si(001) в сильно решёточно-несогласованных системах описываются общими закономерностями поверхностной морфологии. Однако система GeSi/Si(001) обладает рядом особенностей, связанных с изменением формы, состава и пространственной организации наноструктур в ходе роста. Для формирования гетероструктур GeSi/Si применяются следующие технологические методы:

- молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ);
- газофазная эпитаксия (ГФЭ);
- МЛЭ из газофазных источников (ГФМЛЭ).

Ниже рассматриваются особенности указанных методов, используемых для получения гетероструктур Ge(Si)/Si(001).

Молекулярно-лучевая эпитаксия. Молекулярно-лучевая эпитаксия является одним из наиболее распространённых методов в фундаментальных исследованиях полупроводниковых гетероструктур. Этот метод развился из классических технологий термического напыления в условиях глубокого вакуума [25]. Особенностью МЛЭ является возможность создания эпитаксиальных слоёв с атомарной точностью по толщине, обеспечивая высокую степень контроля за профилем легирования, резкостью гетерограниц и однородностью состава. Рост осуществляется в условиях сверхвысокого вакуума (СВВ), где базовое давление остаточных газов составляет менее 10^{-9} торр, что минимизирует загрязнение осаждаемого материала примесями.

В установках МЛЭ используются источники молекулярных пучков, чаще всего эффузионные ячейки Кнудсена [26], в которых испаряемые элементы (например, германий или кремний) нагреваются до температур испарения. Из-за высокой температуры плавления кремния ($1410\text{ }^{\circ}\text{C}$) и германия ($937\text{ }^{\circ}\text{C}$) для их испарения часто применяют электронно-лучевые нагреватели или сублимационные источники [27].

Преимуществами МЛЭ являются:

- возможность получения структур высокого кристаллического качества;
- прецизионное управление толщиной и составом слоёв в процессе роста;
- возможность формирования сложных гетероструктур с заданными функциональными свойствами.

Однако метод имеет и недостатки:

- низкая производительность (скорость роста ~ 1 монослой/с) и связанная с этим высокая стоимость выращенных структур;
- трудности в выращивании однородных по толщине эпитаксиальных слоев на подложках большой площади.

Газофазная эпитаксия.

Технология газофазной эпитаксии более широко используется в промышленном производстве полупроводниковых структур благодаря своей относительной простоте, высокой производительности и экономической эффективности [28].

В ГФЭ компоненты осаждаемого материала доставляются к поверхности подложки в виде летучих соединений, которые разлагаются или вступают в

химическую реакцию на нагретой поверхности. Например, кремния из моносилана SiH_4 происходит по реакции:



Для эффективного протекания этой реакции необходимы высокие температуры подложки ($T_g \approx 1000^\circ\text{C}$), поскольку энергия связи Si–H составляет около 3,77 эВ/атом.

К основным преимуществам ГФЭ относятся:

- высокая скорость роста;
- возможность получения крупногабаритных структур;
- сравнительно низкая себестоимость производства.

Однако у метода есть и существенные ограничения:

- высокая температура роста усиливает процессы диффузии и перемешивания, что не позволяет получать методом ГФЭ столь же резкие концентрационные гетеропереходы, как в методе МЛЭ;

- использование летучих и высокотоксичных реагентов (например, PH_3 , AsH_3 , B_2H_6) требует строгого соблюдения мер безопасности;

- трудности в контроле легирования и однородности состава.

По уровню давления газовой смеси в реакторе различают:

- ГФЭ при атмосферном давлении;
- ГФЭ при пониженном давлении ($1 \dots 10^2$ торр);
- ГФЭ при низком давлении ($10^{-4} \dots 10^{-2}$ торр).

Легирование в рамках ГФЭ обычно осуществляется добавлением соответствующих газообразных примесей в рабочую смесь. Однако эта операция сопряжена с рисками, связанными с нестабильностью, токсичностью и взрывоопасностью применяемых веществ.

Исследования, посвящённые росту слоёв $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ методом ГФЭ, значительно уступают по объёму аналогичным работам, выполненным методом МЛЭ [29, 30, 31, 32, 33]. Тем не менее, уже накоплен достаточный опыт для анализа влияния температуры роста и состава раствора на кинетику формирования и структурные характеристики получаемых слоёв.

Молекулярно-лучевая эпитаксия из газофазных источников.

Развитием традиционной молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) является метод газофазной молекулярно-лучевой эпитаксии (ГФМЛЭ), который существенно расширяет возможности выбора как веществ-источников основных

компонентов эпитаксиальных слоёв, так и носителей легирующих примесей [34]. Основным отличием данного подхода от классической МЛЭ является использование в качестве источников прецизионных клапанов-натекателей с сопловым устройством, через которые на поверхность подложки направляются молекулярные пучки летучих соединений.

В технологии выращивания GeSi/Si наиболее часто применяются следующие газовые прекурсоры: моносилан (SiH_4), дисилан (Si_2H_6), герман (GeH_4) и дигерман (Ge_2H_6). В ряде случаев реализуется комбинированный подход, при котором одновременно используются как твёрдофазные, так и газофазные источники в одной установке. Такой способ позволяет добиться более широкого контроля над составом и свойствами растущих слоёв.

Одним из ключевых преимуществ ГФМЛЭ перед классической МЛЭ является возможность оперативного управления потоками осаждаемых компонентов путём переключения соответствующих клапанов-натекателей. Это обеспечивает высокую гибкость технологического процесса и упрощает формирование сложных гетероструктур.

Однако у данного метода имеются и ограничения. Как и в случае традиционной газофазной эпитаксии, для эффективного разложения газовых прекурсоров необходимы повышенные температуры подложки T_g , по сравнению с классической МЛЭ. Это обстоятельство затрудняет получение чётких концентрационных переходов между слоями за счёт усиления диффузионных процессов. Кроме того, на поверхности растущего слоя могут происходить процессы пассивации ненасыщенных связей атомарным водородом, что увеличивает подвижность адсорбированных частиц и радикалов, влияя на кинетику роста и морфологию поверхности. Также стоит отметить, что скорости роста в ГФМЛЭ, как правило, ниже, чем в ГФЭ, и близки к типичным значениям для МЛЭ.

Комбинированный метод сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии кремния и газофазной эпитаксии германия при низком давлении.

Для преодоления указанных ограничений и достижения совместимости с технологиями монолитной интегральной электроники был разработан гибридный метод, объединяющий сублимационную молекулярно-лучевую эпитаксию кремния (СМЛЭ) и газофазную эпитаксию германия при низком давлении (ГФЭ) [35].

В рамках этого подхода кремниевые слои осаждаются из сублимационного источника, тогда как германиевый компонент подаётся в виде германа (GeH_4), напускаемого в ростовую камеру. Парциальное давление GeH_4 обычно составляет ($10^{-4} - 10^{-2}$) торр, что обеспечивает контролируемое разложение газа на поверхности подложки.

Преимущества такого комбинированного подхода заключаются в следующем. Как известно, традиционная газофазная эпитаксия кремния требует высоких температур роста ($\sim 1000^\circ\text{C}$), обусловленных значительной энергией связи Si-H ($\sim 3,77$ эВ/атом). В то же время энергия связи Ge-H существенно меньше, что позволяет проводить осаждение германия из GeH_4 при более низких температурах T_g от 500°C до 800°C . Однако при последующем заращивании сформированных nanoостровков GeSi/Si методом ГФЭ снова требуется повышение температуры до $\sim 1000^\circ\text{C}$, что может привести к изменению их формы и состава вследствие термически активированной взаимодиффузии германия и кремния. Использование сублимационного источника кремния позволяет осуществлять заращивание островков GeSi при значительно более низких температурах (до 400°C). Это открывает возможность создания приборных p-n структур, содержащих массивы самоформирующихся nanoостровков GeSi , совместимых с современными кремниевыми технологиями и допускающими монолитную интеграцию в интегральные схемы (ИС).

В работе [36] были выращены p-i-n структуры с nanoостровками GeSi методом СМЛЭ-ГФЭ. На их основе созданы меза-диоды, исследованы спектры их электролюминесценции и фоточувствительности, что подтверждает практическую применимость данного метода в оптоэлектронике.

Если во время напуска GeH_4 сублимационный источник кремния не отключается, то, учитывая, что его температура T_s , которая составляет от 1200°C до 1300°C , намного превышает температуру подложки T_g , пиролиз GeH_4 происходит преимущественно на поверхности нагретого кремниевого стержня. Таким образом, на подложку поступает поток уже частично разложенной и гомогенизированной смеси атомов кремния и германия.

Такой подход позволяет:

- достичь высокой однородности состава твёрдого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ по поверхности подложки;
- минимизировать процессы сегрегации германия;
- повысить резкость гетерограниц Si/GeSi .

Соотношение концентраций германия и кремния в растущем слое можно регулировать за счёт изменения температуры сублимационного источника T_s и парциального давления GeH_4 p_g , что делает метод высокоадаптивным и управляемым.

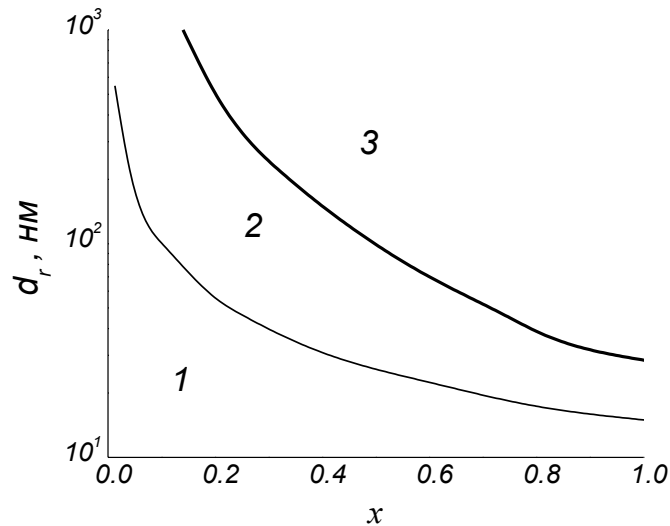
Этот метод был предложен в НИФТИ ННГУ им. Н. И. Лобачевского [35] и представляет собой развитие так называемого метода газофазного осаждения с разложением моногермана на горячей нити [37, 38]. В указанном методе атомарные пучки осаждаемых материалов формируются в результате каталитического разложения газовых прекурсоров (например, SiH_4 и GeH_4) на поверхности тугоплавкой металлической проволоки (чаще всего вольфрамовой или танталовой), нагреваемой электрическим током.

В работе [38] подробно исследованы особенности роста эпитаксиальных слоёв GeSi данным методом, что позволило получить качественные данные о зависимости структурных и электрофизических характеристик от параметров процесса.

1.2 Механизмы роста и свойства самоформирующихся наноструктур GeSi/Si(001)

1.2.1. Механизмы зарождения и роста самоформирующихся наноструктур GeSi/Si(001) в процессе эпитаксиального наращивания

Механизм зарождения наноструктур GeSi/Si(001) . Гетероструктуры с самоформирующимися наноструктурами GeSi/Si(001) обычно получают методом эпитаксиального наращивания слоя германия на кремниевую подложку Si(001) . Ключевым параметром при гетероэпитаксии является соотношение постоянных решётки ЭС a и подложки a_s . При значительном несоответствии этих параметров ($\Delta a/a > 4\%$ для системы Ge/Si) псевдоморфный ЭС оказывается растянутым или сжатым в плоскости роста. Когда толщина ЭС превышает некоторое критическое значение d_r , начинается образование дислокаций несоответствия. Значение определяется величиной энергетического барьера образования дислокации (~ 5 эВ для системы GeSi/Si(001) [39]) и зависит от концентрации германия x в твёрдом растворе $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ (в соответствии с рисунком 1). С увеличением толщины d_r дальнейшая релаксация упругих напряжений происходит за счёт постепенного накопления новых дислокаций несоответствия.



1 — область псевдоморфного роста; 2 — метастабильная область; 3 — область образования дислокаций

Рисунок 1 — Зависимость критической толщины образования дислокаций несоответствия d_r для ЭС $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ от x [40]

Другим механизмом релаксации упругих напряжений является переход от слоевого роста к формированию трёхмерных наноструктур, известным как механизм Странски–Крастанова [41]. На начальной стадии первые несколько монослоёв германия на подложке Si(001) растут псевдоморфно, по механизму ван-дер-Мерве, формируется так называемый смачивающий слой. Однако из-за значительного различия в параметрах решётки германия и кремния в слое германия накапливаются упругие напряжения сжатия. По мере увеличения толщины смачивающего слоя до критической величины d_{WL} происходит срыв слоевого роста, и начинается формирование когерентных наноструктур. При этом упругие напряжения растяжения локализуются вблизи вершин островков, а упругие напряжения сжатия сосредоточены у границы островка и смачивающего слоя: на рисунке 2 представлена схема расположения атомных плоскостей (011) в пирамидальном островке Ge/Si(001). Такое перераспределение упругих напряжений способствует снижению общей свободной энергии системы «подложка — смачивающий слой — островки», что делает процесс формирования островков энергетически выгодным.

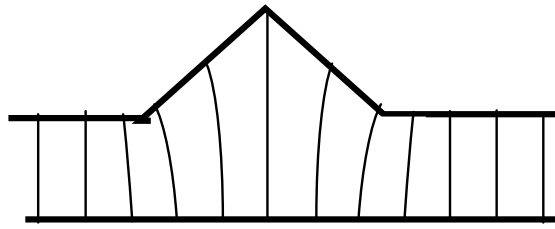


Рисунок 2 – Схема расположения атомных плоскостей (011) в пирамидальном островке Ge/Si(001)

Критическая толщина перехода от слоевого роста к трехмерному зародышеобразованию d_{WL} зависит как от концентрации германия x , так и от условий роста. Для системы Ge/Si(001) значение d_{WL} уменьшается от ≈ 5 МС ($\approx 0,7$ нм) до ≈ 3 МС ($\approx 0,42$ нм) при повышении температуры подложки T_g от плюс 500°C до плюс 800°C [42]. Это связано с тем, что увеличение температуры усиливает поверхностную диффузию атомов германия, что способствует более быстрому формированию трехмерных зародышей.

Стоит отметить, что современная литература часто интерпретирует механизм Странски-Крастанова как процесс самоформирования бездефектных наностроек на бездислокационной поверхности (когерентный рост). Однако в оригинальной работе И. Странски и Л. фон Крастанова [43] описано образование островков в местах выхода дислокаций несоответствия на растущую поверхность. В этих областях происходит локальное изменение параметра решетки, что снижает рассогласование между кристаллическими решетками пленки и подложки. Это приводит к локальному уменьшению химического потенциала в зоне образования дислокации, способствуя диффузии осаждаемого материала в данную область и формированию над дислокацией трёхмерного зародыша.

Выбор конкретного механизма релаксации упругих напряжений в эпитаксиальной системе определяется величиной относительного рассогласования параметров решетки $\Delta a/a$ и условиями роста [44]. Релаксация упругих напряжений за счет образования дислокаций преобладает при $x < 0,5$, а формирование островков становится основным механизмом при $x > 0,5$. Граничное значение x , при котором происходит переход между указанными механизмами, зависит от условий роста.

Трансформация формы и состава островков в процессе роста. После начала образования островков каждый зародыш растёт свободно, принимая огранку, которая определяется минимумом свободной энергии системы

"подложка — смачивающий слой — островки". Для каждого конкретного объёма островков характерна своя форма, соответствующая минимуму свободной энергии, а также определенные расстояния между островками и их поверхностная плотность N_s .

В процессе эпитаксиального роста Ge/Si(001) наблюдается последовательная эволюция формы наноструктур с увеличением их объёма. Геометрические параметры наноструктур обычно характеризуют их средней высотой H и средним латеральным размером по основанию D (на уровне $0,1H$ над плоскостью смачивающего слоя) [45]. На поверхности Si(001) возможно сосуществование различных типов островков на разных стадиях роста. Особенностью этой поверхности является уникальная возможность выращивания бездислокационных островков, что делает ее предпочтительной для формирования самоорганизованных структур.

Сразу после перехода от слоевого роста к трехмерному образуются наноструктуры с прямоугольным основанием, известные как hut-островки (от *англ.* hut — четырехскатная крыша) [46]. Эти островки огранены плоскостями (105) и имеют характерное отношение длин сторон основания 3:1 (рисунок 3а), с углом между основанием и гранью около 11° . В плоскости подложки их основания ориентированы вдоль направлений $\langle 100 \rangle$. Кроме того, формируются пирамидальные островки (pyramid-островки), также огранённые плоскостями (105), но имеющие квадратное основание. Оба типа островков являются упруго напряженными и указанная огранка соответствует минимуму свободной энергии в системе «островок — подложка», учитывающая как упругую, так и поверхностную энергию. С увеличением номинальной толщины осаждённого слоя германия d_{Ge} , латеральные размеры островков растут от 0 до $\sim (100 \dots 120)$ нм. При этом форма островков остается практически неизменной, в частности, аспектное отношение $A_R = H/D \approx 1:10$. Одновременно возрастает упругая энергия системы «островки — смачивающий слой — подложка».

Релаксация упругих напряжений в hut- и pyramid-островках может происходить по нескольким механизмам:

1) формирование дислокаций несоответствия. Изначально, при $d_{Ge} \approx d_{WL}$, образовавшиеся островки сравнительно малых размеров остаются когерентными с подложкой и не содержат дислокаций. Однако по мере увеличения объёма островков упругая энергия достигает критического уровня, после которого

дальнейшая релаксация через концентрацию напряжений у основания и вершин островков становится невозможной. Дальнейший рост сопровождается образованием дислокаций несоответствия.

2) трансформация в dome-островки. При $d_{\text{Ge}} = (5,5...7)$ МС (в зависимости от температуры подложки T_g и других условий роста) происходит переход hut- и pyramid-островков в так называемые куполообразные или dome-островки (от *англ.* dome — купол, рисунок 3б [47]).

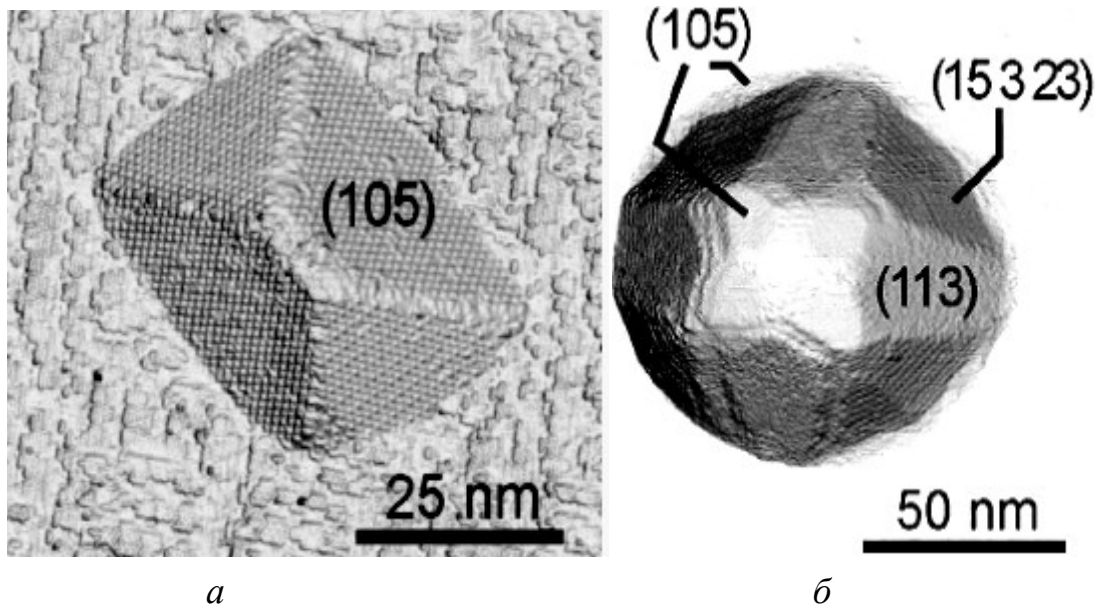


Рисунок 3 – Изображения: *а* — СВВ СТМ hut-островка германия на поверхности смачивающего слоя Ge(001) (реконструкция 2×1) на подложке Si(001) [46]; *б* — АСМ изображение единичного dome-островка $\text{Ge}_{0,6}\text{Si}_{0,4}/\text{Si}(001)$ [47]

Эти островки имеют форму купола с аспектным соотношением $A_R \approx 1:5$. Такой переход энергетически выгоден, поскольку энергия упругих напряжений куполообразного островка ниже, чем пирамидального того же объёма. До полного преобразования всех островков в dome-форму они демонстрируют бимодальное распределение по размерам. Латеральные размеры куполообразных островков имеют малый разброс $\sigma_D < 10\%$ при средней высоте $H \approx 20$ нм, среднем латеральном размере $D \approx 100$ нм и поверхностной плотности $N_s \sim 10^9 \text{ см}^{-2}$.

3) упорядочение в систему однородных dome-островков. При $d_{\text{Ge}} \approx 10$ МС завершается переход hut- и pyramid-островков в куполообразные, и на поверхности формируется система однородных dome-островков, частично упорядоченных в плоскости подложки. Рекордные значения однородности по

размерам ($\sigma_D \approx \sigma_H \approx 6\%$) были получены при $T_g \approx 700$ °C, $d_{Ge} \approx 10,3$ МС [48]. Столь малый разброс островков по размерам связан с энергетическим барьером зарождения дислокации в островке [49]. Материал dome-островков является частично релаксированным, с относительной упругой деформацией в dome-островках $\varepsilon_{rel} = (0,8...0,9)$ (по сравнению с полностью псевдоморфным материалом), в зависимости от условий роста [50].

4) слияние островков и формирование слоя Ge_xSi_{1-x} . При дальнейшем увеличении d_{Ge} упругая релаксация становится невозможной, плотность дислокаций в островках и их размеры быстро растут. Островки начинают сливаться между собой, образуя слой Ge_xSi_{1-x} с неровной поверхностью и высокой концентрацией дислокаций.

Закономерности роста и трансформации самоформирующихся островков GeSi/Si(001), полученных комбинированным методом СМЛЭ кремния и ГФЭ германия, обладают рядом специфических особенностей [17]. Основным фактором, влияющим на морфологию островков, являются процессы переконденсации или оствальдовского созревания [51], которые определяют динамику изменения размеров и плотности островков в ходе роста. Для описания процесса оствальдовского созревания в массиве наноструктур на поверхности подложки может быть применена модель Лифшица—Слэзова—Вагнера (ЛСВ) [52]. Эволюция системы зародышей на поверхности подложки определяется эффектом Гиббса-Томсона [53, 54], согласно которому радиус островка r изменяется со временем t по уравнению:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{r} \left(\frac{1}{r_c} - \frac{1}{r} \right), \quad (2)$$

где r_c — критический радиус зародыша. В соответствии с этим уравнением островки с $r < r_c$ растворяются, в то время как островки с $r > r_c$ растут за счет диффузии материала из растворяющихся малых островков. Таким образом, система стремится к минимуму свободной энергии через увеличение среднего размера островков и уменьшение их поверхностной плотности.

В работе [55] модель ЛСВ была успешно применена для описания процесса формирования super-dome островков GeSi/Si(001) в процессе послеростового отжига. Рассматривались поверхностные островки GeSi/Si(001), находящиеся в равновесии с двумерным газом адатомов германия, диффундирующих по поверхности подложки. При этом, островки малых размеров, характеризующиеся

более высокой кривизной границы контакта со смачивающим слоем, постепенно растворяются, а большие островки растут за счет диффузии материала из растворяющихся меньших островков.

На рисунке 4 представлены экспериментальные зависимости средней высоты H , среднего латерального размера D и поверхностной плотности N_s самоформирующихся островков GeSi/Si(001), выращенных комбинированным методом СМЛЭ кремния и ГФЭ германия при различных значениях температуры подложки T_g и давления германа GeH₄ в ростовой камере p_g , от времени напуска германа GeH₄ в ростовую камеру t_g [56].

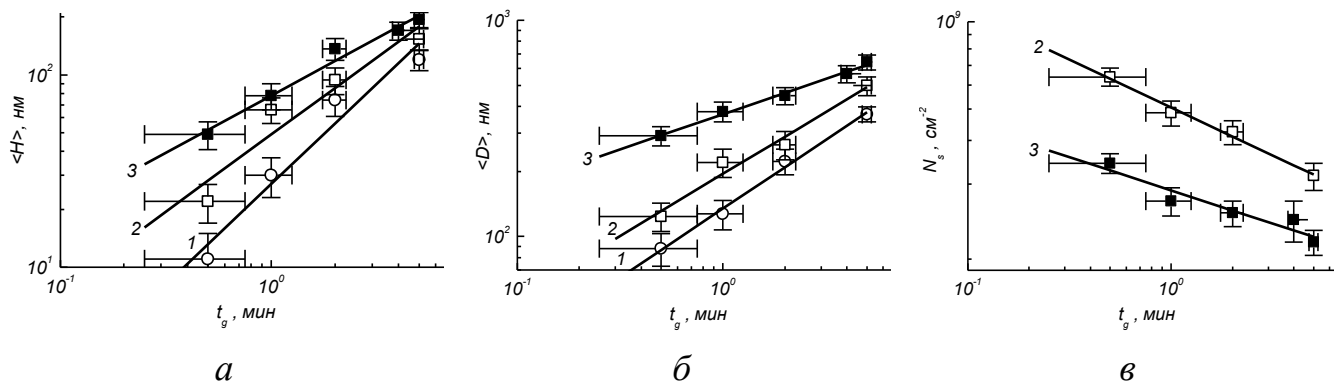


Рисунок 4 – Зависимости средней высоты H (а), среднего размера D (б) и поверхностной плотности N_s (в) самоформирующихся островков GeSi/Si(001), выращенных комбинированным методом СМЛЭ кремния и ГФЭ германия, от времени напуска GeH₄ в ростовую камеру t_g .

Температура подложки, °C: 1, 2 — 700; 3 — 800.

Давление GeH₄ в ростовой камере p_g , 10^{-4} торр: 1 — 5,0; 2, 3 — 9,0 [56]

Представленные зависимости могут быть аппроксимированы степенными функциями вида $y(x) = Ax^b$. Это указывает, что в процессе СМЛЭ-ГФЭ оствальдовское созревание происходит непосредственно в процессе роста островков, хотя, как было установлено в [17], зарождение островков GeSi/Si(001) в процессе СМЛЭ-ГФЭ происходит по механизму Странски-Крастанова, как и в процессе МЛЭ. При этом, пока островки остаются упруго-напряжёнными, упругое взаимодействие островков с подложкой препятствует переконденсации [57]. Однако, по мере того как всё больше островков становится частично релаксированными, упругое взаимодействие с подложкой оказывает всё меньшее влияние на рост островков, и дальнейшая эволюция ансамбля островков происходит по механизму, сходному с механизмом ЛСВ. Характерными

признаками оствальдовского созревания является увеличение среднего размера, и уменьшение плотности островков с течением времени по степенному закону [51]. В модели ЛСВ $\langle D \rangle(t) \propto t^{1/2}$, $N_s(t) \propto t^{-3/2}$ [52].

Анализ зависимостей морфологических параметров наноструктур GeSi/Si(001), выращенных комбинированным методом СМЛЭ и ГФЭ, показывает их согласованность с теоретическими моделями роста. Для зависимостей $D(t_g)$ и $H(t_g)$, представленных на рисунке 4 а и б показатель степени близок к $1/2$. Это согласуется с моделью ЛСВ, описывающей оствальдовское созревание. Однако зависимости поверхностной плотности островков $N_s(t_g)$, приведённые на рисунке 4в, демонстрируют более медленное уменьшение N_s с увеличением времени напуска германа t_g , чем это предсказывается моделью ЛВС ($-0,39 < b < -0,27$). Тем не менее, общие закономерности эволюции морфологии островков с увеличением количества осажденного материала аналогичны тем, которые наблюдались при выращивании самоформирующихся островков GeSi/Si(001) методом ГФЭ при низком давлении [58].

При выращивании островков GeSi/Si(001) методом СМЛЭ-ГФЭ при толщине осажденного слоя германия $d_{Ge} > 10$ МС [45], наблюдается трансформация кулопообразных (dome) островков в релаксированные островки, островки, имеющие форму полуоктаэдров, ограниченных плоскостями (101) (рисунок 5).

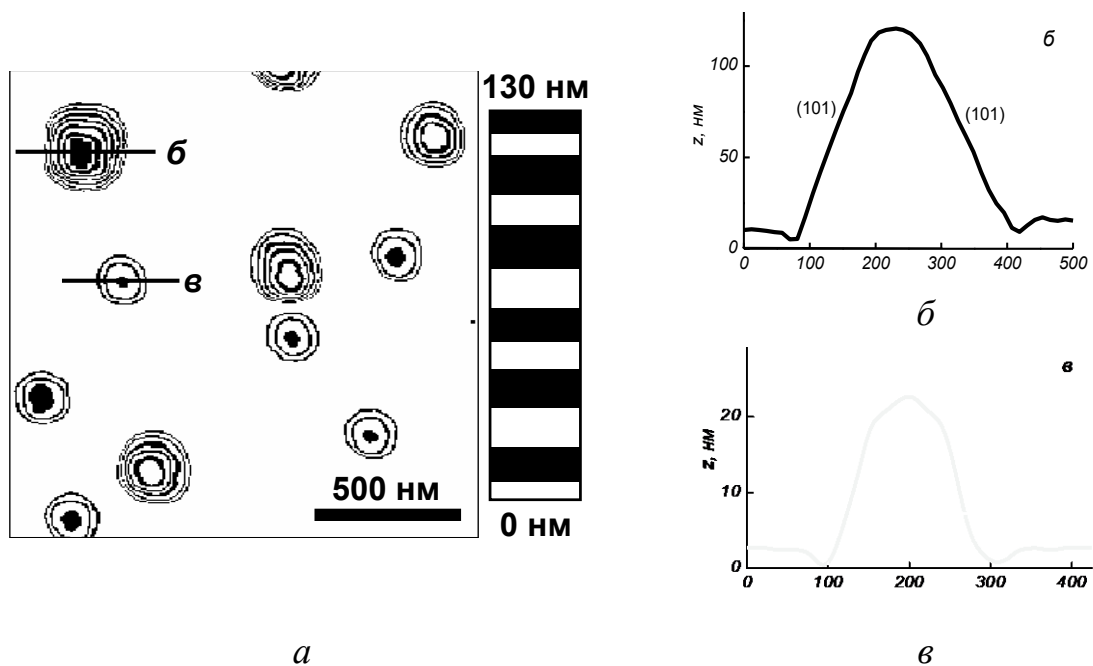


Рисунок 5 – АСМ изображение (а) и профили (б, в) островков GeSi/Si(001).

$$T_g = 700 \text{ } ^\circ\text{C}, p_g = 9 \cdot 10^{-4} \text{ торр}, t_g = 2 \text{ мин} (d_{Ge} \approx 27 \text{ МС}) [45]$$

Формирование подобных островков также наблюдалось в процессе послеростового отжига поверхностных наноструктур GeSi/Si(001), выращенных методом МЛЭ [55]. Такие островки имеют латеральные размеры D от 150 до 300 нм и значительно меньшую поверхностную плотность $N_s \sim 10^8 \text{ см}^{-2}$. Их огранка определяется тем, что материал островков в значительной степени релаксирован. В результате влияние упругих напряжений, индуцированных со стороны подложки, на свободную энергию становится незначительным по сравнению с когерентными островками. Это приводит к тому, что островки принимают форму полуоктаэдра, которая является одной из простых форм структуры алмаза.

Общей тенденцией трансформации формы наноструктур GeSi/Si(001) в ходе роста является увеличение A_R с увеличением толщины осажденного слоя германия d_{Ge} (для pyramidal-островков $A_R \approx 1:10$, для dome-островков $A_R \approx 1:5$, для релаксированных островков $A_R \approx 1:2$). Увеличение A_R является одним из механизмов релаксации упругих напряжений [59]. На рисунке 6 представлены зависимости среднего значения $\langle A_R \rangle$ для поверхностных островков GeSi/Si(001) в ГС, выращенных комбинированным методом СМЛЭ – ГФЭ при температурах подложки $T_g = 700^\circ\text{C}$ и $T_g = 800^\circ\text{C}$, от времени напуска германа t_g .

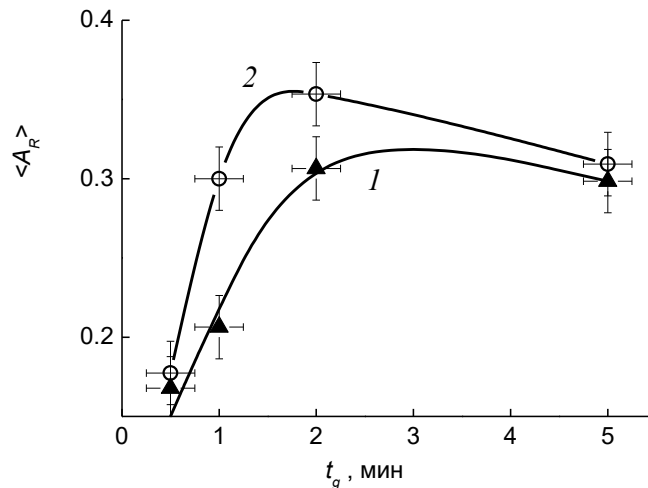


Рисунок 6 – Зависимость среднего значения аспектного отношения $\langle A_R \rangle$ поверхностных самоформирующихся островков GeSi/Si(001) в ГС, выращенных комбинированным методом СМЛЭ – ГФЭ, от t_g . T_g , $^\circ\text{C}$ 1 — 700, 2 — 800 [16]

Среднее значение $\langle A_R \rangle$ в ходе роста вначале увеличивается с ростом t_g , затем проходит через максимум и начинает уменьшаться. Увеличение $\langle A_R \rangle$ при $t_g > 1$ мин (соответствующее значение $d_{Ge} > 10$ МС) обусловлено трансформацией dome-островков в релаксированные островки. При дальнейшем увеличении t_g до (4...5) мин. островки начинают сливаться между собой, что приводит к скачкообразному увеличению их латеральных размеров D примерно в 2 раза, при этом средняя высота H практически не меняется. Это вызывает уменьшение $\langle A_R \rangle$.

Отличительной особенностью релаксированных островков GeSi/Si(001), выращенных комбинированным методом СМЛЭ–ГФЭ является значительная дисперсия по размерам: $\sigma_D/D \approx \sigma_H/H = (0,2...0,3)$ [16]. Это значительно превышает типичные значения для dome-островков, полученных методом МЛЭ ($\approx 6\%$ [48]). Различие объясняется тем, что после начала формирования дислокаций несоответствия рост островков GeSi/Si(001) методом СМЛЭ–ГФЭ происходит в режиме ЛСВ. В этом режиме островки больших размеров растут быстрее островков меньших размеров, что приводит к увеличению дисперсии островков по размерам в ходе роста [16].

Трансформация состава материала наностроек в ходе роста.

На начальной стадии зарождения наностроек (pyramid- и hut-типа) их материал состоит из чистого германия. Однако по мере увеличения размеров строек их состав изменяется: кремний диффундирует из подложки в объём строек, образуя твердый раствор $Ge_xSi_{1-x}/Si(001)$. Этот процесс снижает упругую энергию системы за счет уменьшения рассогласования параметров решеток между стройками и подложкой [60]. В [61] методами рентгеновской дифракции и спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) установлено, что доля германия в материале dome-остроек уменьшается от 0,6 до 0,35 при увеличении T_g от 500 до 800°C. В [62] методом растровой Оже-микроскопии (РОМ) исследован состав материала индивидуальных наностроек и его распределение по объёму строек (с использованием ионного травления). Диаметр электронного зонда составлял ~ 10 нм. Было установлено наличие на поверхности строек $Ge_xSi_{1-x}/Si(001)$, выращенных методом СМЛЭ–ГФЭ, слоя, обогащённого германием. Такое распределение германия по объёму строек энергетически выгодно с точки зрения релаксации упругих напряжений и, соответственно, снижения свободной энергии в системе

«островок-подложка». Среднее значение концентрации германия x в объёме островков, выращенных при $T_g = 800$ °С, составляет (30 ± 10) % ат. Это указывает на значительное проникновение кремния из подложки в материал островков, что снижает упругие напряжения в системе.

В [19] методом конфокальной рамановской микроскопии (КРМ) с пространственным разрешением ~ 100 нм были исследованы спектры КРС индивидуальных наноструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$, выращенных методом СМЛЭ-ГФЭ при температурах подложки T_g от 700 °С до 800 °С. Установлено, что при $T_g = 700$ °С среднее значение $\langle x \rangle$ уменьшается от $(0,45 \pm 0,05)$ до $(0,30 \pm 0,05)$ с увеличением времени напуска германа t_g от 0,5 мин до 5 мин. Это связано с диффузией кремния из подложки в объём островков в ходе роста. При $T_g = 800$ °С среднее значение $\langle x \rangle$ снижается еще сильнее - от $(0,35 \pm 0,05)$ до $(0,20 \pm 0,05)$. Таким образом, увеличение температуры подложки и времени роста способствует более интенсивной диффузии кремния в материал островков, что приводит к уменьшению концентрации германия x .

Диффузия кремния из подложки в материал островков увеличивает ширину запрещённой зоны E_g , а, следовательно, и энергию основных межзонных переходов в островках E_0 . Это ограничивает спектральную чувствительность фотоприемников на базе наноструктур $\text{GeSi}/\text{Si}(001)$. Для малых островков (H меньше 10 нм) красная граница спектра ФЧ λ_0 дополнительно ограничена эффектом размерного квантования. Чтобы получить практически значимый сдвиг λ_0 в инфракрасную область, необходимо выращивать островки $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ с повышенными значениями концентрации германия x и высоты H (больше 10 нм), когда влияние размерного квантования на E_0 становится незначительным.

1.2.2. Энергетический спектр носителей заряда в самоформирующихся наноструктурах $\text{GeSi}/\text{Si}(001)$

Влияние упругих напряжений на энергетический спектр носителей заряда в самоформирующихся наноструктурах $\text{GeSi}/\text{Si}(001)$. При эпитаксиальном росте слоев твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ на кремниевой подложке псевдоморфный слой сжат в плоскости подложки, что приводит к его растяжению в перпендикулярном направлении для минимизации упругой энергии. Это снижение симметрии кристаллической решетки вызывает снятие вырождения зон

лёгких и тяжёлых дырок в точке Γ_8 (рисунок 7) [40]. В зоне проводимости кремния и германия имеется соответственно 6 и 8 эквивалентных долин, расположенных в точках Δ и L зоны Бриллюэна.

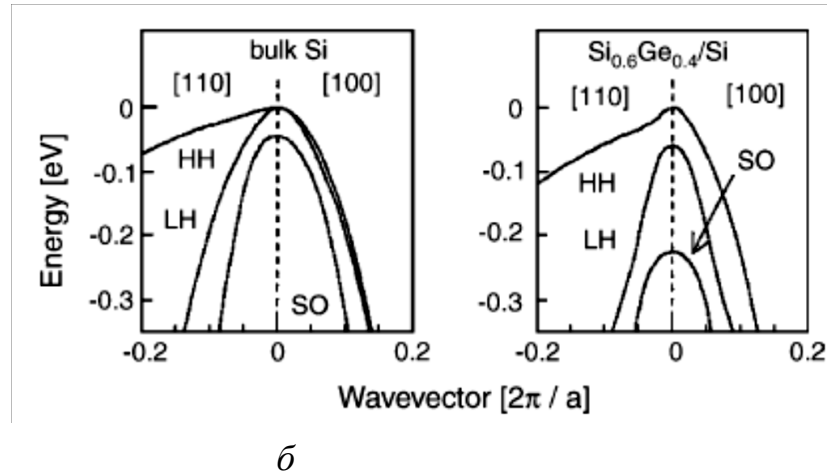


Рисунок 7 – Структура валентной зоны объёмного кремния (а) и напряженного твердого раствора $\text{Ge}_{0,4}\text{Si}_{0,6}/\text{Si}(001)$ (б) [40]

Для ненапряженных твердых растворов $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ при $x < 0,85$ глобальный минимум зоны проводимости соответствует Δ -долинам (как в кремнии), а при $x > 0,85$ — L -долинам (как в германии, рисунок 8).

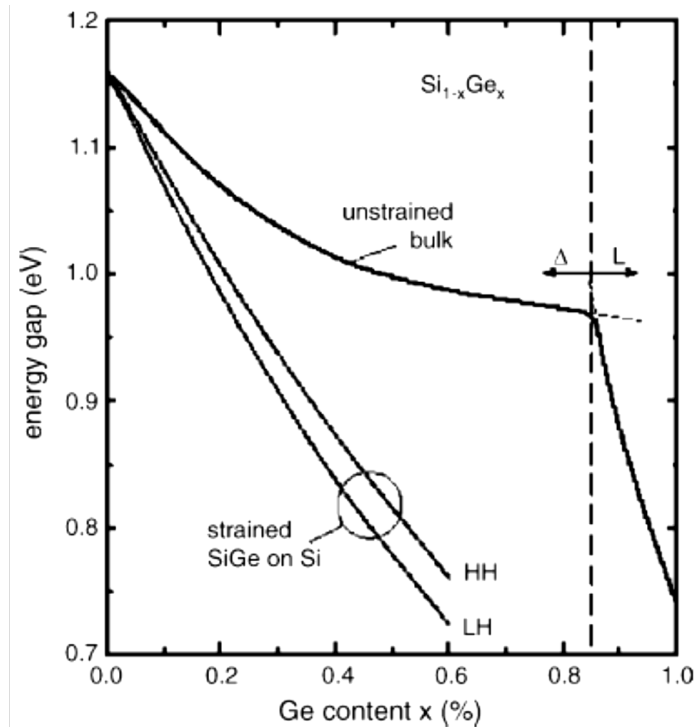


Рисунок 8 – Зависимость ширины запрещенной зоны ненапряженного твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ и напряженного псевдоморфного слоя $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ от x [40]

Упругая деформация приводит к снятию вырождения шести эквивалентных Δ -долин в зоне проводимости GeSi и образованию 2- и 4-кратно вырожденных долин. Двукратно вырожденные долины Δ_2 расположены выше по энергии Δ_4 -долин, образующих минимум зоны проводимости.

Согласование зон на гетерогранице наностроек GeSi с окружающей матрицей кремния. Наностройки GeSi/Si(001) традиционно рассматриваются как гетероструктуры II рода: островки GeSi представляют собой потенциальную яму для дырок и потенциальный барьер для электронов. Однако, ряд теоретических [63, 64] и экспериментальных [65, 66] исследований показывает, что при достаточно малых значениях x псевдоморфные слои $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ могут быть классифицированы как гетероструктуры I рода (т. е. потенциальная яма формируется как для дырок, так и для электронов). В работе [67] с использованием $k \cdot p$ метода в 30-зонной модели были проведены расчёты зонной структуры псевдоморфных слоев и dome-островков $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$. Для однородных слоёв установлено, что минимум зоны проводимости в GeSi образован долинами Δ_4 , которые при $x < 0,7$ находятся ниже по энергии, чем долины Δ_6 в слоях кремния. Таким образом, при $x < 0,7$ напряженные слои $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ являются гетероструктурами I рода. Максимальное положительное значение разрыва зон проводимости на границе GeSi/Si(001) ΔE_c достигается при $x \approx 0,4$ (≈ 30 мэВ). Для dome-островков $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ в [67] было обнаружено, что из-за неоднородной упругой деформации окружающей островков матрицы кремния, долина Δ_2 в окружающем островки материале вблизи вершин и оснований островков лежит ниже, чем долина Δ_4 в материале островка при любых $0 < x < 1$. Однако, и в этом случае величина ΔE_c не превышает нескольких мэВ.

В работе [68] методом туннельной АСМ экспериментально исследованы зависимости разрывов зоны проводимости и валентной зоны на гетерогранице островков GeSi/Si(001) на поверхности ГС, выращенных методом СМЛЭ–ГФЭ, от x при комнатной температуре 300 К. Установлено, что при $x < 0,45$ островки GeSi/Si(001) являются гетероструктурами I рода. Однако максимальное значение ΔE_c составляет ≈ 20 мэВ.

В гетероструктурах с самоформирующимися островками GeSi/Si(001) наблюдается загиб зон вблизи гетерограницы GeSi/Si, который создает

потенциальную яму для электронов и способствует их локализации вблизи гетерограниц. Этот эффект вызван двумя факторами:

1) неоднородная упругая деформация растяжения в кремнии вблизи вершины и основания островка. Под ее влиянием локальное значение ширины запрещенной зоны E_g кремния уменьшается по сравнению с объёмным значением. В этих областях также снимается вырождение долин в кремнии, и минимум зоны проводимости формируется долинами Δ_2 ;

2) кулоновский потенциал дырок, локализованных в GeSi.

Энергетическая диаграмма гетероструктуры с самоформирующимися островками $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ качественно представлена на вставке рисунка 9.

Основным межзонным оптическим переходом в таких структурах является переход из состояний вблизи потолка подзоны тяжелых дырок в валентной зоне $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ в электронные состояния вблизи дна Δ_2 долин в кремнии. Несмотря на пространственную разделенность электронов и дырок потенциальными барьерами на гетерогранице GeSi/Si, огибающие волновых функций как электронов, так и дырок отличны от нуля в соответствующих барьерах конечной высоты. Это обеспечивает перекрытие огибающих, что делает вероятность межзонных переходов, связанных с туннелированием стве через гетерограницу GeSi/Si, отличной от нуля. Такие переходы называются пространственно непрямыми. На рисунке 9 показана зависимость энергии таких переходов в псевдоморфных слоях $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ от x при 4,2 К (без учета эффекта размерного квантования) [69].

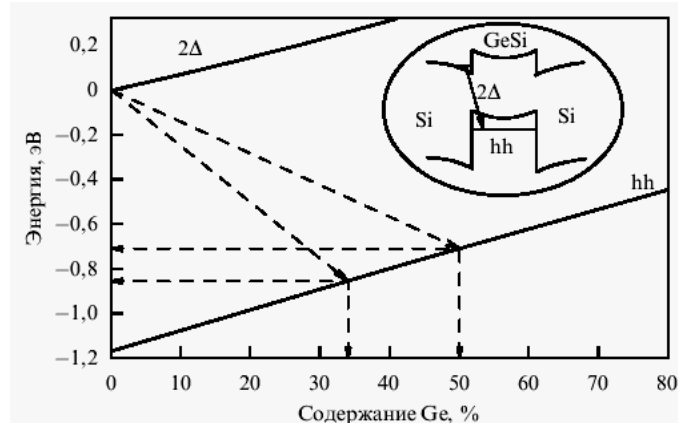


Рисунок 9 – Зависимость энергии минимума долины Δ_2 в зоне проводимости и потолка подзоны тяжелых дырок (hh) в псевдоморфных слоях $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ от содержания германия x (4,2 К) [69]. На вставке: энергетическая диаграмма гетероструктуры и пространственно не прямые излучательные оптические переходы

1.2.3 Оптические свойства гетероструктур с самоформирующимися наноструктурами GeSi/Si(001)

Анализ оптического поглощения в двухмерном массиве квантовых объектов, таких как самоформирующиеся наноструктуры GeSi/Si(001), требует адаптации традиционных моделей к условиям их пространственной организации. В случае, когда наноструктуры расположены в одной плоскости, перпендикулярной направлению распространения электромагнитной волны, использование объемного коэффициента поглощения α становится нецелесообразным из-за малой эффективной толщины активного слоя. В таких системах более адекватной характеристикой является безразмерный коэффициент поглощения β , определяемый как:

$$\beta = \frac{\Delta I}{I_0}, \quad (3)$$

где $\Delta I = I_0 - I_1$ – разность интенсивностей падающего I_0 и прошедшего через слой островков I_1 световых потоков.

Коэффициент β характеризует долю поглощенной энергии излучения на единицу площади и позволяет сравнивать эффективность поглощения в различных типах низкоразмерных систем.

Для количественной оценки β может быть использовано приближенное выражение, основанное на теории межзонных переходов в квантово-размерных структурах [70]:

$$\beta(h\nu) \sim \frac{e^2 N_s}{\pi v c \sqrt{\epsilon}} |M_{nm}|^2 |X_{nm}|^2 \delta(h\nu - E_{mn}), \quad (4)$$

где M_{nm} – объёмный матричный элемент оптического перехода между состояниями m (в валентной зоне) и n (в зоне проводимости);

E_{mn} – энергия межзонного перехода,

e – заряд электрона;

ν – частота падающего излучения;

c – скорость света;

ϵ – диэлектрическая проницаемость материала островков,

N_s – поверхностная плотность островков;

X_{mn} – интеграл перекрытия огибающих волновых функций электронных $\chi_n^e(\mathbf{r})$ и дырочных состояний $\chi_m^h(\mathbf{r})$ [71]:

$$X_{mn} = \int \chi_n^e(\mathbf{r}) \chi_m^h(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (5)$$

Интеграл X_{mn} отражает степень пространственного совпадения электронных и дырочных волновых функций и напрямую влияет на вероятность излучательных и безызлучательных переходов. Для наностроек GeSi/Si(001) величина X_{mn} оценивается как $\sim 0,1$ [72], что указывает на относительно слабое перекрытие, обусловленное пространственным разделением носителей в гетероструктурах второго рода.

С физической точки зрения, поведение квантовых точек GeSi/Si(001) при межзонном поглощении аналогично поведению глубоких примесных центров в полупроводниках. Это позволяет ввести понятие эффективного сечения захвата фотона σ_C [72], аналогично сечению поглощения для примесных уровней. Тогда коэффициент поглощения β можно выразить как:

$$\beta = \sigma_C N_s. \quad (6)$$

Это соотношение удобно для практической оценки чувствительности фотоприемников на основе наностроек. Для квантовых точек GeSi/Si(001) при энергии фотона $h\nu$, близкой к энергии основного межзонного перехода E_0 , эффективного сечения захвата фотона составляет $\sigma_C \approx 5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ [72]. При типичной поверхностной плотности островков $N_s = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ это дает значение $\beta \approx 5 \cdot 10^{-5}$, что соответствует экспериментально наблюдаемым уровням поглощения в ближнем инфракрасном диапазоне длин волн.

Таким образом, несмотря на относительно низкий коэффициент поглощения по сравнению с объемными материалами, наностройки GeSi/Si(001) представляют значительный интерес для создания кремниевой оптоэлектроники, работающей в ближнем ИК-диапазоне, особенно при условии оптимизации состава, размеров и упорядоченности массива островков, а также применения многослойных структур.

1.2.4 Фотоэлектрические свойства гетероструктур с самоформирующимися наностройками GeSi/Si(001)

Механизм фотоэлектрического преобразования в кремниевых $p-n$ структурах с наностройками GeSi/Si(001) в области межзонного оптического поглощения в самих островках представляет собой многостадийный процесс, включающий следующие ключевые этапы [73]:

1) оптическое поглощение и генерация электронно-дырочных пар в наноструктурах GeSi/Si(001) под действием возбуждающего излучения. Поскольку ширина запрещенной зоны материала островков меньше, чем у кремния, они способны эффективно поглощать излучение в ближнем инфракрасном диапазоне;

2) эмиссия фотовозбужденных носителей, преимущественно дырок, из потенциальной ямы наноструктура в окружающую кремниевую матрицу. Эта стадия является определяющей для квантовой эффективности фотоприменика, так как вероятность эмиссии зависит от энергетических барьеров, температуры и приложенного электрического поля;

3) диффузия неосновных носителей к p — n переходу. Если наноструктуры расположены в квазинейтральных областях (p - или n -слоях), носители достигают p — n перехода за счет диффузии. Однако если массив наноструктур встроен в область пространственного заряда p — n перехода, то данный этап отсутствует;

4) разделение электронов и дырок в электрическом поле p — n перехода, с последующим формированием фототока во внешней цепи.

Таким образом, эффективность фотоэлектрического преобразования определяется совокупностью факторов: спектральным поглощением в наноструктурах, эффективностью эмиссии носителей, скоростью их транспорта и степенью рекомбинации и на границах.

Наиболее распространенным методом исследования спектральных характеристик фоточувствительности гетероструктур GeSi/Si(001) при межзонном поглощении является спектроскопия тока короткого замыкания $I_{ph}(h\nu)$ или фотоЭДС холостого хода $V_{ph}(h\nu)$. В качестве объектов исследований обычно используются меза-структуры фотодиодов на основе кремниевой p — i — n гетероструктуры, в i -область которой встроен массив наноструктур GeSi (рисунок 10а). Зонная диаграмма такой структуры (рисунок 10б) иллюстрирует наличие потенциальной ямы для дырок в наноструктурах и наличие сильного электрического поля в i -области, способствующего быстрому разделению зарядов.

ВАХ такого фотодиода описывается основным уравнением p — n перехода [74]:

$$I(U) = I_s \left[\exp\left(\frac{eU}{qk_B T}\right) - 1 \right] - I_{ph}(h\nu), \quad (7)$$

где I_s — темновой ток насыщения,

q — заряд электрона,

U — напряжение смещения,

κ_B — постоянная Больцмана,

T — температура,

$I_{ph}(h\nu)$ — фототок, зависящий от энергии фотонов.

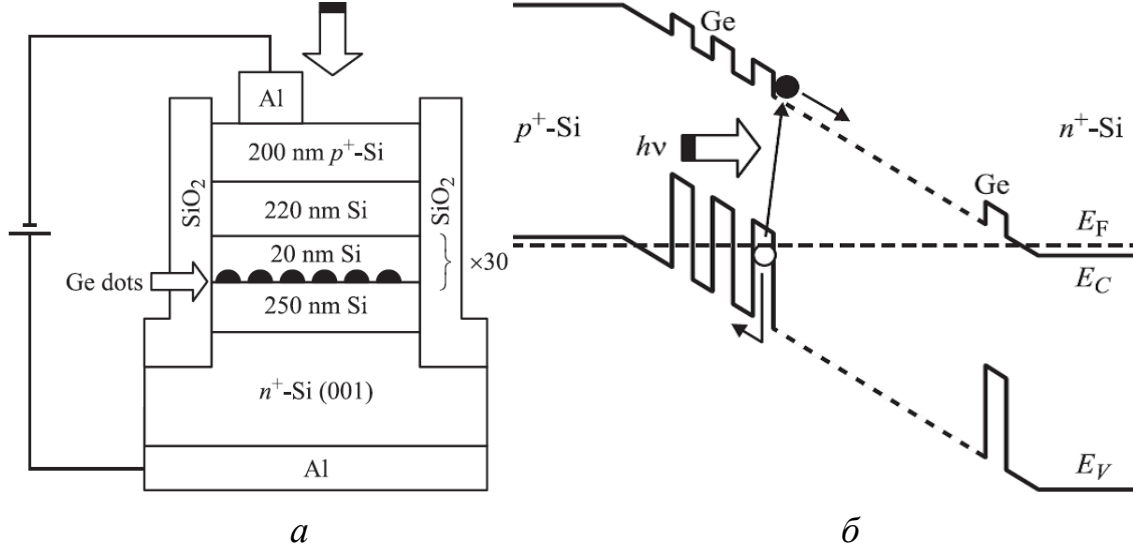


Рисунок 10 – Схема (а) и зонная диаграмма (б) меза-ФД на основе кремниевой $p-i-n$ структуры с 30-слойным массивом nanoостровков германия в i -области [75]

В свою очередь, фототок в спектральной области поглощения в массиве nanoостровков GeSi может быть выражен как

$$I_{ph}(h\nu) = e\eta\beta(h\nu)L_{ph}(h\nu), \quad (8)$$

где e — элементарный заряд,

$\beta(h\nu)$ — безразмерный коэффициент поглощения (см. раздел 1.2.3),

$L_{ph}(h\nu)$ — спектр интенсивности фотовозбуждения,

η — внешняя квантовая эффективность ФД, определяемая как отношение числа зарядов, вышедших во внешнюю цепь, к числу падающих фотонов.

Внешняя квантовая эффективность раскладывается на три составляющие:

$$\eta = (1 - R)\eta_i\eta_Q, \quad (9)$$

где R — коэффициент оптического отражения на границе раздела фотоприёмного окна ФД с окружающей средой,

η_i — внутренняя квантовая эффективность $p-n$ перехода, равная отношению числа электронно-дырочных пар, разделённых на $p-n$ переходе, к общему числу

электронно-дырочных пар, генерируемых в полупроводнике при межзонном поглощении,

η_Q – внутренняя квантовая эффективность поглощенного в наноструктурах излучения, характеризующая эффективность эмиссии фотовозбужденных носителей из наноструктур. Она определяется как отношение числа электронно-дырочных пар, эмитированных из наноструктур, к общему числу фотонов, поглощённых в структурах.

Величина η_Q является ключевой характеристикой, отражающей степень реализации фотоэлектрического эффекта в системе квантовых точек. Ее зависимость от температуры и напряжения смещения позволяет судить о механизмах эмиссии дырок (термоэмиссия, туннелирование) и оценить параметры потенциальных барьеров.

Для исследования фотоэлектрических характеристик фотодиодов применяются три основных режима измерения спектров его фоточувствительности [76]:

1) режим короткого замыкания. Наиболее широко используемым методом является измерение фототока короткого замыкания. Полагая напряжение на диоде равным нулю $U = 0$, из уравнения (7) получаем,

$$I = -I_{ph}(h\nu). \quad (10)$$

Для реализации этого режима необходимо, чтобы входное сопротивление измерительной цепи было значительно меньше дифференциального сопротивления фотодиода при $U = 0$. В этом случае фотодиод эффективно работает как источник тока, а измеряемый сигнал пропорционален числу генерированных электронно-дырочных пар.

2) фотодиодный режим (режим обратного смещения). При подаче значительно обратного напряжения, когда $U \ll -k_B T/e$, экспоненциальный член в уравнении (7) становится пренебрежимо малым по сравнению с единицей. Тогда ток через диод описывается выражением:

$$I(U) \approx -I_s - I_{ph}(h\nu). \quad (11)$$

При условии $I_s \ll I_{ph}$ можно считать, что $I(h\nu) \approx -I_{ph}(h\nu)$.

Особое преимущество данного режима заключается в возможности управления напряженностью электрического поля F в i -области $p-i-n$ структуры за счет изменения величины обратного смещения U_b . Это позволяет исследовать влияние электрического поля на процессы эмиссии и рекомбинации носителей

заряда в наноструктурах. При модулированном возбуждении амплитуда переменной составляющей фототока определяется как

$$\Delta I_{ph}(h\nu) = e\eta\beta(h\nu)\Delta L_{ph}(h\nu). \quad (12)$$

Таким образом, анализ зависимостей I_{ph} от U_b и температуры дает возможность извлекать информацию о барьерах эмиссии, механизмах термоэмиссии и туннелировании дырок из потенциальных ям наноструктур.

3) режим фотоЭДС холостого хода. В режиме холостого хода ток через внешнюю цепь отсутствует ($I = 0$), а измеряется разность потенциалов V_{ph} , возникающая на выводах фотодиода. Подставляя $I = 0$ и $U = V_{ph}$ в уравнение (7), получаем:

$$I_{ph}(h\nu) = I_s \left[\exp\left(\frac{eV_{ph}(h\nu)}{qk_B T}\right) - 1 \right], \quad (13)$$

откуда следует выражение для фотоЭДС:

$$V_{ph}(h\nu) = q \frac{k_B T}{e} \ln \left(1 + \frac{e\eta\beta(h\nu)L_{ph}(h\nu)}{I_s} \right). \quad (14)$$

В малосигнальном режиме, определяемом условием

$$V_{ph}(h\nu) \ll q \frac{k_B T}{e}, \quad (15)$$

логарифм может быть разложен в ряд, что приводит к линейной зависимости:

$$V_{ph}(h\nu) \cong \frac{qk_B T \eta \beta(h\nu) L_{ph}(h\nu)}{I_s}. \quad (16)$$

При модулированном фотовозбуждении амплитуда переменной составляющей фотоЭДС выражается как:

$$\Delta V_{ph}(h\nu) \cong \frac{qk_B T \eta \beta(h\nu)}{I_s} \Delta L_{ph}(h\nu). \quad (17)$$

Таким образом, спектры ФЧ $p-i-n$ фотодиодов в малосигнальном режиме, измеренные всеми указанными тремя методами, оказываются пропорциональны друг другу с точностью до постоянного множителя.

Обычно спектры малосигнальной фотоЭДС или фототока нормируются на спектр интенсивности фотовозбуждения $L_{ph}(h\nu)$, получая спектр нормированной ФЧ:

$$S_{ph}(h\nu) = \frac{I_{ph}(h\nu)}{L_{ph}(h\nu)} = e\eta\beta(h\nu), \quad (18)$$

$$S_{ph}(h\nu) = \frac{V_{ph}(h\nu)}{L_{ph}(h\nu)} = q \frac{k_B T}{I_s} \eta\beta(h\nu). \quad (19)$$

Таким образом, нормированные спектры ФЧ, измеренные в малосигнальном режиме, прямо пропорциональны коэффициенту поглощения $\beta(h\nu)$, а значит – отражают спектральные особенности оптического поглощения в наноструктурах GeSi/Si(001) (при условии, что квантовая эффективность η не зависит от энергии фотона $h\nu$)*.

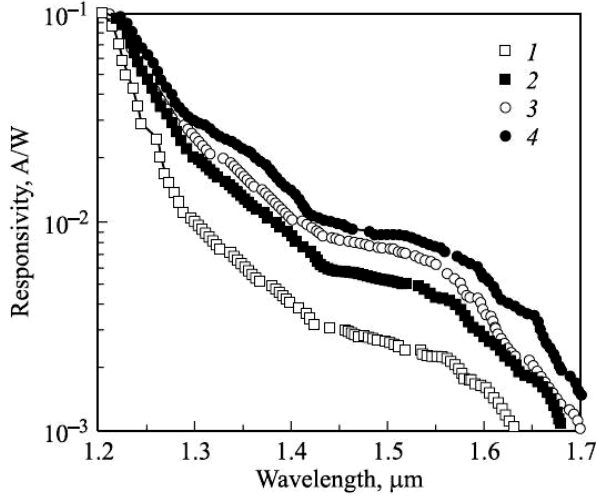
Высококачественные меза-структуры на основе кремния характеризуются крайне низкими значениями плотности обратного темнового тока j_s , составляющими от 10^{-4} до 10^{-5} А/см² при комнатной температуре. С понижением температуры j_s экспоненциально уменьшается, что существенно повышает отношение сигнал/шум. Благодаря этому даже при малых значениях β , становится возможной достоверная регистрация фотоотклика от однослойных массивов наноструктур GeSi/Si(001). Это делает указанные структуры перспективными объектами для создания чувствительных ИК-фотоприемников на кремниевой основе.

На рисунке 11а представлены спектры ФЧ меза-ФД на основе Si *p-i-n* структуры с 30-слойным массивом наноструктур германия в *i*-области при различных напряжениях обратного смещения U_b .

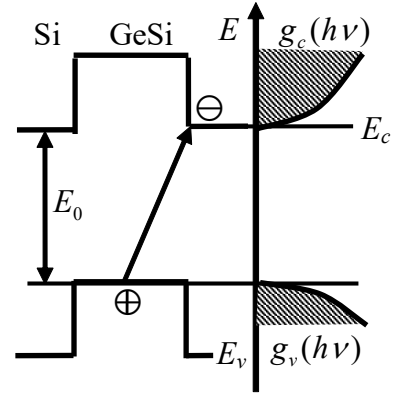
Анализ показывает, что фоточувствительность таких структур распространяется в ближний инфракрасный диапазон и сохраняется до длин волн (1,6 ... 1,7) мкм.

Указанные фотоэлектрические явления имеют ряд отличительных особенностей, связанных с тем, что гетероструктуры с самоформирующимися наноструктурами GeSi/Si(001) относятся ко второму типу: потенциальная яма для дырок формируется в материале островков, а электроны локализуются в зоне проводимости окружающей кремниевой матрицы. Данная особенность определяет механизм генерации и сбора фотонов, а также форму спектра фоточувствительности таких структур, о чем более подробно изложено ниже.

* η может зависеть от $h\nu$ (например, в случае, когда дырки, возбужденные на вышележащие электронные состояния в островках (КТ) GeSi, эмиттируются из островков до релаксации в основное состояние). В этом случае формулы (18) и (19) несправедливы.



(a)



(б)

Рисунок 11 – *a* — спектры ФЧ меза-ФД на основе Si *p-i-n* структуры с 30-слойным массивом наностроек Ge в *i*-области. U_b , В: 1 — 0; 2 — 0,2; 3 — 0,5; 4 — 2,0 [75]; *б* — энергетическое распределение плотности электронных состояний в наностройках GeSi/Si (качественно) [77]

Форма спектра фоточувствительности ГС с самоформирующимися наностройками GeSi/Si(001).

Красная граница спектра ФЧ в ближнем ИК-диапазоне определяется межзонными оптическими переходами из локализованных дырочных состояний в валентной зоне наностроек GeSi в зону проводимости кремния (рисунок 11б). Эти переходы являются пространственно непрямыми, поскольку электрон и дырка пространственно разделены потенциальным барьером на гетерогранице, но вероятность их образования остается конечной за счет туннелирования через барьер.

Как известно [70], спектр межзонного оптического поглощения массива островков $\beta(h\nu)$ пропорционален комбинированной плотности состояний в валентной зоне и зоне проводимости в островках $g_{cv}(h\nu)$, которая представляет собой свертку спектральных распределений плотности состояний в валентной зоне материала островков GeSi $g_v(h\nu)$ и в зоне проводимости кремния $g_c(h\nu)$ по энергии. В зоне проводимости кремния имеется трехмерная плотность состояний (рисунок 11б):

$$g_c(E) = \frac{4\pi}{\hbar^3} (2m_e)^{3/2} \sqrt{E - E_c} , \quad (20)$$

которая является непрерывной неубывающей функцией энергии E (здесь m_e — эффективная масса плотности состояний в зоне проводимости кремния).

Если высота островков GeSi H достаточно велика ($H > 10$ нм при комнатной температуре), то плотность состояний в валентной зоне $g_v(E)$ в островках GeSi также описывается функцией (20). Свертка двух функций типа (20) также является непрерывной неубывающей функцией энергии E . Следовательно, спектр ФЧ структур GeSi/Si, обусловленной межзонными оптическими переходами в островках GeSi, имеет полосовую структуру (рисунок 11а [75]).

Для количественного анализа края спектра fotocувствительности в работе [36] был предложен подход, основанный на аналогии между процессами поглощения света в тонком слое наноструктур, встроенном в область ОПЗ, и собственным поглощением в полупроводниках. При условии малой поглощающей способности слоя $\alpha h \ll 1$, коэффициент поглощения $\beta \approx \alpha h$, и нормированный спектр ФЧ становится пропорционален спектру поглощения (справедливы выражения (18) и (19):

$$S(h\nu) \sim \beta(h\nu). \quad (21)$$

Это позволяет применить метод спрямляющих координат, используемый при анализе края спектров собственного поглощения кремния и германия [78], к анализу спектров ФЧ кремниевых ФД с наноструктурами GeSi/Si. Для непрямых межзонных переходов, сопровождающихся участием фононов, коэффициент поглощения зависит от энергии фотона следующим образом [79]:

$$\alpha(h\nu) \sim (h\nu - E_g \pm \hbar\Omega), \quad (22)$$

где $\hbar\Omega$ — энергия фонона. В координатах $\alpha^{1/2}(h\nu)$ данная зависимость представляет собой ломаную линию, экстраполяция участков которой к оси абсцисс позволяет определить значения $E_g \pm \hbar\Omega$.

В случае если размерным квантованием дырок в островках можно пренебречь, то для анализа формы участка спектра ФЧ в спектральной области межзонного поглощения в наноструктурах GeSi $E_0 - \hbar\Omega < h\nu < E_{\text{gSi}}$ можно использовать формулу (22). В данном случае имеют место межзонные оптические переходы из неэквантованных (трехмерных) состояний в наноструктурах GeSi в неэквантованные (трехмерные) состояния в кремнии (рисунок 11б). То, что указанные переходы — пространственно не прямые, не влияет на спектр комбинированной плотности состояний $g_{cv}(h\nu)$. Если межзонные переходы являются непрямыми в k -пространстве и происходят с участием фононов, спектр

ФЧ ГС с некованованными наноостровками GeSi/Si в спектральной области $E_0 - \hbar\Omega < \hbar\nu < E_{gSi}$ представляет суперпозицию двух полос ФЧ с энергиями краёв $E_0 - \hbar\Omega$ (для перехода с поглощением фонона) и $E_0 + \hbar\Omega$ (с испусканием фонона). Таким образом, при помощи метода аппроксимации спектра ФЧ, построенного в спрямляющих координатах, могут быть однозначно определены как энергия основного межзонного оптического перехода в наноостровках E_0 , так и энергии фононов, с участием которых происходят данные переходы $\hbar\Omega$. В [77] данная модель была апробирована для определения энергий межзонных оптических переходов E_0 из спектров ФЧ барьера полупроводник-электролит к ГС с самоформирующимися наноостровками GeSi/Si, выращенными методом МЛЭ. Было отмечено соответствие полученных значений E_0 спектральному положению линий ФЛ от тех же ГС, а также расчетным значениям E_0 в dome-островках, рассчитанным по модели [80].

Эмиссия фотовозбужденных носителей из наноостровков GeSi/Si(001).

Особенностью фотоэлектрических процессов в фотодиодах на основе гетероструктур с самоформирующимися наноостровками GeSi/Si(001) является необходимость эмиссии фотовозбужденных носителей из наноостровков в окружающую матрицу кремния. В отличие от традиционных ФД на основе однородных полупроводников (например, кремния или германия), где поглощение света и сбор носителей происходит в одном и том же материале, в структурах с наноостровками ключевой этап – эмиссия – определяет эффективность преобразования света в электрический сигнал. Это обусловлено тем, что основная часть межзонного поглощения излучения в ближнем инфракрасном диапазоне происходит именно в наноостровках, тогда как их энергетическая структура формирует потенциальную яму для дырок (структуры второго типа). Следовательно, для корректной интерпретации экспериментальных данных по измерению фотоэлектрических параметров ФД с наноостровками GeSi/Si(001) необходимо использование адекватной модели, описывающей процессы генерации, рекомбинации и эмиссии носителей в условиях ограниченной размерности.

В работе [81] была предложена модель расчёта внутренней квантовой эффективности поглощенного в наноостровках GeSi/Si(001) излучения η_Q , основанная на подходе, использованном в [82] для описания процессов эмиссии фотовозбуждённых носителей из КЯ AlGaAs/GaAs(001), встроенных в $p-i-n$ ФД.

В рамках этого подхода, η_Q определяется через соотношение скорости эмиссии носителей из КЯ R_e и скорости фотогенерации избыточных электронно–дырочных пар в КЯ G . В стационарном состоянии $G = R_e + R_r$, где R_r — скорость рекомбинации носителей в КЯ.

Анализ показывает, что механизм эмиссии существенно зависит от температуры и приложенного электрического поля. На рисунке 12 приведены результаты расчётов зависимости эффективности эмиссии дырок η_Q от напряжения обратного смещения на барьере U_b для системы с dome-островками $\text{Ge}_{0,25}\text{Si}_{0,75}/\text{Si}(001)$, встроенными в барьер Шоттки с контактом Au, при различных температурах [81].

При комнатной температуре ($T = 300$ К) доминирует термоактивационный механизм эмиссии: дырки преодолевают потенциальный барьер за счет тепловой энергии. В этом случае η_Q стремится к единице даже при нулевом смещении ($U_b = 0$), поскольку термическая энергия достаточна для эффективной эмиссии. При низких температурах термоактивационный механизм эмиссии становится неэффективным, и начинает доминировать туннельный механизм. В этом режиме зависимость $\eta_Q(U_b)$ имеет пороговый характер:

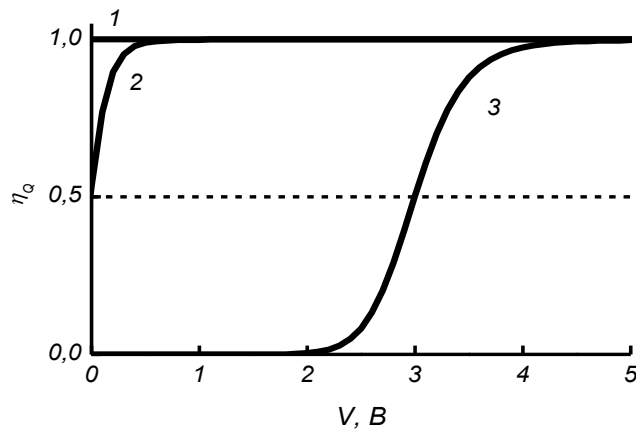


Рисунок 12 – Расчетные зависимости эффективности эмиссии дырок из наноостровков $\text{Ge}_{0,25}\text{Si}_{0,75}/\text{Si}(001)$, встроенных в барьер Шоттки, η_Q от напряжения обратного смещения на барьере U_b . T , К: 1 — 300; 2 — 50; 3 — 35 [81]

- при малых напряжениях ($U_b \rightarrow 0$): $R_e \ll R_r$, и следовательно $\eta_Q \rightarrow 0$.
- с увеличением U_b туннельная прозрачность потенциального барьера для дырок возрастает, и при достижении порогового значения U_b : $R_e \gg R_r$ и $\eta_Q \rightarrow 1$.

Таким образом, эффективность эмиссии является управляемой величиной, зависящей от внешнего смещения и температуры, открывая возможности для оптимизации работы фотоприемников на основе наноструктур в различных режимах эксплуатации.

В данном контексте актуальным являются комплексные исследования зависимости спектров фоточувствительности ФД с наноструктурами GeSi/Si(001) от внешних эксплуатационных условий, таких как температура и напряжение смещения на диоде, которые были проведены в настоящей диссертационной работе.

1.3 Эпитаксиальные слои Ge/Si(001)

Кроме фотодиодов на базе кремниевых структур с наноструктурами GeSi, в качестве перспективных фотоприемников ближнего инфракрасного диапазона для расширения возможностей интегральной кремниевой оптоэлектроники рассматриваются фотодиоды на основе гетероструктур Ge/Si(001) со сплошными достаточно толстыми (~ 1 мкм) эпитаксиальными слоями германия [20], в том числе как замена более дорогих $p-i-n$ ФД на базе гетероструктур InGaAs/InP, [83]. Ge/Si фотодиоды являются одними из первых оптоэлектронных приборов, которые были монолитно интегрированы в кремний [84]. Обычно такие приборы имеют структуру $p-i-n$ -диода со слоем германия в i -области на сильнолегированной кремниевой подложке. Оптимизация встроенного поля в i -области с целью эффективного сбора носителей заряда до их рекомбинации на дефектных центрах позволяет создавать фотодиоды с улучшенными параметрами, такими как квантовая эффективность и фоточувствительность. Схематические изображения поперечного сечения такой Ge-Si-гетероструктуры и фотодетектора на ее основе представлены на рисунке 13.

В основе технологии изготовления данной разновидности фотоприемников лежит формирование эпитаксиальной гетероструктуры, которая, в общем случае, представляет собой достаточно толстый (~ 1 мкм) эпитаксиальный слой германия на подложке n^+ -Si(001) или p^+ -Si(001). Для формирования омического контакта к слою германия, методом ионной имплантации с последующим отжигом формируется достаточно тонкий (по сравнению с общей толщиной слоя германия) сильнолегированный подконтактный слой n^+ -Ge (в случае структур, выращенных

на p^+ -Si подложках) или p^+ -Ge (в случае структур, выращенных на n^+ -Si подложках), соответственно.

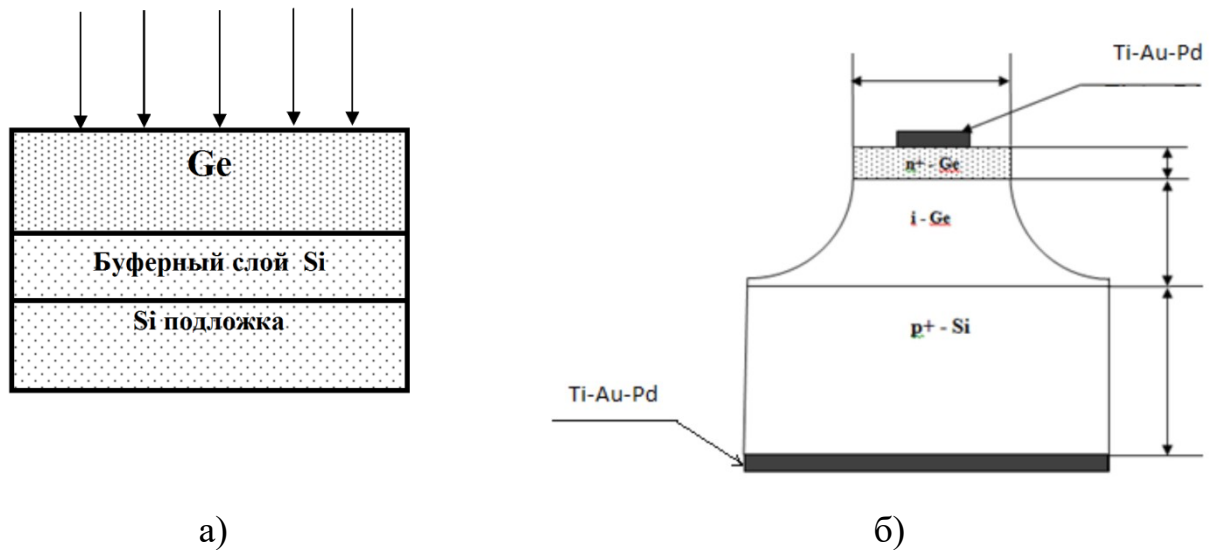


Рисунок 13 – а) схема гетероструктуры Ge/Si(100), б - схематическое изображение p - i - n – диода, выращенного на подложке Ge/Si (100) в виде меза-структуры

Под действием оптического излучения в диапазоне длин волн $\lambda < 1,55$ мкм (300 K) в слое германия генерируются электронно-дырочные пары за счёт прямых (в k -пространстве) межзонных оптических переходов (из точки Γ_8 в точку Γ_6). Далее фотовозбуждённые электронно-дырочные пары разделяются электрическим полем в нелегированной области слоя германия и дрейфуют к соответствующим областям: электроны – n^+ -типа, дырки – p^+ -типа. Таким образом, применение сплошных достаточно толстых слоев германия позволяет достичь высоких значений квантовой эффективности в ближнем инфракрасном диапазоне длин волн (до 22% на длине волны $\lambda = 1,5$ мкм при 300 K) [84, 85], что значительно выше достигаемых в фотодетекторах на базе многослойных массивов наностроек GeSi/Si(001) (до 0,8 % на длине волны $\lambda = 1,5$ мкм при 300 K) [75]. Данное различие обусловлено тем, что процесс межзонного оптического поглощения в германии в спектральной области $\lambda = (1,1 \dots 1,55)$ мкм происходит, преимущественно, посредством прямых в k -пространстве межзонных оптических переходов, то есть германий в данном случае ведёт себя как прямозонный материал. В связи с этим, коэффициент межзонного оптического поглощения α в указанной области составляет $> 10^4 \text{ см}^{-1}$.

Для обеспечения наилучших условий для транспорта фотовозбуждённых электронов и дырок к электродам необходимо, чтобы нелегированный слой

германия был полностью обеднён носителями заряда. Для этого фоновую концентрацию примесей в ЭС германия необходимо минимизировать. Также для достижения указанной цели фотодиоды на базе гетероструктур с толстыми слоями германия эксплуатируют, как правило, в фотодиодном режиме, при напряжении обратного смещения $U_b = (1 \dots 5) \text{ В}$.

При этом, несмотря на ряд преимуществ германия как материала, таких как высокое значение коэффициента межзонного оптического поглощения α в ИК диапазоне ($\sim 10^4 \text{ см}^{-1}$) и высокая подвижность электронов μ_n (до $1300 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$) при комнатной температуре, создание эффективных фотодеприемников на основе гетероструктур со сплошными слоями германия на кремниевых подложках сопряжено с рядом трудностей. Значительное рассогласование параметров кристаллических решеток кремния и германия (4,2 %) приводит к образованию дислокаций несоответствия на границе раздела Ge/Si(001). Еще одной из проблем является тенденция к островковому режиму роста, которая также увеличивает дефектность слоя германия [86].

Дислокации в слое германия снижают квантовую эффективность фотодиодов, т.к. рекомбинация на глубоких уровнях, связанных с дислокациями, уменьшает время жизни фотовозбуждённых носителей в слое германия, и как следствие, снижает эффективность их собирания. Также дислокации несоответствия и прорастающие дислокации повышают темновой обратный ток фотодиодов, что негативно влияет на квантовую эффективность приборов и их чувствительность. Типичные значения темнового обратного тока фотодиодов на основе гетероструктур Ge/Si(001) со сплошными эпитаксиальными слоями германия составляют $\sim (10^{-2} \dots 10^{-1}) \text{ А/см}^2$ при 300К и $U_b \sim 1 \text{ В}$ [21], что значительно выше чем у фотодиодов с p - n гомопереходом на базе германия ($J_s \sim 10^{-3} \text{ А/см}^2$) и кремния ($J_s \sim 10^{-6} \text{ А/см}^2$) [20]. Для снижения плотности дислокаций несоответствия применяют градиентные буферные слои $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$, в которых доля кремния x плавно уменьшается (со скоростью не более 10 %/мкм) по толщине слоя [87]. Полученные таким способом слои германия демонстрируют достаточно низкую плотность пронизывающих дислокаций ($\sim 10^6 \text{ см}^{-2}$). Однако, такие буферные слои вынужденно имеют большую толщину (несколько микрометров), так что их выращивание усложняет и удорожает технологический процесс. При этом, при увеличении доли германия в таких слоях значительно возрастает шероховатость поверхности, что требует дополнительных промежуточных стадий полировки буфера [88].

Альтернативным подходом, позволяющим значительно уменьшить толщину переходных слоев (с нескольких микрометров до десятков нанометров), является метод двухстадийного выращивания германия на кремнии с использованием низкотемпературного буферного слоя. На первом этапе тонкий слой германия (30–100 нм) осаждают при достаточно низкой температуре кремниевой подложки (300 – 450 °С). На втором этапе температура подложки повышается (до 500 до 700 °С) и формируется более толстый слой германия (0,5 – 1 мкм). Низкая температура подложки на первом этапе роста слоя германия на кремнии вызывает сильное снижение поверхностной диффузии атомов германия, что приводит к задержке перехода от двумерного к трехмерному механизму роста, т.е. подавлению островкового режима роста. В этом буферном слое формируется большое количество дислокаций несоответствия. При осаждении основного более толстого слоя германия при повышенной температуре эти дислокации действуют как центры рекомбинации для прорастающих дефектов, эффективно «замыкая» их в пределах буферного слоя. Выраженный таким образом высокотемпературный слой является практически полностью релаксированным и свободным от прорастающих дислокаций. Такой подход был применен как при формировании структур Ge/Si(001) методом МЛЭ [89, 90], так и методом ГФЭ [91, 92]. Плотность прорастающих дислокаций в таких структурах составляет $\sim (10^8 \dots 10^9) \text{ см}^{-2}$. Для ее снижения на порядок применяют циклический отжиг в диапазоне от 700 °С до 800 °С, способствующего аннигиляции дислокаций и их замыканию вблизи поверхности [21]. Однако использование отжига может привести к значительному возрастанию шероховатости поверхности слоев Ge/Si(001) [93], что является нежелательным для практических применений таких структур в изделиях оптоэлектроники.

Полученные в работе [90] зависимости плотности прорастающих дислокаций и шероховатости поверхности слоев Ge/Si(001) от условий отжига показали (рисунок 14), что увеличение толщины слоя германия от 50 до 250 нм значительно влияет на шероховатость (она быстро спадает с 10 до 1 нм), однако при толщине слоя германия 1 мкм влияние отжига на шероховатость становится несущественным. При этом именно отжиг позволяет значительно снизить плотность прорастающих дислокаций с $3 \cdot 10^9$ до $3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$.

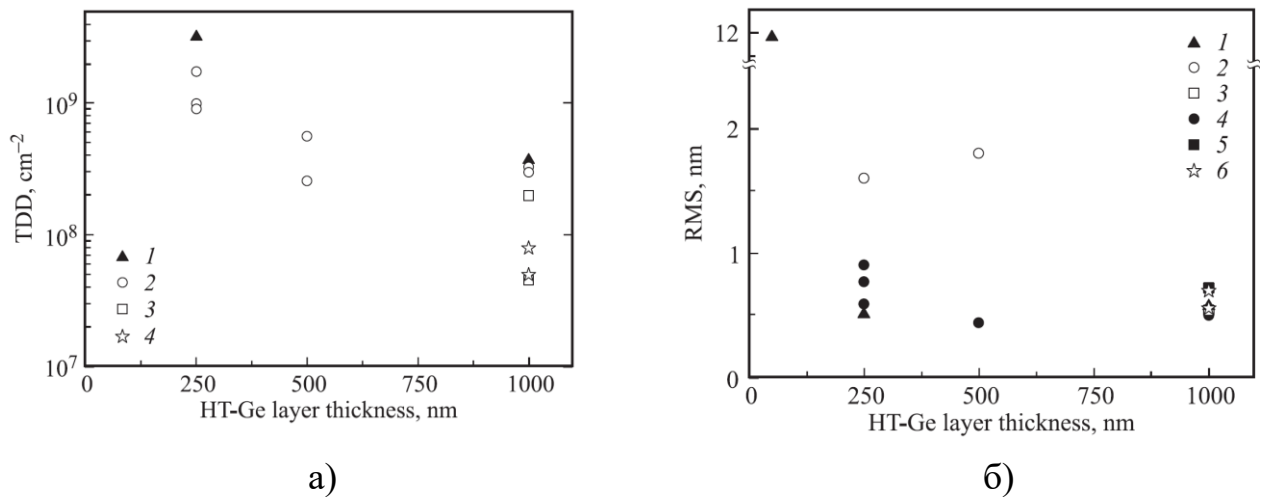


Рисунок 14 – Зависимости плотности прорастающих дислокаций (TDD) и шероховатости поверхности слоев Ge/Si(001) (RMS) от условий отжига для структур с различной толщиной слоя HT-Ge:

- а) 1 — до отжига; 2 — отжиг 300°C/ 10–30 мин; 3 — отжиг 850°C/ 10 мин; 4 — циклический отжиг {725°C/ 2–5 мин + 850°C/ 2–5 мин} × 5,
- б) 1 — до отжига; 2 — отжиг в вакууме 800°C/ 10–30 мин; 3 — отжиг в вакууме 850°C / 10 мин; 4 — отжиг в H₂ 800°C / 3–60 мин; 5 — отжиг в H₂ 850°C/ 10 мин; 6 — циклический отжиг в H₂ {725°C/ 2–5 мин + 850°C/ 2–5 мин} × 5 [90]

В работе [94] за счет использования модификации двухстадийной схемы роста германия со слоем релаксированного твердого раствора Si_{1-x}Ge_x в сочетании с высокотемпературным циклическим отжигом в диапазоне от 700 °C до 850 °C, также удалось снизить плотность прорастающих дислокаций с 10⁹ до 3·10⁷ см⁻². На рисунке 15а приведено типичное АСМ-изображение поверхности пленки германия после циклического отжига и селективного травления. Как видно на поперечных срезах эпитаксиальной структуры, полученных на ПЭМ (рисунок 15б), контраст, связанный с изображением пронизывающих сегментов дислокаций, в слое германия отсутствует. Однако, являющиеся стандартными для выращивания гетроэпитаксиальных структур температуры роста $T_g = (650...700)$ °C при выращивании методами МЛЭ и ГФЭ, а также последующие высокотемпературные циклические отжиги могут повредить уже сформированные элементы электронной обработки сигналов КМОП ИС [95].

Поэтому для успешной монолитной интеграции фотодиодов на базе Ge/Si(001) в КМОП ИС важно развитие низкотемпературных методов роста. В этом контексте особый интерес представляет метод газопазного осаждения с

разложением моногермана на горячей нити (HWCVD) [37], примененный в работе [22] для выращивания толстых (толщиной $\approx 0,5$ мкм) ЭС Ge/Si(001) при низкой температуре ($T_g \approx 350$ °C). Данный метод позволил получить монокристаллические слои Ge/Si(001) с наименьшей из известных в литературе плотностью прорастающих дислокаций ($\sim 10^5$ см $^{-2}$).

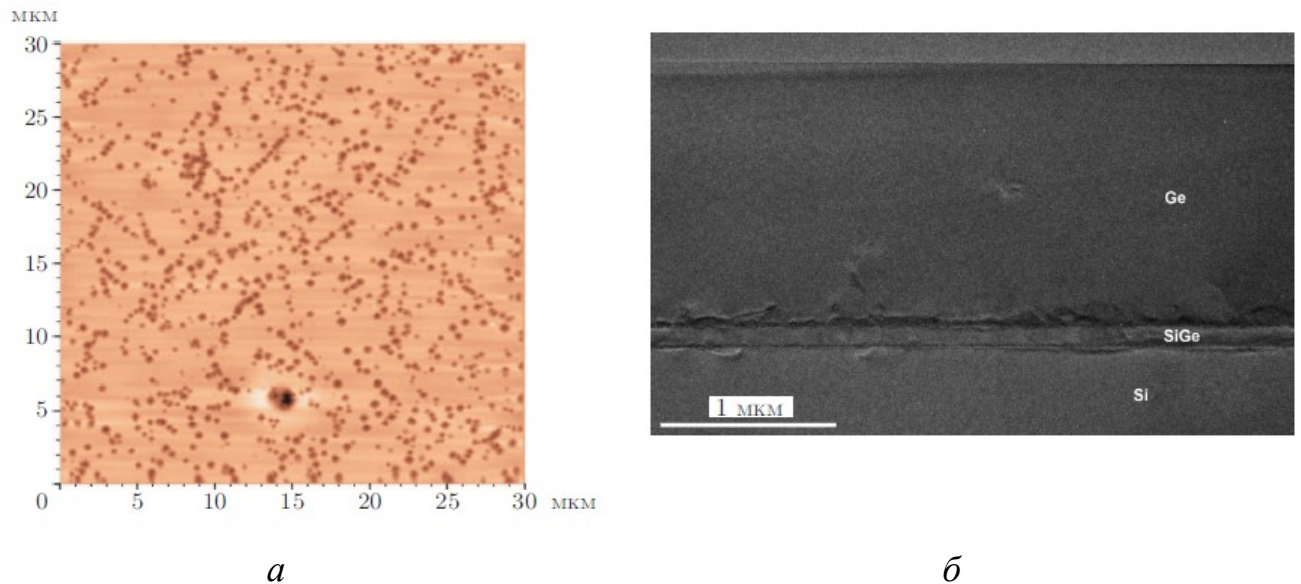


Рисунок 15 – АСМ-изображение поверхности эпитаксиального слоя Ge после структурно-чувствительного травления (а); ПЭМ-изображение поперечного среза пленки Ge после циклического отжига (б) [94]

Однако, физико-химические механизмы роста ЭС Ge/Si(001) методом HWCVD, обеспечивающие столь высокое кристаллическое совершенство ЭС Ge/Si(001), а также аномально низкую плотность прорастающих дислокаций в них, к началу настоящей диссертационной работы оставались не достаточно изученными.

1.4 Ограничения применения фотодиодов на основе Ge(Si)/Si(001) в оптопарах и проблемы создания совместимых излучателей на кремниевой платформе

Практический интерес к структурам Ge(Si)/Si(001) вызван не только их фотопроводимостью в ближнем инфракрасном диапазоне, но и потенциальной возможностью их использования в составе монолитно интегрированных оптоэлектронных систем, включая оптопары – устройства гальванической

развязки, широко применяемые в цифровых и аналоговых схемах для подавления помех, защиты от перенапряжений и обеспечения электрической изоляции между цепями. Современные оптопары традиционно реализуются на основе гетерогенных компонентов: в качестве излучателей используются светодиоды или лазерные диоды на базе полупроводников A_3B_5 (например, GaAs, AlGaAs, InGaAs), а в качестве приемников кремниевых p-n- или p-i-n фотодиоды, чувствительные в видимом и ближнем ИК-диапазоне [96, 97]. Однако стремление к монолитной интеграции оптоэлектроники с кремниевой микроэлектроникой стимулирует разработку полностью кремниевых оптопар, в которых и излучатель и фотоприемник реализованы на единой кремниевой платформе

Эффективность оптопары как устройства гальванической развязки определяется совокупными характеристиками как фотоприемника, так и излучателя. Как показано в предыдущих разделах, фотодиоды на основе структур как с самоформирующимися наноструктурами GeSi, так со сплошными слоями германия, не обладают высокой чувствительностью в ближнем инфракрасном диапазоне (1,3 – 1,55 мкм), сталкиваясь с рядом ограничений: высокой плотностью дислокаций, обусловленной решетчатым несоответствием, значительным темновым током и сильной температурной зависимостью параметров. Эти факторы ограничивают их применение в условиях низких уровней оптической мощности и переменных температурных режимов, характерных для многих практических применений.

Однако, даже при улучшении характеристик фотоприемника реализация полностью кремниевой оптопары невозможна без совместимого излучателя, способного эффективно генерировать свет при комнатной температуре в спектральном диапазоне, согласованном с чувствительностью детектора (для Ge/Si - 1,3 – 1,55 мкм). И здесь возникает фундаментальное противоречие: кремний является непрямозонным полупроводником с чрезвычайно низкой вероятностью излучательной рекомбинации носителей заряда. Его внутренняя квантовая эффективность излучения не превышает 10^{-5} [15], что делает его практически непригодным для использования в качестве активного светоизлучающего материала в традиционных p-n переходах. Попытки преодолеть это ограничение разработаны и исследуются различные подходы [98], основанные на использовании наноструктурированного кремния (пористый Si, Si-нанокристаллы), легирование оловом, гибридной интеграции A_3B_5 материалов на кремнии, микромостиков из германия. Но, вообще, как эти решения, так и

динамично развивающиеся в настоящее время в рамках «инженерии дефектов» новые подходы, например, ультранизкоэнергетической имплантации ионов Ge в эпитаксиальные квантовые точки SiGe (DEQDs) [98] являются плохомасштабируемыми для промышленного использования. Поэтому поиск решений по формированию светодиодов и фотодиодов на кремниевой подложке в рамках единого технологического процесса, требующего незначительной модификации, является актуальным.

В работе [99] продемонстрирована возможность использования светодиодов с SiGe островками, полученными методом МЛЭ, для реализации оптической связи между структурами, выращенными на кремнии, где в качестве приемника использовался Ge p-i-n фотодиод, выращенный на Si(001). Отмечено, что более высокая чувствительность Ge/Si(001) диода по сравнению с диодом SiGe/Si(001) островками и хорошее перекрытие спектральное перекрытие со спектром ЭЛ светодиода с SiGe островками (рисунок 16) позволило зарегистрировать оптопарный эффект.

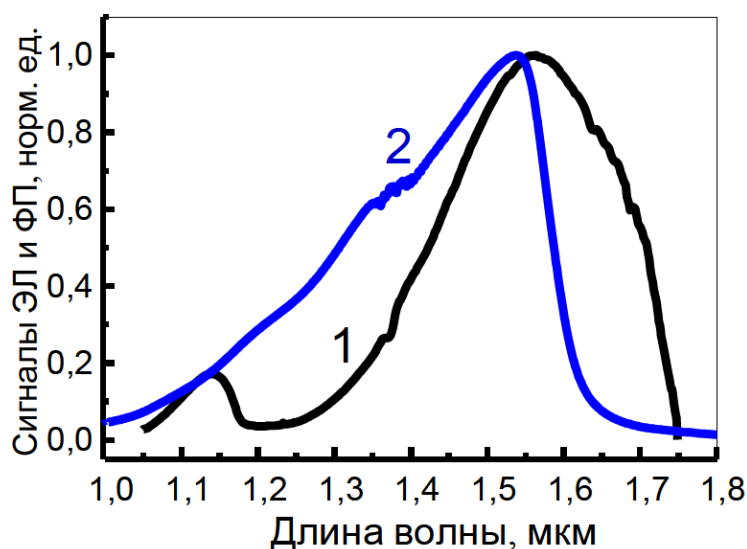


Рисунок 16 – нормированные на максимум спектры ЭЛ диода с Ge(Si)/Si(001) островками (1) и фотопроводимости Ge/Si(001) диода (2).

Спектры измерены при комнатной температуре [99]

О проведении подобных исследований для гетероструктур с самоформирующимися наноструктурами GeSi/Si(001) и эпитаксиальными слоями Ge/Si(001), выращенными методом СМЛЭ-ГФЭ, в литературе не упоминалось.

1.5 Радиационная стойкость оптоэлектронных приборов на базе гетероструктур с самоформирующимися наноструктурами GeSi/Si(001) и эпитаксиальными слоями Ge/Si(001)

Под радиационной стойкостью изделий понимается «свойство аппаратуры, комплектующих элементов и материалов выполнять свои функции и сохранять параметры в пределах установленных норм во время и после воздействия ионизирующего излучения» [100]. В контексте твердотельной электроники и оптоэлектроники этот термин относится к способности электронных (оптоэлектронных) приборов сохранять значения электрических (фотоэлектрических) параметров при облучении [101].

Радиационные повреждения в полупроводниковых приборах могут быть как обратимыми, так и необратимыми. К обратимым эффектам относится, например, накопление избыточного объемного заряда в диэлектриках (в частности в подзатворных оксидах), приводящее к сдвигу порогового напряжения МОП-структур. Необратимые изменения вызываются, в первую очередь, образованием стабильных кристаллических дефектов: пар Френкеля (вакансия + междоузельный атом), кластеров дефектов, разрывов химических связей, а также процессами трансмутации ядер легирующей примеси и основного материала при взаимодействии с высокоэнергетическими частицами [102].

Наибольшее влияние на электрофизические и фотоэлектрические параметры полупроводниковых приборов оказывают нейтронное и γ -излучения, поскольку они вызывают значительные структурные и электронные нарушения в активных областях приборов [103]. Основным механизмом повреждений при гамма-нейтронного облучения связан со смещениями атомов материалов активных областей приборов из узлов кристаллической решётки, что приводит к образованию первичных радиационных дефектов – вакансий и междоузельных атомов (пар Френкеля) [104].

Хотя действие ионизирующих излучений на полупроводниковые материалы в основном сводится к генерации избыточных электронно-дырочных пар, высокоэнергетичные γ -кванты могут передавать часть энергии электронам за счёт эффекта Комптона. Эти вторичные быстрые электроны, в свою очередь, способны вызывать атомные смещения в материале, особенно в материалах с низким порогом смещения, таких как кремний и германий [105].

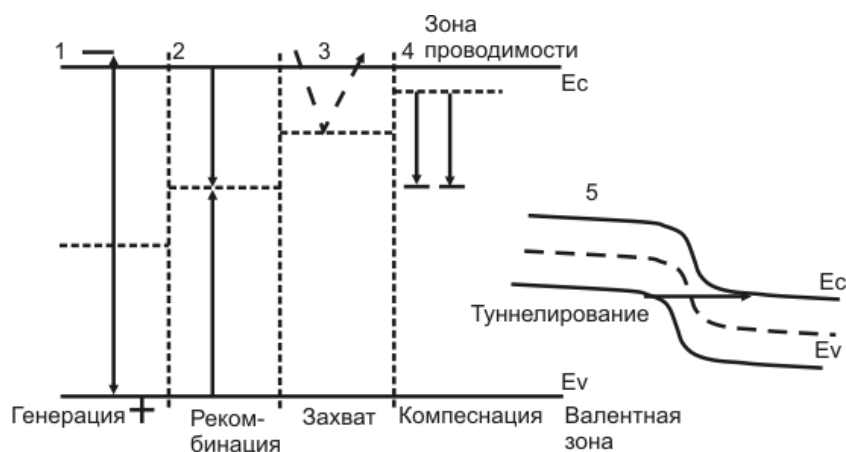


Рисунок 17 – Основные факторы влияния радиационных дефектов на электрические параметры p – n переходов [адаптирован из 106]

Изменение характеристик полупроводниковых приборов под действием ионизирующего излучения обусловлено несколькими ключевыми процессами, схематически представленными на рисунке 17 [106]:

1) увеличение скорости рекомбинации избыточных носителей заряда. Образование глубоких уровней в запрещённой зоне полупроводника, являющихся центрами безызлучательной рекомбинации носителей заряда (например, А-центр (комплекс $V_{Si}-O$), дивакансия $V_{Si}-V_{Si}$ и Е-центр (комплекс $V_{Si}-P$)), приводит к снижению времени жизни носителей и эффективности сбора фототока. Важно отметить, что в кремнии коэффициент диффузии первичных радиационных дефектов при комнатной температуре достаточно высок, поэтому большинство пар Френкеля, образовавшихся под действием облучения, быстро аннигилируют [107]. Однако при образовании устойчивых комплексов с примесями (например, бором или кислородом) эти дефекты в кремнии становятся электрически активными и оказывают существенное влияние на электрические свойства полупроводника [108];

2) снижение подвижности и коэффициента диффузии носителей заряда. Это происходит вследствие захвата носителей на глубокие уровни в запрещённой зоне (центры прилипания), связанные с радиационными дефектами;

3) увеличение обратного тока через p – n переход. Данный эффект обусловлен двумя механизмами:

- увеличением скорости термогенерации носителей в области ОПЗ, особенно в слаболегированных p – n переходах;

- усилением межзонного туннелирования носителей заряда через глубокие уровни в ОПЗ $p-n$ перехода, актуального для сильнолегированных $p-n$ переходов.

Оба механизма приводят к росту темнового тока, что ухудшает отношение сигнал/шум и снижает чувствительность фотоприемника;

4) дезактивация легирующей примеси и изменение концентрации основных носителей заряда. Под действием облучения может происходить выбивание атомов легирующей примеси (например, атомов В в $p\text{-Si:B}$) в междоузлия, что приводит их в электрически неактивное состояние. Кроме того, компенсация мелких примесей глубокими уровнями, связанными с радиационными дефектами или за счёт трансмутационного легирования, могут привести к изменению типа проводимости и профиля легирования в активных слоях.

Одним из эффективных подходов к повышению радиационной стойкости кремниевых электронных приборов является легирование активных областей германием. Даже при относительно низких концентрациях Ge в Si ($N_{\text{Ge}} \approx 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) наблюдается существенное замедление деградации электрофизических параметров под действием ионизирующего излучения [109]. Этот эффект объясняется образованием неактивных комплексов $V_{\text{Si}}\text{-Ge}$, в которых вакансии кремния связывается с атомом германия. Поскольку ковалентный радиус атома германия больше, чем у кремния, формирование таких комплексов энергетически выгодно – оно приводит к локальному снижению упругой деформации в решетке и препятствует дальнейшей миграции первичных радиационных дефектов [110]. В результате подавляется образование более сложных и электрически активных дефектов, таких как дивакансии или центры типа Е-центра (комплекс $V_{\text{Si}}\text{-P}$), что положительно сказывается на времени жизни носителей и стабильности $p-n$ переходов.

Еще более перспективным направлением является использование низкоразмерных структур, где ключевую роль играет пространственная локализация носителей заряда. При наличии потенциальных ям (например, в наноструктурах), фотовозбужденные носители локализуются в ограниченном объеме и становятся менее чувствительными к рекомбинационным центрам, расположенным в окружающей матрице. Это особенно важно при облучении, когда в материале индуцируются глубокие уровни, способные эффективно захватывать и рекомбинировать свободные электроны и дырки.

Преимущество такого подхода подтверждается рядом исследований:

- в работе [7] проведено сравнительное исследование влияния облучения протонами с энергией 1,5 МэВ на фотолюминисценцию структур InGaAs/GaAs с квантовыми ямами и наноструктурами. Было установлено, что структуры с наноструктурами демонстрируют значительно более высокую радиационную стойкость по сравнению с квантовыми ямами;

- исследование [9] показало, что наноструктуры InAs, встроенные в короткопериодную сверхрешётку (СР) AlAs/GaAs, сохраняют до 25 % своей исходной интенсивности ФЛ после облучения протонами с флюенсом 10^{14} см^{-2} . Наноструктуры, встроенные в СР AlAs/GaAs, продемонстрировали большую радиационную стойкость по сравнению с наноструктурами, встроенными в матрицу GaAs. В то же время интенсивность ФЛ от наноструктур, встроенных в матрицу GaAs, уменьшилась почти на 2 порядка величины по сравнению с необлучёнными образцами. Повышенная радиационная стойкость СР AlAs/GaAs с наноструктурами была связана с дополнительным ограничением транспорта фотовозбуждённых носителей заряда в направлении, перпендикулярном слоям СР, потенциальными барьерами AlAs;

- аналогичные результаты получены для кванторазмерных структур на основе квантовых проволок (КП) InAs-InP [111]: при облучении протонами с энергией 2,4 МэВ установлена повышенная радиационная стойкость InAs-InP с КП по сравнению с аналогичными структурами с КЯ;

- в [10] исследованы СР Si/Ge со встроенными наноструктурами Ge. После облучения протонами с энергией 2,0 МэВ и флюенсом в диапазоне от $2 \cdot 10^{12}$ до $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ методами рентгеновской топографии, рентгеновской дифракции и ОРР не было выявлено каких-либо структурных изменений. При этом пик ФЛ от наноструктур Ge сохранялся даже при максимальном флюенсе, несмотря на ожидаемую значительную концентрацию центров безызлучательной рекомбинации, связанных с радиационными дефектами. Структуры с наноструктурами, встроенными в СР, показали более высокую радиационную стойкость по сравнению со структурами, в которых наноструктуры Ge были встроены в матрицу Si.

- в [11] показана высокая радиационная стойкость структур как с одиночными КЯ Ge на подложке Si, так и многослойных Si/Ge структур при облучении протонами с энергией 2,0 МэВ. Исследовались оптические и

структурные свойства ГС методами спектроскопии ФЛ, рентгеновской дифракции и отражения.

В [12] экспериментально исследовано влияние импульсного электронного и гамма-нейтронного облучения на низкоразмерные ГС Ge/Si, выращенных методом МЛЭ, с различной степенью пространственной локализации носителей заряда. Показано, что радиационная стойкость ГС Ge/Si возрастает с увеличением степени локализации носителей заряда в КЯ (наноостровках). Пространственная локализация носителей заряда в наноструктурах GeSi уменьшает вероятность безызлучательной рекомбинации избыточных носителей на радиационных дефектах, созданных в матрице Si. Наибольшей радиационной стойкостью в исследованных структурах обладают многослойные структуры с самоформирующимися наноостровками GeSi/Si. В данных структурах реализована наиболее эффективная пространственная локализация носителей заряда: трехмерная локализация дырок в островках и двухмерная локализация электронов в спейсборных слоях Si, разделяющих слои островков.

В [13] экспериментально исследовано влияние нейтронного облучения на ЭЛ Si $p-i-n$ светодиодов с многослойным массивом самоформирующихся наноостровков GeSi/Si(001) в активной области. Приборные $p-i-n$ структуры на базе Si с наноостровками GeSi/Si(001) были выращены методом МЛЭ. Светодиоды с наноостровками GeSi/Si(001) показали более высокую радиационную стойкость по сравнению с аналогичными диодами на базе объемного Si. Обнаруженный эффект связывается авторами с пространственной локализацией носителей заряда в наноструктурах GeSi/Si(001), так же, как и в [12]. Полученные результаты указывают на возможность использования ГС с самоформирующимися наноостровками GeSi/Si(001) для разработки радиационно-стойких приборов кремниевой оптоэлектроники.

В [112] экспериментально и теоретически изучена радиационная стойкость фоточувствительных квантоворазмерных структур на основе СР Si-Ge. Установлено, что скорость удаления носителей заряда в СР Si-Ge равна скорости удаления в сплаве SiGe с тем же интегральным составом и легированием. Это, наряду с повышенной радиационной стойкостью излучательной рекомбинации в сверхрешетках и увеличенным, по сравнению с Si, поглощением солнечного излучения, делает их перспективным материалом для радиационно-стойких оптоэлектронных приборов.

Что касается ФД на базе кремния с самоформирующимися наноструктурами GeSi в активной области, их стойкость к импульсному гамма-нейтронному излучению к моменту начала настоящей диссертационной работы не изучалась.

В литературе также отсутствуют сведения об исследованиях воздействия ионизирующих излучений на электрофизические и фотоэлектрические параметры фотодетекторов на базе толстых ЭС Ge/Si(001).

О создании стойких к гамма-нейтронному излучению оптоэлектронных устройствах сообщается в [97]. Однако предложенные оптоэлектронные пары реализуются на гетероэпитаксиальных структурах GaAsAl и кремния на сапфире, что плохо, как было отмечено выше, для интеграции в кремниевую оптоэлектронику.

Выводы к главе 1

Анализ современного состояния исследований в области Si-совместимых ИК-фотодетекторов позволяет сформулировать следующие выводы, обосновывающие актуальность и новизну настоящей диссертационной работы:

1. Кремниевая оптоэлектроника направлена на создание интегрированных оптоэлектронных компонентов с расширенным в ближний инфракрасный диапазон (1,1–1,7 мкм) спектральным откликом. Наиболее перспективными платформами для этого являются гетероструктуры на основе Ge/Si, в частности — самоформирующиеся наноструктуры GeSi/Si(001) и толстые эпитаксиальные слои Ge/Si(001). Однако фундаментальные различия в механизмах генерации и сбора носителей в этих двух типах структур требуют системного сравнительного исследования, особенно в условиях внешних воздействий.

2. Низкотемпературные методы эпитаксии (СМЛЭ-ГФЭ для наноструктур, метод газофазного осаждения с разложением моногермана на горячей нити (HWCVD) для слоёв Ge) являются ключевым условием совместимости с постпроцессной интеграцией в кремниевые ИС. В то же время связь между параметрами роста при пониженных температурах, дефектной структурой и фотоэлектрическими свойствами остаётся недостаточно изученной, что обосновывает необходимость решения первой и второй задач диссертации.

3. Использование наноструктур рассматривается как перспективный путь повышения радиационной стойкости, поскольку пространственная локализация носителей подавляет их диффузию к радиационным дефектам. Однако влияние

импульсного γ -n-облучения на морфологию, фотоэлектрические свойства и сравнительную стойкость кремниевых структур с самоформирующимися наноструктурами германия и эпитаксиальными слоями германия при одинаковых условиях облучения исследовано недостаточно полно.

4. Отсутствие данных о работоспособности таких структур в составе оптоэлектронных пар после радиационного воздействия создаёт научный и прикладной пробел. Восполнение этого пробела необходимо для обоснованного выбора архитектуры активной области при проектировании радиационно-стойкой интегральной оптоэлектроники специального назначения, что напрямую соответствует цели и третьей задаче диссертации.

ГЛАВА 2. Методика эксперимента

В данной главе приведено описание образцов и методик исследования, использованных в ходе выполнения диссертационной работы.

2.1 Методика выращивания p — n структур с самоформирующимися наноостровками GeSi/Si(001) комбинированным методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии Si и газофазной эпитаксии Ge при низком давлении

Структуры с самоформирующимися наноостровками GeSi/Si(001), как сформированными на поверхности буферных слоёв кремния, так и встроенными в ОПЗ p — n перехода, были выращены комбинированным методом СМЛЭ кремния и ГФЭ германия при низком давлении из GeH_4 инженером НИФТИ ННГУ В. Ю. Чалковым и инженером. НИФТИ ННГУ к.ф.-м.н. С. А. Денисовым при участии автора работы под руководством в.н.с. лаборатории физики и технологии тонких плёнок НИФТИ ННГУ д.ф.-м.н. В. Г. Шенгурова на оригинальной ростовой установке, разработанной в НИФТИ ННГУ [113]. Схема установки показана на рисунке 18. Источниками паров кремния служили кремниевые бруски размерами $90 \times 4 \times 4 \text{ мм}^3$, вырезанные из монокристаллов кремния p^+ - и n^+ -типа, легированных донорными и акцепторными примесями бора и фосфора, соответственно. В качестве подложек использовались монокристаллические пластины n^+ - и p^+ -Si(001) марок КЭС-0,01 и КДБ-0,005, соответственно, размерами $100 \times 10 \text{ мм}^2$, вырезанные из стандартных пластин диаметром 100 мм и толщиной 0,5 мм. Подложка и источники кремния располагались в ростовой камере параллельно друг другу на расстоянии примерно 40 мм и нагревались пропусканием через них постоянного электрического тока. Применение нагрева подложки пропусканием тока, а не ИК излучением, которое обычно применяется в установках МЛЭ, решало проблему наличия сильно нагретых элементов в камере роста, при этом уменьшалась тепловая нагрузка на окружающие подложку и источники кремния — детали, которые могут в процессе эпитаксии нагреваться до достаточно высоких температур, вызывая паразитное разложение GeH_4 [113]. Измерение температуры источника кремния T_s проводилось оптическим пирометром ОППИР-017 с точностью $\pm 10^\circ\text{C}$. Температура подложки T_g

контролировалась микропирометром ВИМП-015 в интервале T_g от 450 °С до 850 °С с точностью ± 20 °С и оптическим пирометром ОППИР-017 с точностью ± 10 °С при $T_g > 850$ °С.

Вакуум в камере роста обеспечивался титановыми сублимационными и геттерно-ионными насосами (ГИН). Общее давление измерялось вакуумметром ВИ-14 с датчиком ИМ-27. Базовое давление остаточных газов в ростовой камере составляло $\sim 10^{-8}$ торр.

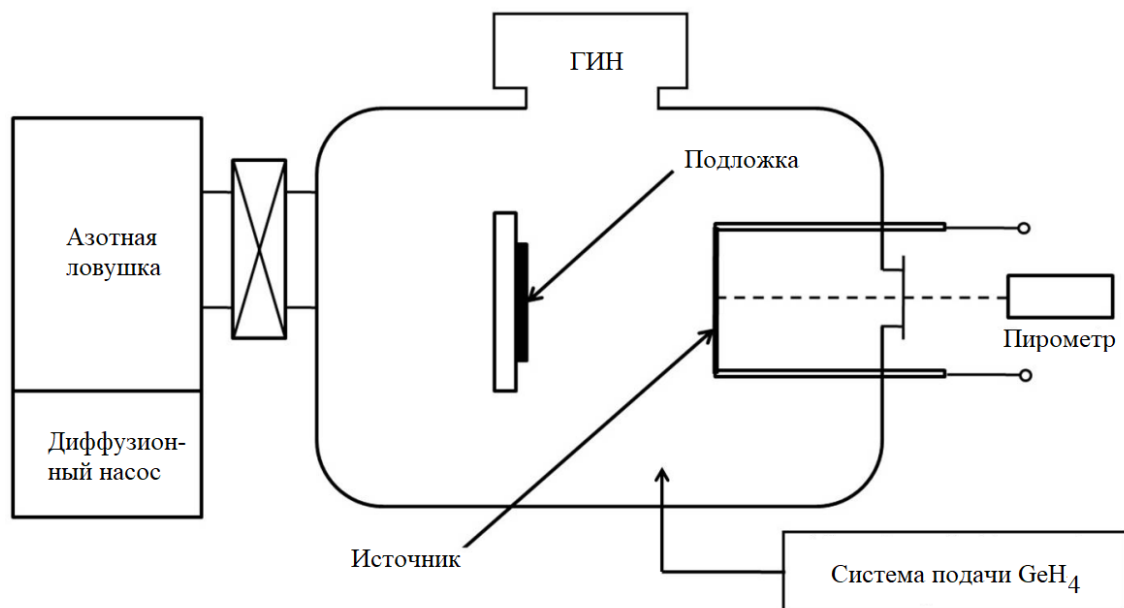


Рисунок 18 – Схема МЛЭ установки для эпитаксии кремния и германия на подложках кремния [114]

Перед началом ростового процесса подложки отжигались в условиях СВВ при температуре ≈ 1200 °С в течение 20 мин. В процессе отжига слой естественного SiO_2 , а также прочие загрязнения полностью удалялись с поверхности подложек. Затем, на поверхность подложек при T_g от 650 °С до 1000 °С осаждались буферные слои кремния n^+ - или p^+ - типа (соответственно типу проводимости подложки) из источников кремния, легированных, соответственно, фосфором или бором. Значения T_g в процессе выращивания буферных слоёв выбирались на основании результатов более ранних исследований [114, 115], исходя из необходимых значений концентрации легирующих примесей. Толщина буферных слоёв d_b варьировалась в пределах от 200 до 600 нм.

После окончания процесса осаждения буферных слоёв, проводилось осаждение на их поверхность слоёв германия. Для этого в ростовую камеру через прецизионный клапан-натекатель напускался GeH_4 . Парциальное давление германия в ростовой камере p_g варьировалось в пределах от 10^{-4} до 10^{-3} торр. Осаждение германия происходило за счёт пиролитического разложения GeH_4 на поверхности нагретой подложки [116]. Температура подложки T_g в процессе осаждения германия варьировалась в пределах от 600 °С до 800 °С. Чтобы избежать разложения GeH_4 на нагретых элементах, титановые испарители и ГИН, а также сублимационные источники кремния во время осаждения слоёв германия полностью выключались.

Слои германия в ходе осаждения трансформировались в наноструктуры GeSi по механизму Странски-Крастанова [18]. Номинальная толщина осаждённого слоя германия d_{Ge} определялась временем напуска GeH_4 в ростовую камеру t_g (которое варьировалось в пределах от 1 до 4 мин) при заданных значениях T_g и p_g в процесса осаждения германия. Значения d_{Ge} в образцах с наноструктурами GeSi/Si(001), полученными в настоящей работе, определялись согласно полученным ранее в работе [117] результатам исследований зависимости d_{Ge} в ГС с самоформирующимися наноструктурами GeSi/Si(001), выращенных методом СМЛЭ—ГФЭ, от t_g при заданных T_g и p_g с использованием метода обратного резерфордовского рассеяния (ОРР).

После окончания формирования массивов островков GeSi, GeH_4 откачивался из ростовой камеры паромасляным диффузионным насосом, ГИН и титановые сублимационные наносы включались вновь, и на поверхность массива наноструктур GeSi наращивались покровные слои сильнолегированного p^+ - или n^+ -Si толщиной d_c от 100 до 200 нм с концентрацией легирующей примеси $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Тип легирования покровного слоя выбирался противоположным типу легирования подложки. Таким образом, формировались p — n структуры с однослойными массивами наноструктур GeSi в ОПЗ. Заращивание массива наноструктур GeSi покровным слоем кремния проводилось при максимально низкой температуре, при которой ещё было возможно получение монокристаллической эпитаксиальной плёнки кремния (при $T_g = 500$ °С), для того чтобы избежать диффузионного растворения наноструктур GeSi в процессе заращивания.

При выращивании p — n структур с многослойным массивом наноструктур GeSi, массивы наноструктур разделялись спейсерными слоями кремния толщиной $d_s \approx 100$ нм, осаждаемыми при тех же значениях T_g , при которых проводилось осаждение германия. После окончания осаждения очередного спейсерного слоя, титановые сублимационные насосы и ГИН, а также сублимационные источники кремния отключались, и вновь проводилось осаждение слоя германия. Описанный цикл осаждения слоёв германия и кремния повторялся необходимое количество раз.

Кроме того, для определения параметров морфологии массивов наноструктур GeSi/Si(001) в зависимости от условий роста, была изготовлена специальная серия структур с поверхностными наноструктурами GeSi (без покровного слоя кремния). Данная серия образцов была выращена на подложках p^+ -Si(001) марки КДБ-0,005. Температура подложки T_g в процесса осаждения Ge варьировалась в пределах 500–800°C. Буферные слои кремния толщиной $d_b \approx 200$ нм легировались бором до концентрации акцепторов $N_A \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

В таблице 1 приведены параметры процесса формирования наноструктур GeSi на поверхности исследуемых структур (T_g и t_g), а также средние значения атомной доли германия x и степени упругой релаксации ε_{rel} в материале наноструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ в исходных образцах. Степень упругой релаксации ЭС твёрдого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ определяется как

$$\varepsilon_{rel} = 1 - \frac{\varepsilon_{100\%} - \varepsilon}{\varepsilon_{100\%}}, \quad (23)$$

где ε — относительная упругая деформация слоя твёрдого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$,

$\varepsilon_{100\%}$ — значение относительной упругой деформации для псевдоморфного слоя $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ при данном значении x :

$$\varepsilon_{100\%} = \frac{a_{Ge} - a_{Si}}{a_{Si}} x, \quad (24)$$

где a_{Ge} и a_{Si} — постоянные кристаллической решётки германия и кремния соответственно.

В соответствии с формулой (23), полностью релаксированному слою твёрдого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ с заданным значением x соответствует значение $\varepsilon_{rel} = 0$, а псевдоморфному – $\varepsilon_{rel} = 1$.

Значения x и ε_{rel} были определены в [16, 19] методом КРМ для островков $\text{GeSi}/\text{Si}(001)$, выращенных в тех же условиях, что и островки, исследованные в настоящей работе. В отличие от широко известных методов двухкристалльной рентгеновской дифрактометрии и спектроскопии КРС [50, 118], которые дают усредняющие значения параметров наноструктур по площади пучка тестирующего излучения, метод КРМ позволяет получать информацию по каждому отдельному наноструктуре (при условии, если размеры островков составляют ~ 100 нм, что соответствует предельной разрешающей способности метода КРМ). Наличие значительной доли кремния в материале островков (несмотря на то, что изначально на поверхность буферного слоя кремния осаждался чистый германий) связано с диффузией кремния из подложки в объём островков в процессе их роста, что понижает общую упругую энергию системы «островки-подложка», как уже отмечалось выше (см. п. 1.2.1).

Как видно из таблицы 1, с повышением T_g наблюдается уменьшение доли германия x в материале островков, что объясняется увеличением коэффициента диффузии кремния при повышении T_g [60].

Таблица 1 – Параметры процесса роста, атомная доля германия x и степень упругой релаксации ε_{rel} в материале самоформирующихся наноструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ в исходных образцах

№ образца	T_g , °C	t_g , мин	x $\pm 0,1$	ε_{rel} $\pm 0,1$
1	800	0,5	0,24	0,70
2	700	1	0,33	0,80
3	600	4	0,55	0,85
4	500	1	0,9	0,9

2.2 Методика выращивания эпитаксиальных слоев Ge/Si(001) методом газофазного осаждения с разложением моногермана на горячей нити

Эпитаксиальные слои германия толщиной $\approx 0,5$ мкм выращивались методом газофазного осаждения с разложением моногермана на горячей нити на подложках n^+ -Si(001) марки КЭМ-0,005 и p^+ -Si(001) марки КДБ-0,005 с использованием той же установки для СМЛЭ кремния и ГФЭ германия, которая использовалась для выращивания ГС с самоформирующимися наноостровками GeSi/Si(001) комбинированным методом СМЛЭ кремния и ГФЭ германия при низком давлении, описанная в предыдущем разделе. Перед началом роста подложки кремния отжигались при 1200 °С в течение 30 мин. Затем температура подложек снижалась до 800 °С и на поверхность подложек из сублимационного источника кремния осаждались буферные слои n^+ -Si (в случае использования подложек КЭМ-0,005) или p^+ -Si (в случае использования подложек КДБ-0,005), легированные фосфором или бором, соответственно, с концентрацией $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Толщина буферных слоёв d_b составляла ≈ 200 нм. Осаждение ЭС германия проводилось при температуре подложки $T_g = 350$ °С путем напуска в ростовую камеру GeH_4 под давлением $p_g \approx 4 \cdot 10^{-4}$ торр, который разлагался пиролизически на поверхности танталовой полоски, расположенной на расстоянии ≈ 40 мм от кремниевой подложки. Полоска тантала нагревалась пропусканием через нее постоянного электрического тока, температура источника T_s составляла от 1200 °С до 1300 °С.

2.3 Методика исследования морфологии поверхности структур

Исследование морфологии самоформирующихся наноостровков GeSi/Si(001) проводилось в Лаборатории сканирующей зондовой микроскопии Российско-итальянского научного центра ННГУ к.ф.-м.н., доц., с. н. с. НИФТИ ННГУ А. В. Неждановым на микроскопе «Интегра» производства ЗАО «НТ МДТ» (Зеленоград, Россия) в контактном режиме с использованием кремниевых кантилеверов производства ЗАО «НТ МДТ» марки CSG-01 с радиусом кривизны острия $R_p < 10$ нм (согласно паспортным данным). Морфология наноостровков GeSi/Si(001) характеризовалась следующими параметрами:

— средняя высота островков $\langle H \rangle$ со среднеквадратичным отклонением σ_H ;

— средний латеральный размер наноструктур по основанию (на уровне $0,1\langle H \rangle$ над поверхностью смачивающего слоя) $\langle D \rangle$ со среднеквадратичным отклонением σ_D ;

— поверхностная плотность наноструктур N_s .

Морфология поверхности ЭС Ge/Si(001) изучалась в Лаборатории зондовой микроскопии Научно-образовательного центра «Физика твердотельных наноструктур» (НОЦ ФТНС) ННГУ им. Н. И. Лобачевского м. н. с. Кругловым А. В. на СЗМ SolverPro производства ЗАО «НТ-МДТ» в полуконтактном режиме с использованием кремниевых кантилеверов НТ-МДТ NSG-11.

Морфология поверхности ЭС Ge/Si(001) характеризовалась среднеквадратичной шероховатостью S_q

$$S_q = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (z_i - \langle z \rangle)^2}{N(N-1)}}, \quad (25)$$

где z_i – высота i -ой точки кадра над некоторым наперед заданным нулевым уровнем (нулевым уровнем объявлялась точка захвата обратной связи),

$i = 1 \dots N$ – номер точки АСМ изображения,

N – число точек в кадре,

$\langle z \rangle$ – среднее значение высоты поверхности по площади кадра:

$$\langle z \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N z_i. \quad (26)$$

Неопределённость измерений координат зонда на поверхности исследуемых образцов составляла: в плоскости образца (координаты x, y) ± 10 нм; по нормали к поверхности (по координате z) $\pm 0,1$ нм. С целью обеспечения необходимой точности результатов измерений проводилась калибровка АСМ по x, y и z и контроль значений R_p при помощи калибровочных решёток TopoMetrix 7110-04 и NT-MDT TGZ-3 и TGT-1.

Для обработки и анализа результатов АСМ исследований использовалось специализированное программное обеспечение Nova Image Analysis 1.0.26.1443 (разработчик – компания ЗАО «НТ МДТ»).

2.4 Методики исследований кристаллической структуры эпитаксиальных слоёв Ge/Si(001)

Методика рентгено-дифракционных исследований. Кристаллическая структура ЭС Ge/Si(001) исследовалась методом двухкристальной рентгеновской дифрактометрии дифрактометром Bruker D8 Discoverer. Измерения были проведены в Лаборатории рентгено-дифракционных и электронно-микроскопических методов исследования НИФТИ ННГУ в.н.с. д.ф.-м.н. Трушиным В.Н. Измерялись дифракционные кривые в геометрии Θ — 2ω , а также кривые качания вблизи рефлекса Ge (004).

Методика исследований структуры ЭС Ge/Si(001) методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Исследования структуры ЭС Ge/Si(001) методом ПЭМ высокого разрешения на поперечных срезах проводились на просвечивающем электронном микроскопе JEOL JEM 2100F. Исследования проводились в Лаборатории просвечивающей электронной микроскопии НОЦ ФТНС ННГУ им. Н. И. Лобачевского заведующим научно-исследовательской лабораторией радиофотоники НИФТИ ННГУ к.ф.-м.н. А. И. Бобровым под руководством д. ф.-м. н., проф., заведующим Кафедры физики полупроводников, электроники и наноэлектроники Физического факультета ННГУ Д. А. Павлова. Ускоряющее напряжение составляло 180 кВ. Подготовка поперечных срезов ГС Ge/Si(001) для ПЭМ исследования проводилась последовательно методами химико-механического шлифования и ионного травления (утонения) с использованием комплекса оборудования для препарирования образцов для ПЭМ производства компании Gatan, включающего устройство для ультразвуковой резки Tuned Piezo Cutting Tool, устройство для создания полусферических углублений Dimple Grider 656 и систему прецизионного ионного травления PIPS.

Методика определения плотности прорастающих дислокаций. Плотность прорастающих дислокаций определялась методом подсчёта ямок травления. Травление осуществлялось в растворах HF:H₂O₂:CH₃COOH (1:2:3) и HF:HNO₃:CH₃COOH:I₂:KI:H₂O (10:15:5:8:2:20) по стандартной методике [119]. Исследуемые образцы погружались в травящий раствор на фиксированное время от двух до трех секунд, затем промывались в дистиллированной деионизованной воде и осушались фильтровальной бумагой. Определение плотности ямок травления проводилось на оптическом микроскопе LEICA DM 4000M в Лаборатории подготовки поверхности полупроводников НИФТИ ННГУ.

2.5 Методика формирования фотодиодов на базе $p-n$ структур с самоформирующимися наноструктурами GeSi/Si(001) и эпитаксиальными слоями Ge/Si(001)

Фотодиоды с самоформирующимися наноструктурами GeSi были изготовлены на основе кремниевых $p-n$ структур с одно- и 5-слойными массивами GeSi островков, встроенными в $p-n$ переход. Структура с однослойным массивом наноструктур GeSi (рисунок 19а) была выращена на подложке $n^+-\text{Si}(001)$ марки КЭС-0,01. Буферный слой $n^+-\text{Si}$ толщиной $\approx 0,6$ мкм, легированный фосфором с концентрацией $\approx 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ осаждался при $T_g = 650$ °С. На поверхности буферного слоя при той же температуре осаждался слой $p-\text{Si}$ толщиной $\approx 0,2$ мкм, легированный бором с концентрацией $\approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Осаждение германия проводилось при $T_g \approx 600$ °С, $p_g \approx 9 \cdot 10^{-4}$ торр и $t_g \approx 4$ мин. Покровный слой $p-\text{Si}$ толщиной $\approx 0,2$ мкм, легированный бором с концентрацией $\approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, и подконтактный слой $p^+-\text{Si}$ толщиной $\approx 0,1$ мкм, легированный бором с концентрацией $\approx 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, осаждались при $T_g \approx 500$ °С.

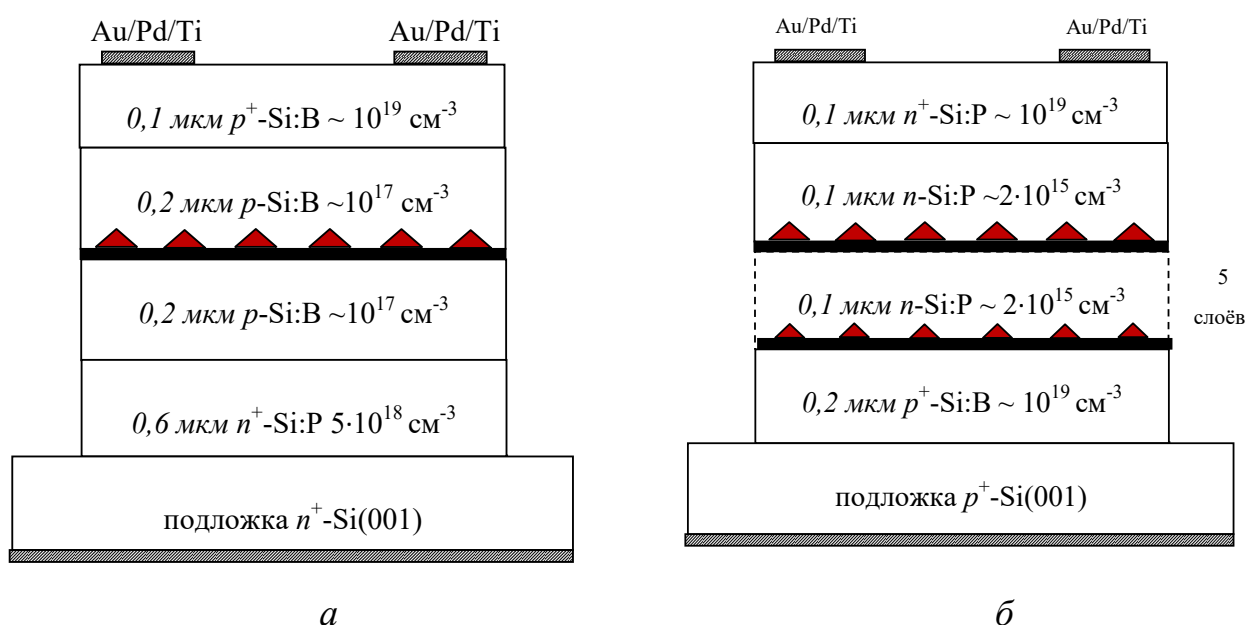


Рисунок 19 – Схемы меза-диодов с кольцевыми верхними контактами на базе кремниевых $p-n$ структур с однослойным (а) и 5-слойным (б) массивами наноструктур GeSi

Структура с 5-слойным массивом наноструктур GeSi (рисунок 19б) выращивалась на подложке $p^+-\text{Si}(001)$ марки КДБ-0,01. Буферный слой $p^+-\text{Si}$ толщиной $\approx 0,2$ мкм, легированный бором с концентрацией $\approx 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$,

выращивался при $T_g \approx 1000$ °С. Осаждение германия проводилось при $T_g \approx 650$ °С, $p_g \approx 9 \cdot 10^{-4}$ торр и $t_g \approx 2,5$ мин. Массивы наностроек GeSi разделялись спейсборными слоями n -Si:P толщиной $\approx 0,1$ мкм, осажденными при $T_g \approx 650$ °С. Концентрация фосфора в спейсборных слоях n -Si составляла $\approx 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Подконтактный слой n^+ -Si легированный фосфором с концентрацией $\approx 1 \cdot 10^{19}$ см⁻³, выращивался при $T_g \approx 500$ °С.

Фотодиоды с активным слоем на базе ЭС Ge/Si(001) формировались на подложках n^+ -Si(001) марки КЭС-0,01 и p^+ -Si (001) марки КДБ-0,005, на которые при $T_g \approx 1000$ °С осаждались буферные слои n^+ -Si и p^+ -Si, соответственно, толщиной $\approx 0,2$ мкм, легированные, соответственно, фосфором и бором с концентрацией $\approx 1 \cdot 10^{18}$ см⁻³ (рисунок 20). Слои германия толщиной $\approx 0,5$ мкм осаждались при $T_g \approx 350$ °С, $p_g \approx 4 \cdot 10^{-4}$ торр, $T_s \approx 1200$ °С. Как показали холловские измерения (см. ниже, раздел 3.2) ЭС германия имели p -тип проводимости, фоновая концентрация дырок составляла $\sim 10^{17}$ см⁻³.

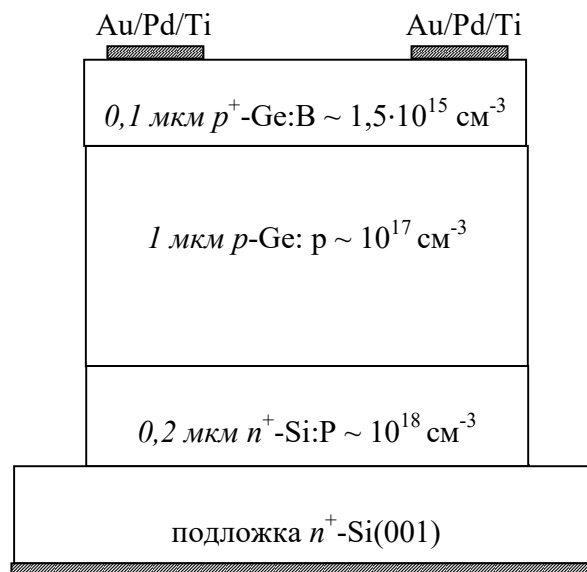


Рисунок 20 – Схема меза-диодов с активным слоем на базе ЭС Ge/Si(001) на подложке n^+ -Si(001)

Подконтактные слои p^+ -Ge формировались имплантацией ионов бора. Имплантация проводилась на установке ИЛУ-200 в Лаборатории физики и технологии тонких плёнок НИФТИ ННГУ вед. инж. В. К. Васильевым. Доза ионов бора составляла $\approx 1,5 \cdot 10^{15}$ см⁻², энергия ионов ≈ 30 кэВ. Постимплантационный отжиг проводился при температуре $T_A \approx 550$ °С в течение 30 мин.

На базе кремниевых p — n структур с наноструктурами GeSi и ЭС Ge/Si(001) методом оптической фотолитографии формировались мезы двух типов:

- цилиндрической формы диаметром от 200 до 1000 мкм;
- прямоугольной формы с размерами 1200 × 1800 мкм.

Полученные мезы имели высоту от 5 до 7 мкм.

Фотолитография проводилась в Лаборатории подготовки поверхности полупроводников НИФТИ ННГУ под руководством зав. лаб. к. х. н. Котоминой В.Е. на фотолитографической установке УСП-1 производства НПО «Планар» (Республика Беларусь), которая обеспечивает минимальный размер элементов 0,5 мкм. Формирование мез проводилось методом жидкостного химического травления в Лаборатории полупроводниковой СВЧ электроники НИФТИ ННГУ (вед. инж. Алябина Н.А.).

На поверхности меза структур, а также с обратной стороны подложки формировались омические контакты Au (300 нм)/Pd (100 нм)/Ti (100 нм) двух типов: со сплошными контактами, которые в дальнейшем использовались для измерений вольтамперных характеристик (ВАХ) и вольт-фарадных характеристик (ВФХ) диодов (рисунок 21а) и с контактами размером 900 × 1500 мкм² в виде сетки с окнами для доступа возбуждающего излучения (рисунок 21б).

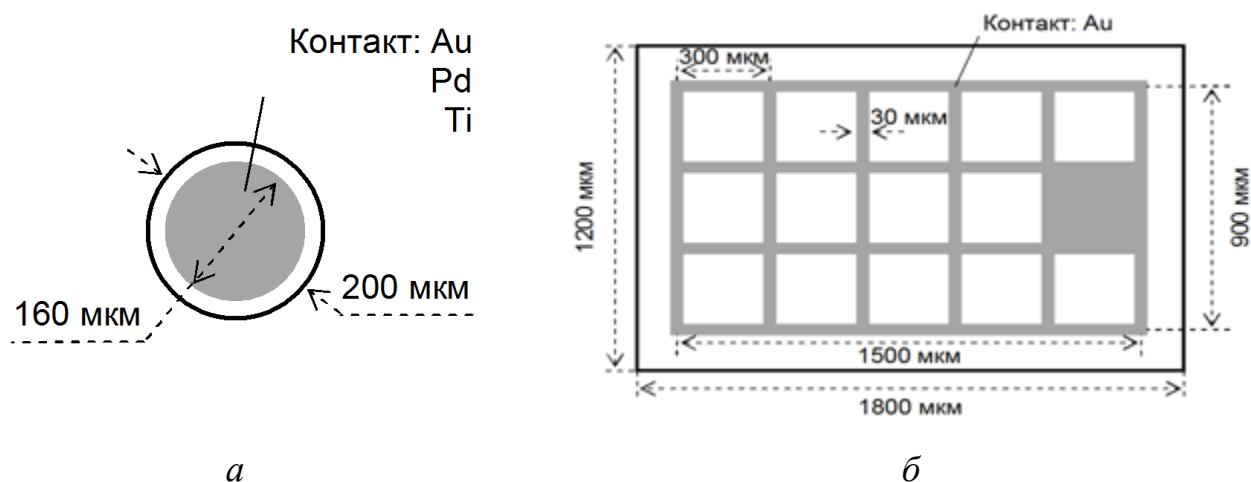


Рисунок 21 – Схематические изображения металлизации на поверхности меза-диодов: а — цилиндрическая меза со сплошным верхним контактом; б — прямоугольная меза с окнами в верхнем контакте

На рисунке 22 приведены микрофотографии образцов с меза-фотодиодами цилиндрической и прямоугольной формы. Осаждение плёнок металла проводилось методом термического испарения в вакууме на установке

вакуумного напыления УВН-2М1 в Лаборатории полупроводниковой СВЧ электроники НИФТИ ННГУ инж. Хапиловым А. Ф.

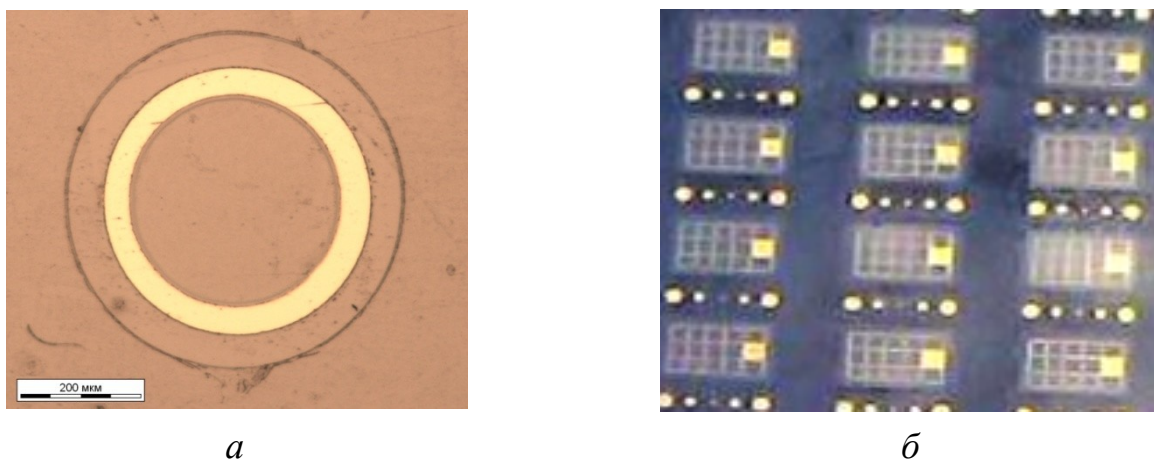


Рисунок 22 – Микрофотографии образцов с меза-фотодиодами цилиндрической (*a*) и прямоугольной (*б*) формы

2.6 Методика формирования оптоэлектронных пар

Для проверки возможности использования исследуемых в данной диссертационной работе фотодиодов на базе $p-n$ структур с самоформирующимися наноструктурами $GeSi/Si(001)$ и эпитаксиальными слоями $Ge/Si(001)$, выращенных методом СМЛЭ-ГФЭ, для реализации оптической связи между элементами оптопары на технологической базе НИФТИ ННГУ были изготовлены лабораторные макеты оптопар. Оптопара включала в себя излучатель в виде меза-светодиода и фотоприёмника в меза-исполнении, объединённые в металлокерамическом корпусе (рисунок 23). Излучатель и фотоприёмник разделялись изолирующим слоем из SiO_2 , прозрачного для оптического излучения с длиной волны ($1,3 \dots 1,55$) мкм.

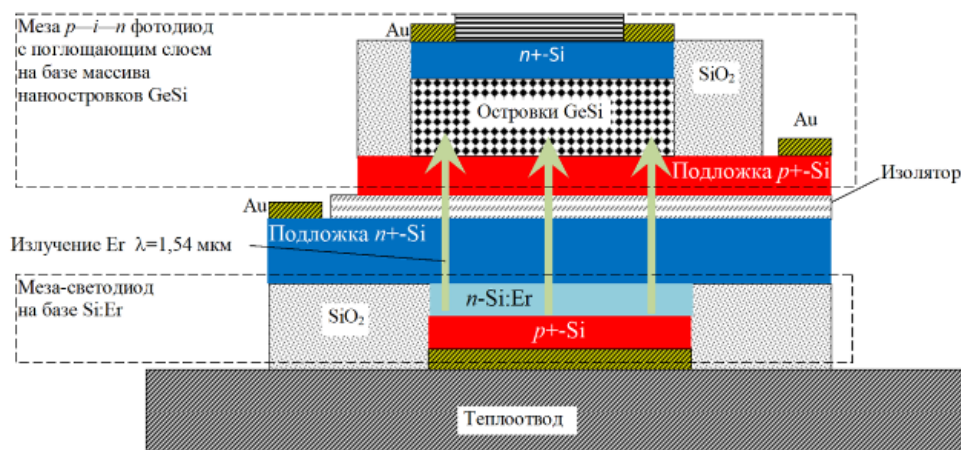


Рисунок 23 – Схема оптопары

Для фотоприемников такой оптопары были изготовлены меза-фотодиоды по методике, описанной в разделе 2.1, с увеличением количества слоев массивами самоформирующихся наноостровков SiGe, встроенными в i-область, до 25. Температура подложки в процессе роста для данных образцов составляла $\sim 600^\circ\text{C}$. Также в качестве фотоприемников были использованы меза-фотодиоды со сплошными слоями германия, изготовленные по методике, описанной в разделе 2.2. В качестве излучающих структур использовались диодные структуры с эпитаксиальными слоями Si:Er выращенные на той же установке, что и структуры с самоформирующимися наноостровками GeSi/Si(001). При выращивании слоев Si:Er специального напуска каких либо газов содержащих, например, атомы кислорода и углерода не производилось. Атомы каждого из этих элементов влияют на интенсивность электролюминесценции Er в Si. В используемой технологической установке атомы O и C могут поступать в растущий слой Si:Er из атмосферы вакуумной камеры и образовывать люминесцирующий комплекс с эрбием. По данным ВИМС в выращенных данной установкой слоях Si:Er концентрация атомов O составляла до $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и атомов C от $4 \cdot 10^{18}$ до $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. концентрация атомов Er в слоях кремния до $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Выращивание структур осуществлялось на прямоугольных пластинах (подложках) с ориентацией (100). В качестве источника паров использовались пластины, вырезанные из кремниевых слитков, легированных соответствующими примесями (Er, B, P, Sb). Подложка и источник разогревались резистивно за счет пропускания тока. Слитки кремния были выращены методом Чохральского. При изготовлении светоизлучающих структур в качестве подложки выбирались пластины кремния марки КДБ-0,1(100) и КЭФ-4,5 (100). Для роста слоев n^+ - и n^{++} - типа использовались источники кремния КЭФ-0,1 и КЭФ-0,005, соответственно. Для выращивания слоев Si:Er применялись специально заказанные источники кремния с концентрацией эрбия $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Перед началом ростового процесса подложка и источник отжигались в начальном вакууме при температуре 1250°C и 1300°C , соответственно, в течение 10 мин. После снижения температуры подложки до 1000°C выращивался буферный слой, а затем при температуре подложки $400\text{--}500^\circ\text{C}$ и температуре источника $1300\text{--}1330^\circ\text{C}$ – слой кремния, легированный эрбием (Si:Er). Контактный слой n^{++} -Si выращивался при температуре подложки 480°C в течение 20 мин. Слои Si:Er выращивались при пониженной температуре источника (500°C).

2.7 Методики исследования электрофизических свойств эпитаксиальных слоёв Ge/Si(001)

Электрофизические параметры ЭС германия определялись методом измерения удельного сопротивления и эффекта Холла методом ван-дер-Пау при температуре 300 К на образцах, выращенных на подложках «кремний-на-изоляторе» (КНИ) с тонкими высокоомными слоями кремния в тех же условиях, что и ЭС Ge/Si(001) в приборных структурах для изготовления меза-фотодиодов. Холловские измерения проводились д.ф.-м.н. проф. Кудриным А. В. (Кафедра физики полупроводников, электроники и нанoeлектроники Физического факультета ННГУ) на установке Nanometrics HL5500. Пределы измерений слоевого сопротивления составляли от 0,1 до 10^{11} Ом/квадрат, концентрации носителей заряда — от 10^7 до 10^{20} см⁻³, подвижности носителей заряда — от 0,1 до 10^6 см²/(В·с). Пределы изменения температуры измерения составляли от 77 до 300 К. Установка включает в себя регулируемый источник тока в диапазоне от 10^{-12} до $2 \cdot 10^{-3}$ А и постоянный магнит с магнитной индукции между полюсами $\approx 0,5$ Тл.

2.8 Методика исследования электрофизических и фотоэлектрических свойств фотодиодов на базе p—n структур с самоформирующимися nanoостровками GeSi/Si(001) и эпитаксиальными слоями Ge/Si(001)

ВАХ и ВФХ фотодиодов на базе ЭС Ge/Si(001) измерялись при 300 К к.ф.-м.н. с.н.с. Лаборатории мемристорной нанoeлектроники НОЦ «Физика твердотельных структур» ННГУ Беловым А. И. на измерителе параметров полупроводниковых приборов Agilent B1500A. Измерения ВАХ проводились на постоянном токе, измерения ВФХ проводились с частотой модуляции 1 МГц и амплитудой модулирующего напряжения 10 мВ, пределы развёртки по напряжению составляли от минус 5,0 до плюс 0,5 В.

Измерения спектров ФЧ ФД на базе p—n структур с самоформирующимися nanoостровками GeSi/Si(001) и ЭС Ge/Si(001) проводились к.ф.-м.н. Волковой Н. С. под руководством к.ф.-м.н. доц. Кафедры физики полупроводников и оптоэлектроники Физического факультета ННГУ им. Н.И. Лобачевского Горшкова А. П. по стандартной селективной методике с модулированным фотовозбуждением и синхронным детектированием.

В качестве источника монохроматического излучения использовался решеточный монохроматор МДР-2 производства ПО ЛОМО (г. Санкт-Петербург) с галогеновой лампой мощностью 100 Вт, питаемой от стабилизированного источника постоянного напряжения. Регистрация фотоотклика проводилась на синхронном детекторе SR-530 производства компании «Stanford Research Systems» (США). Частота модуляции составляла ≈ 128 Гц. В эксперименте измерялись спектры фототока короткого замыкания $I_{SC}(h\nu)$, которые нормировались на спектры интенсивности фотовозбуждения $L_{ph}(h\nu)$, таким образом, получали спектры ФЧ.

Интенсивность фотовозбуждения $L_{ph}(h\nu)$ на длине волны $\lambda \approx 1$ мкм составляла $\approx 1,8 \cdot 10^{15}$ фотонов/(см²·с), разрешающая способность монохроматора при ширине входной и выходной щелей 0,5 мм составляла $\approx 2,5$ мэВ. Фотовозбуждение осуществлялось через окна в верхнем омическом контакте. Спектральная зависимость $L_{ph}(h\nu)$ в диапазоне длин волн λ от 0,4 до 1,7 мкм измерялась фотодетектором на основе фотодиода InGaAs/InP производства компании «ActonResearchCoproration» (США), модель ID 441C. Калибровка спектра $L_{ph}(h\nu)$ при $\lambda = 0,8$ мкм и $\lambda = 1,0$ мкм производилась на калиброванном кремниевом $p-i-n$ фотодиоде производства компании Vishay (США), модель BPW34.

Для измерения температурных зависимостей ФЧ держатель с образцом погружался в сосуд Дьюара с жидким азотом. Температура образца плавно повышалась от 77 до 300 К по мере выкипания жидкого азота со скоростью ≈ 1 К/с.

Спектральная зависимость внешнего квантового выхода фотодетекторов определялась как

$$\eta(h\nu) = \frac{I_{SC}(h\nu)}{eSL_{ph}(h\nu)}, \quad (27)$$

где S – суммарная площадь фотоприёмного окна.

2.9 Методика исследования характеристик оптоэлектронных пар

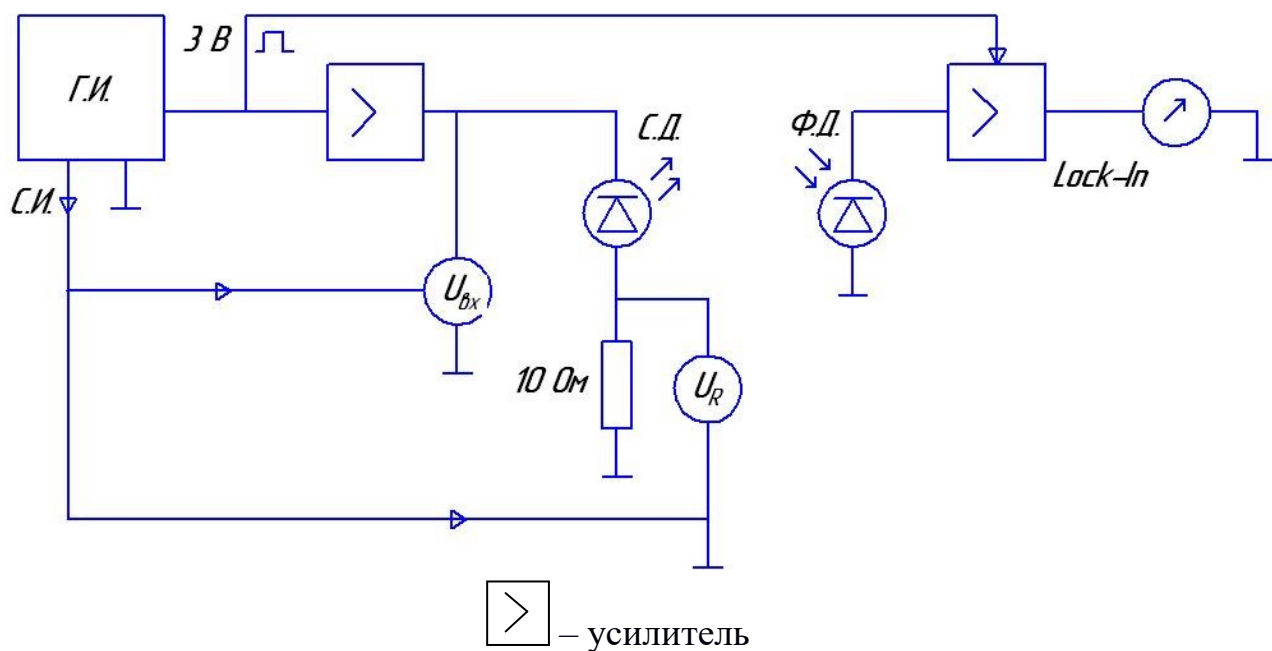
В качестве основных оптоэлектронных характеристик лабораторных макетов оптоэлектронных пар измерялись зависимости фото-ЭДС

фотоприемников от тока накачки и напряжения на светодиодизлучающей структуре. Измерения, выполненные при непрерывной накачке светоизлучающих структур в режимах, соответствующих возбуждению электролюминисценции, показали, что непрерывный режим не обеспечивает достаточного отношения сигнал/шум при данной конструкции оптоэлектронной пары.

В качестве направлений дальнейшего совершенствования конструкции и методик испытаний лабораторных макетов оптоэлектронных пар было принято решение разместить излучатель и фотоприёмник в светонепроницаемый металлический корпус, экранирующий фотоприёмник от низкочастотных электромагнитных наводок и от посторонней засветки. Также питание светоизлучающей структуры было организовано прямоугольными импульсами, а регистрация фотоотклика от фотоприемной структуры - на переменном сигнале с синхронным детектированием.

Соответствующие изменения были внесены в конструкцию макетов оптронов и были использованы при проектировании и тестировании макета. Для выполнения измерений была использована специально разработанная схема (рисунок 24). На светоизлучающую структуру (С.Д) подавались прямоугольные импульсы напряжения (меандр) с амплитудой 3 В с генератора импульсов (Г.И.) с частотой повторения импульсов от единиц Гц до десятков кГц, коэффициент заполнения 50 %. При этом фиксировался ток, протекающий через светоизлучающую структуру. Измерения фотоотклика фотодиодной структуры (Ф.Д.) были выполнены с применением стандартной методики синхронного детектирования «lock-in» на частоте возбуждающего (опорного) сигнала, что позволило выделить полезный сигнал на фоне шума и наводок. Для регистрации фототока с фотоприемного устройства использовался малошумящий усилитель тока Stanford Research Systems SR570 и цифровой осциллограф LeCroy 7100.

По отношению выходного тока (фототока с фотодиодной структуры) к входному току, протекающему через светоизлучающую структуру, выраженному в процентах, проводилась оценка значения коэффициента передачи оптопары (CTR).



С.Д. – светоизлучающая структура, Ф.Д. – фотодиодная структура,

Г.И. – генератор импульсов,

С.И. – синхроимпульс от Г.И.

$$U_d = U_{вх} - U_r, I_d = U_r / 10 \text{ Ом}$$

Рисунок 24– Схема измерительная функциональная

2.10 Методика исследования радиационной стойкости фотодиодов на базе кремниевых $p-n$ структур с наноструктурами GeSi/Si(001) и гетероструктур Ge/Si(001) и оптоэлектронных пар на их основе

Исследуемые образцы подвергались импульсному гамма-нейтронному облучению в пассивном режиме (без электрической нагрузки) на аттестованных моделирующих установках ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» под руководством сотрудника ИЯРФ Л.Е. Довбыша. Средняя эффективная энергия сплошного спектра фотонов составляла $\approx 1,5$ МэВ. Средняя эффективная энергия спектра нейтронов составляла $\approx 0,8$ МэВ с верхней границей до 18 МэВ. Для кремниевых $p-n$ фотодиодов с 5-слойным массивом островков GeSi и оптоэлектронных пар, интегральный флюенс нейтронов составил $\approx 1,0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, поглощенная доза ≈ 4 кГр. На таких уровнях наблюдалась заметная деградация оптических и электрических параметров кремниевых структур с наноструктурами GeSi/Si(001) и светодиодов на их основе [12, 13]. Для структур с поверхностными наноструктурами GeSi, кремниевых $p-n$ фотодиодов с однослойным массивом

наноостровков GeSi и с активным слоем на базе ЭС Ge/Si(001), этот же уровень достигался за два последовательных γ - η импульса меньшей интенсивности.

Исследование морфологии поверхностных наноостровков GeSi/Si(001) до и после импульсного гамма-нейтронного облучения проводилось по методике, описанной в 2.3.

Спектры ФЧ исследуемых образцов в режиме фотоэда холостого хода по методике, описанной в 2.7, измерялись до и после облучения.

Для макетов оптоэлектронных пар до и после облучения проводились оценка возможности регистрации оптопарного эффекта по методике 2.9.

Выводы к главе 2

1. Используемый в работе комбинированный метод СМЛЭ кремния и ГФЭ германия при низком давлении из GeH₄ на оригинальной ростовой установке, разработанной в НИФТИ ННГУ, позволил вырастить структуры с самоформирующимися наноостровками GeSi/Si(001) и сплошными слоями Ge/Si(001), пригодные для проведения комплексных исследований их электрических и фотоэлектрических свойств, в том числе и после импульсного гамма-нейтронного облучения. Низкотемпературность данного метода открывает возможности его применения в интегральной оптоэлектронике.

2. Для исследования готовых структур применялись взаимодополняющие методы и методики, дающие информацию об их морфологии, кристаллической структуре и дефектности, электрофизических, фотоэлектрических и оптоэлектронных свойств.

3. Импульсное-гамма нейтронное облучение объектов исследований проводилось на моделирующих установках ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», что позволило корректно оценить уровень их радиационной стойкости.

4. Достоверность результатов в экспериментальной части работы обеспечена использованием взаимодополняющих методов анализа, воспроизводимостью характеристик исследуемых объектов, многократной экспериментальной проверкой результатов измерений, использованием метрологически аттестованного измерительного и испытательного оборудования и поверенных средств измерения.

Таким образом, методика исследований адекватна поставленной цели и задачам работы.

ГЛАВА 3. Фотоэлектрические свойства фотодиодов на базе кремниевых $p-n$ структур с самоформирующимися наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ и эпитаксиальных слоёв $\text{Ge}/\text{Si}(001)$

В настоящей главе изложены результаты исследований фотоэлектрических свойств ФД на базе кремниевых $p-n$ структур с самоформирующимися наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ и ЭС $\text{Ge}/\text{Si}(001)$. В частности, были изучены зависимости спектров ФЧ кремниевых $p-n$ ФД с наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ в ОПЗ $p-n$ перехода в спектральной области межзонного оптического поглощения в островках $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ от температуры, напряжения обратного смещения на диоде, а также от параметров островков (размеры, состав материала). Установлено, что указанные зависимости определяются соотношением скорости эмиссии фотовозбуждённых дырок из островков и скорости рекомбинации фотовозбуждённых носителей заряда в островках. Кроме того, были изучены спектры ФЧ ФД на базе толстых ЭС $\text{Ge}/\text{Si}(001)$, выращенных методом газофазного осаждения с разложением моногермана на горячей нити при низкой температуре роста (350°C). Установлено, что низкая плотность прорастающих дислокаций толстых ЭС $\text{Ge}/\text{Si}(001)$, выращенных методом газофазного осаждения с разложением моногермана на горячей нити при низкой температуре подложки (350°C), обусловлена образованием переходного слоя германия с высокой плотностью дислокаций несоответствия.

Показана принципиальная возможность использования исследуемых фотодиодов на базе кремниевых $p-n$ структур с самоформирующимися наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ и ЭС $\text{Ge}/\text{Si}(001)$ в оптоэлектронных парах.

Основные научные результаты, изложенные в настоящей главе, опубликованы в работах [A1, A2, A3].

3.1 Фотоэлектрические свойства кремниевых $p-n$ фотодиодов с самоформирующимися наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$

3.1.1 Зависимость спектров фоточувствительности от морфологии и состава островков

В настоящем разделе изложены результаты исследований спектров ФЧ $p-n$ ФД на базе структур с однослойными массивами наноструктурок $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, встроенными в ОПЗ $p-n$ перехода, выращенные комбинированным методом

СМЛЭ-ГФЭ на оригинальной установке СМЛЭ НИФТИ ННГУ. Были изготовлены три типа образцов с различной атомной долей германия x в материале островков $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, которая была получена путем изменения температуры подожки T_g в процесса осаждения германия в пределах от 600 °С до 800 °С и времени напуска GeH_4 в ростовую камеру t_g в пределах от одной до четырех минут при постоянном парциальном давлении GeH_4 в ростовой камере $p_g \approx 9 \cdot 10^{-4}$ торр. Еще один тип образца был изготовлен без островков.

На рисунке 25 представлены АСМ изображения ГС с поверхностными наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$, выращенных в тех же условиях, что и массивы наноструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ в диодных p — n структурах.

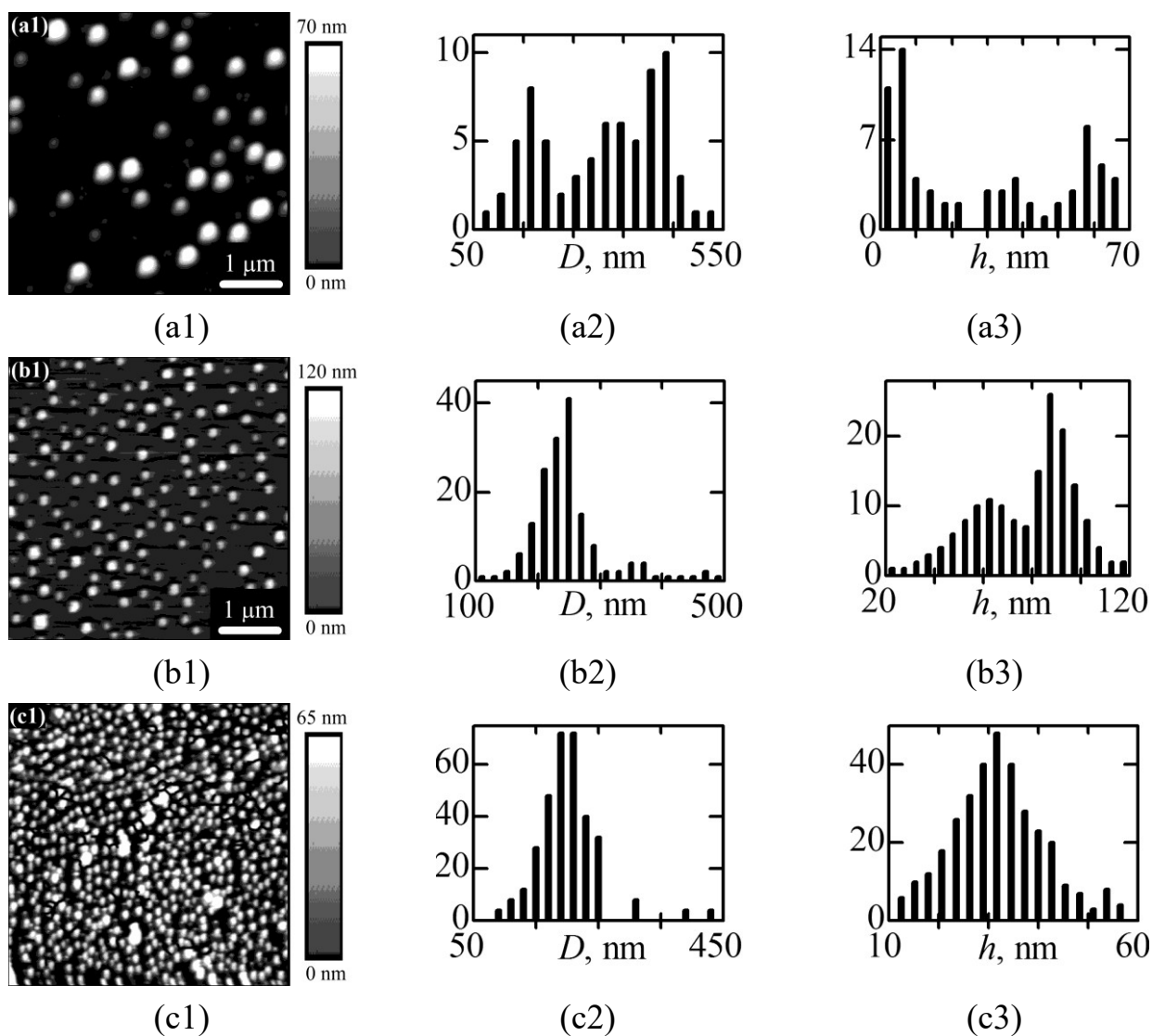


Рисунок 25 – АСМ изображения поверхностных самоформирующихся наноструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ (1); гистограммы распределения наноструктур по среднему размеру D (2) и высоте H (3). T_g , °С: a — 800, b — 700, c — 600

Как видно из рисунка 25, с повышением T_g наблюдается увеличение размеров островков $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ с одновременным уменьшением их плотности N_s . Также на рисунке 25 представлены гистограммы распределения наноструктур по среднему размеру D и высоте H . Как следует из гистограмм, для исследуемых образцов характерно бимодальное, а в некоторых случаях — тримодальное распределение наноструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ как по латеральным размерам, так и по высоте.

Количественные результаты статистического анализа параметров морфологии поверхностных наноструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ для каждой из мод сведены в таблицу 2.

Таблица 2 – Значения параметров морфологии поверхностных островков $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$

№ типа образца	T_g , °C	Мода	$\langle D \rangle$, нм	σ_D , нм	$\langle H \rangle$, нм	σ_H , нм	N_s , см ⁻²
1	<i>без островков</i>						
2	800	1	162	78,1	7,36	5,96	$9,2 \cdot 10^7$
		2	304	32,4	38,7	7,13	$1,0 \cdot 10^8$
		3	434	34,3	59,3	4,51	$8,4 \cdot 10^7$
3	700	1	232	23,8	60,6	12,8	$5,4 \cdot 10^8$
		2	369	68,6	90,2	9,02	$5,3 \cdot 10^7$
4	600	1	189	37,2	26,1	3,74	$1,3 \cdot 10^9$
		2	393	97,8	47,5	8,43	$1,0 \cdot 10^8$

Как уже отмечалось выше (п. 1.2.1), бимодальное распределение по размерам характерно для самоформирующихся наноструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ и связано с одновременным сосуществованием на поверхности роста наноструктур двух типичных форм, при этом имеет место трансформация островков из одной формы в другую в ходе роста. Так, например, при выращивании самоформирующихся наноструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ методом МЛЭ, бимодальное распределение островков по размерам в диапазоне d_{Ge} от 5 до 10 нм связано с одновременным сосуществованием на поверхности роста пирамидальных

островков с аспектным соотношением $A_R = H/D \approx 1:10$ и куполообразных островков с $A_R \approx 1:5$ [47]. При дальнейшем росте ($d_{\text{Ge}} > 10$ МС) на границе куполообразных островков с подложкой начинают формироваться дислокации несоответствия. Как видно из таблицы 1, степень упругой релаксации материала островков $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ уменьшается с увеличением T_g , что соответствует увеличению плотности дислокаций несоответствия на границах наноструктур с подложкой и согласуется с увеличением средних размеров островков с повышением T_g , отмеченным выше.

Как было установлено в ходе предшествующих исследований [16, 56], процессы роста наноструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ методом ГФЭ при низком давлении, имеют особенности, связанные с влиянием газовой атмосферы в ростовой камере. Несмотря на то, что зарождение наноструктур германия происходит, как и в случае роста методом МЛЭ, по механизму Странски-Крастанова, на дальнейший их рост значительное влияние оказывают процессы обмена атомами осаждаемого вещества между островками путём поверхностной диффузии (механизм ЛСВ) [52]. Данный механизм является определяющим для релаксированных островков достаточно больших размеров ($D > 150$ нм, $H > 50$ нм), когда упругое взаимодействие островков с подложкой уже не является определяющим. В этих условиях, релаксированные островки $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ приобретают огранку (101), $A_R \rightarrow 1:2$.

На поверхности образцов второго типа, на которых осаждение германия проводилось при $T_g = 800$ °С (рисунок 25a1), наблюдаются, помимо релаксированных островков, описанных выше, также островки с большими латеральными размерами ($D > 300$ нм), возникшие в результате слияния релаксированных островков между собой [16]. Как было экспериментально установлено в [56] значение A_R для островков данного типа уменьшается по сравнению с крупными релаксированными островками, поскольку высота H островков, возникших в результате слияния, мало изменяется по сравнению с высотой исходных островков (до слияния), тогда как латеральные размеры островков D при слиянии скачком увеличиваются в (1,5...2) раза. С данным явлением связано тримодальное распределение островков, выращенных при $T_g = 800$ °С, по латеральным размерам (рисунок 25a2).

На поверхности образцов третьего типа, выращенных при $T_g = 700$ °С, наблюдаются куполообразные (super-dome) островки $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ с латеральными

размерами $D = (100...230)$ нм и высотой $H = (30...60)$ нм, а также релаксированные островки с латеральными размерами $D \approx 300$ нм и высотой $H \approx 150$ нм.

На поверхности образцов четвертого типа, выращенных при $T_g = 600$ °С, наблюдаются, преимущественно, куполообразные островки $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, в которых величина упругой деформации еще не достаточна для образования дислокаций несоответствия, а также некоторое количество островков со значениями латеральных размеров $D > 300$ нм, возникших при слиянии более мелких релаксированных островков.

Следует подчеркнуть, что, как уже упоминалось выше (см. п. 1.2.1), островки $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$, выращенные комбинированным методом СМЛЭ-ГФЭ характеризуются большим разбросом по размерам и высоте по сравнению с островками, выращенными методом МЛЭ. Данный факт обусловлен тем, что рост релаксированных островков методом СМЛЭ-ГФЭ происходит по механизму ЛСВ, когда большие островки растут за счёт растворения меньших. В результате, ширина распределения островков по размерам увеличивается в процессе роста [52].

Также следует отметить увеличение аспектного отношения островков $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ A_R с увеличением размеров островков (которые, в свою очередь, увеличиваются с увеличением T_g при сохранении неизменными прочих параметров процесса роста). Отмеченная закономерность согласуется с результатами предшествующих исследований [16, 56] и соответствует общей тенденции релаксации упругой энергии системы островки-подложка, возрастающей с увеличением средних размеров островков, путём увеличения A_R (см. п. 1.2.1.).

На рисунке 26 приведены спектры ФЧ фотодиодов на базе структур с однослойными массивами наноструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ в ОПЗ, выращенных при различных значениях температуры подложки, и без островков. В спектральной области $h\nu < E_{g\text{Si}}$ в спектрах ФЧ фотодиодов на основе $p-n$ структур с наноструктурами GeSi наблюдаются полосы, связанные с межзонным оптическим поглощением в наноструктурах $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$. Энергии краёв данных полос E_0 (указаны стрелками на рисунке 26) закономерно смещаются в область меньших значений с уменьшением T_g (и соответственно увеличением атомной доли Ge в материале островков x). В свою очередь, как уже упоминалось выше, уменьшение доли

германия в материале островков $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ с ростом T_g обусловлено возрастанием скорости диффузии кремния из подложки в объем островков, что понижает упругую энергию системы островки-подложка [60].

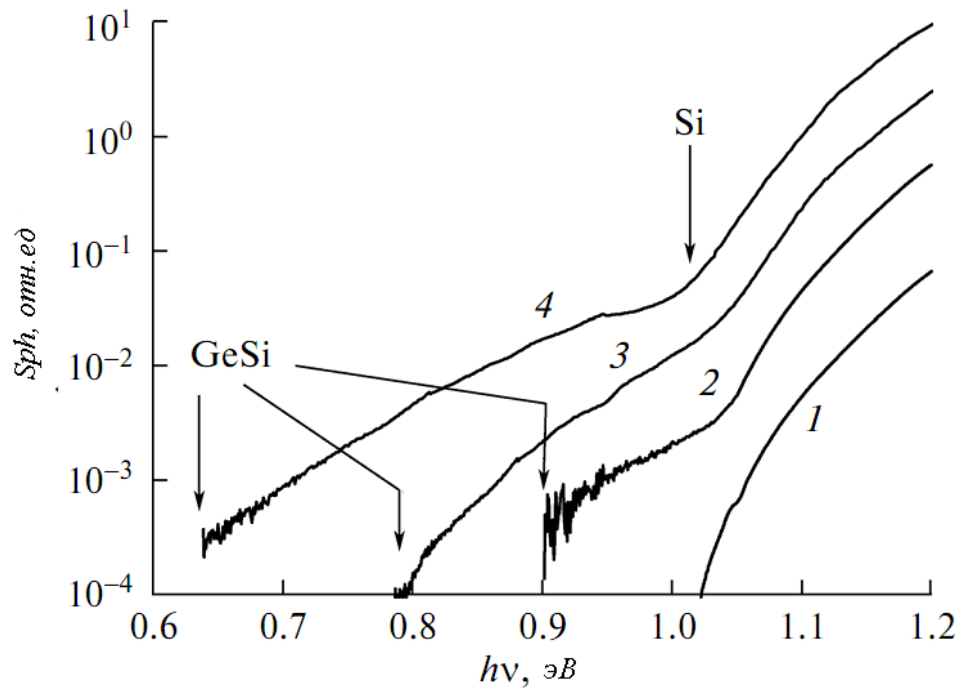
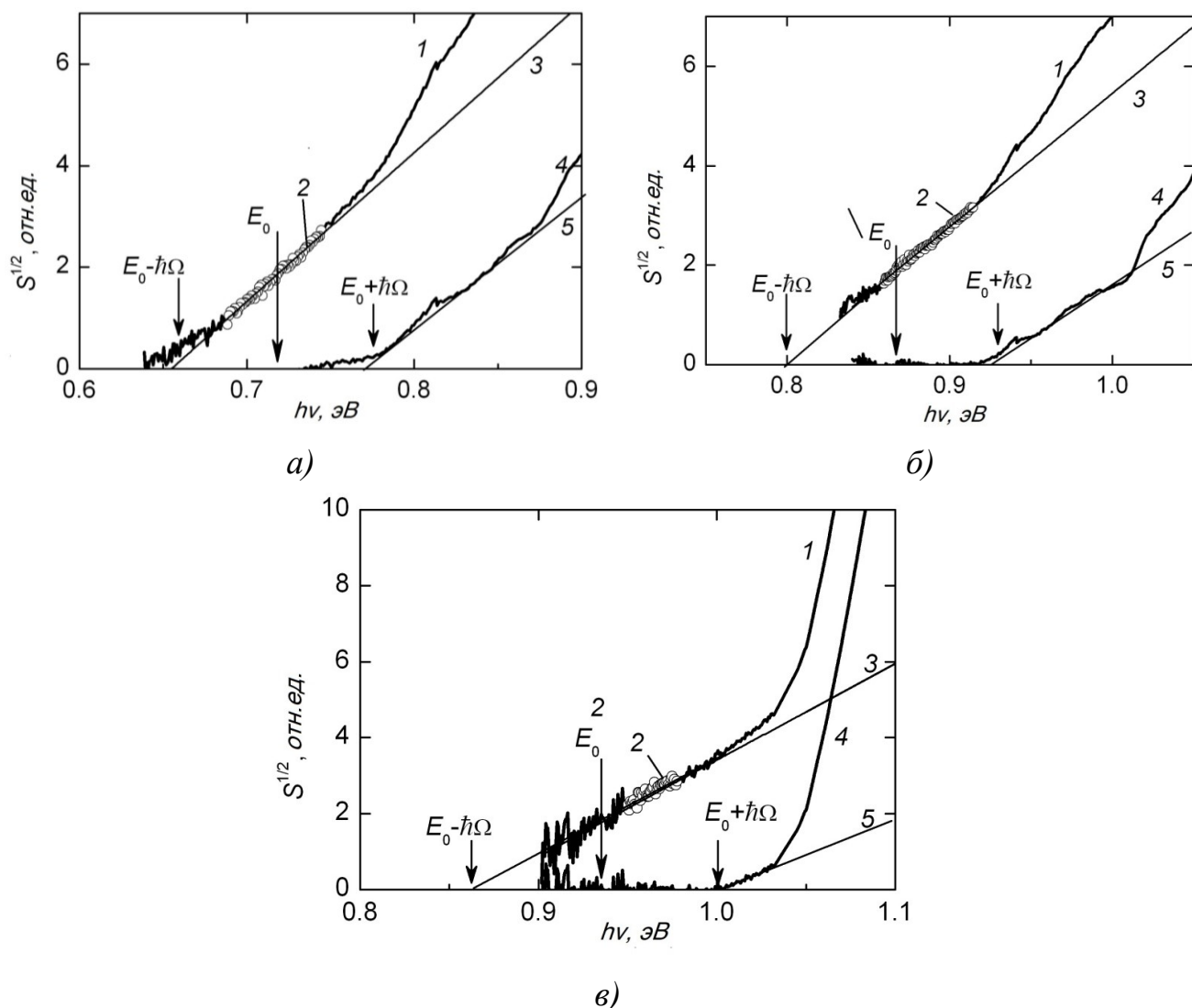


Рисунок 26 – Спектры ФЧ (300 К) фотодиодов на основе $p-n$ структур с однослойными массивами наноструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ в ОПЗ (2 — 4) и без островков (1). $T_g, ^\circ\text{C}$: 2 — 800, 3 — 700, 4 — 600 [A1]

Для определения E_0 из спектров ФЧ фотодиодов на основе $p-n$ структур с наноструктурами GeSi , участки спектра в области $h\nu < 1,0$ эВ строились в спрямляющих координатах $S^{1/2}(h\nu)$. На рисунке 27 приведен анализ формы края полосы ФЧ, связанной с наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, для фотодиодов на базе структур, выращенных при различных T_g .

Как показано в [36, 77], в указанных координатах край полосы ФЧ, обусловленной межзонным оптическим поглощением в наноструктурах $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$, может быть аппроксимирован ломаной линией, состоящей из двух отрезков прямых. Это свидетельствует о том, что межзонные оптические переходы между основными дырочными состояниями в островках $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ и основными электронными состояниями в матрице кремния в исследованных структурах являются непрямыми в k -пространстве и происходят с участием фононов.



- 1 — исходный спектр в спрямляющих координатах $S^{1/2}(h\nu)$;
 2 — участок кривой 1, через который проводилась аппроксимирующая прямая (3) (переход с поглощением фонона);
 4 — результат вычитания аппроксимирующей прямой (3) из исходного спектра (1);
 5 — аппроксимирующая прямая для перехода с испусканием фонона

Рисунок 27 — Анализ формы края спектра ФЧ (300 К) фотодиода на базе p — n структур с однослойными массивами nanoостровков GeSi в ОПЗ.

$T_g, ^\circ\text{C}$: а — 600, б — 700, в — 800 [A1]

Отсечка прямой (3) на рисунке 27, аппроксимирующей участок спектра (1), выделенный кружками (2), по оси $h\nu$ соответствует энергии межзонного оптического перехода между основными состояниями дырок и электронов с поглощением фонона $E_0 - \hbar\Omega$. Кривая (4) представляет собой разность исходного спектра (1) и аппроксимирующей прямой (3). Длинноволновый участок кривой (4) также может быть аппроксимирован прямой (5). Отсечка прямой (5) по оси $h\nu$ соответствует энергии межзонного оптического перехода из основных дырочных

состояний в островках GeSi в основные электронные состояния в матрице кремния с испусканием фонона $E_0 + \hbar\Omega$.

Как уже упоминалось выше (п. 1.2.4), данная методика применима только в том случае, если спектр плотности дырочных состояний в островках GeSi является трехмерным. Оценка энергий размерного квантования дырок в псевдоморфном слое GeSi/Si(001) по модели [80] с учётом упругих напряжений показывает, что энергия основного состояния тяжёлых дырок в слое $\text{Ge}_{0,5}\text{Si}_{0,5}/\text{Si}(001)$ толщиной $L = 10$ нм при 300 К $E_{hh1} \sim 10$ мэВ $< k_B T \approx 26$ мэВ при 300 К. Поскольку в исследованных структурах островки имели значительно большие размеры, можно считать, что эффект размерного квантования не оказывал существенного влияния на энергетический спектр дырок в островках. В этом случае, значения E_0 не зависят от размеров островков, а определяются значениями x , относительной упругой деформации материала островков ε_{rel} и температуры T_g .

В таблице 3 приведены значения E_0 (300 К): E_{0p} — рассчитанные по [80] для соответствующих значений x и $E_{0ФЧ}$ — определенных из спектров ФЧ. При расчете учитывалось, что островки $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ были частично релаксированными, данные о средних значениях относительной упругой деформации материала островков ε_{rel} были получены методом КРМ [19].

Таблица 3 – Состав материала $\langle x \rangle$, степень упругой релаксации $\langle \varepsilon_{rel} \rangle$ и энергетические параметры наноструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ в p – n структурах, выращенных комбинированным методом СМЛЭ кремния и ГФЭ германия при низком давлении при различных температурах роста

№	$T_g, ^\circ\text{C}$	$\langle x \rangle$	$\langle \varepsilon_{rel} \rangle$	$E_{0p}, \text{эВ}$	$E_{0ФЧ}, \text{эВ}$	$\hbar\Omega_{ФЧ}, \text{мэВ}$	$\Delta E_{vh}, \text{эВ}$	$\Delta E_{vl}, \text{эВ}$
1	-//-	$0,56 \pm 0,05$	-//-	0,67	0,69	57	0,41	0,31
2	800	$0,24 \pm 0,05$	0,67	0,94	0,93	63	0,17	0,15
3	700	$0,32 \pm 0,05$	0,94	0,85	0,87	65	0,25	0,19
4	600	$0,54 \pm 0,05$	0,96	0,71	0,73	60	0,40	0,30

Как видно из таблицы 3, между значениями E_0 , рассчитанными и определенными из спектров ФЧ, наблюдается удовлетворительное согласие. Определенные из спектров ФЧ энергии фононов, участвующих в межзонных оптических переходах, также удовлетворительно согласуются со справочными

значениями энергии оптических фононов в кремнии при комнатной температуре ($\hbar\Omega \approx 63$ мэВ) [96].

Отмеченное согласие свидетельствует о применимости методики анализа спектров ФЧ гетероструктур с наноструктурами GeSi/Si(001), использованной в [77] для анализа спектров фотоЭДС на барьере полупроводник/электролит, к спектрам ФЧ p — n фотодиодов с наноструктурами GeSi в ОПЗ.

3.1.2 Температурная и полевая зависимости спектров фоточувствительности

Как было отмечено выше (п. 1.2.4) эмиссия фотовозбужденных носителей из наноструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ является важным механизмом фотоэлектрических явлений в p — n ФД с наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ (в отличие от ФД на базе однородных кремния и германия) [81]. В ГС $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ конечными состояниями межзонных оптических переходов в наноструктурах являются электронные состояния вблизи дна зоны проводимости в $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ (переходы типа 2 на рисунке 28) либо в окружающей матрице кремния (переходы типа 1 и 3 на рисунке 28).

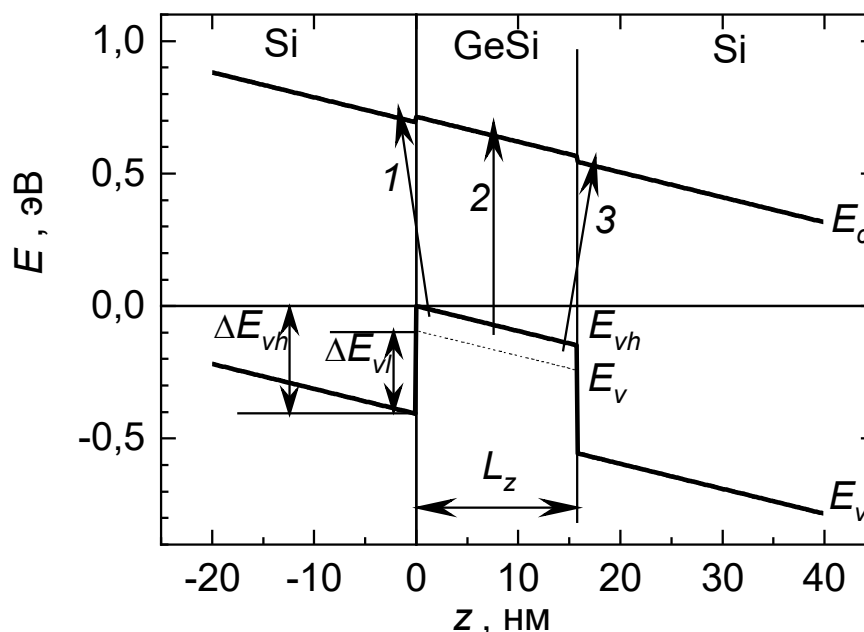


Рисунок 28 – Модельная зонная диаграмма (300 К) наноструктурка $\text{Ge}_{0.55}\text{Si}_{0.45}/\text{Si}(001)$ в электрическом поле p — n перехода [A1]

Контакт $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ является ГП II рода при $x > 0,5$ [72], а при $x < 0,5$ — ГП I рода. Однако и в последнем случае высота потенциального барьера для электронов не превышает десятков мэВ [67], поэтому фотовозбужденные электроны в p — n фотодиодах с островками $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ в ОПЗ p — n перехода в условиях межзонного оптического поглощения в островках беспрепятственно попадают в n^+ -слой, так что фототок лимитируется скоростью эмиссии фотовозбужденных дырок из островков [81]. Эмиссия дырок из наноструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ может происходить двумя путями:

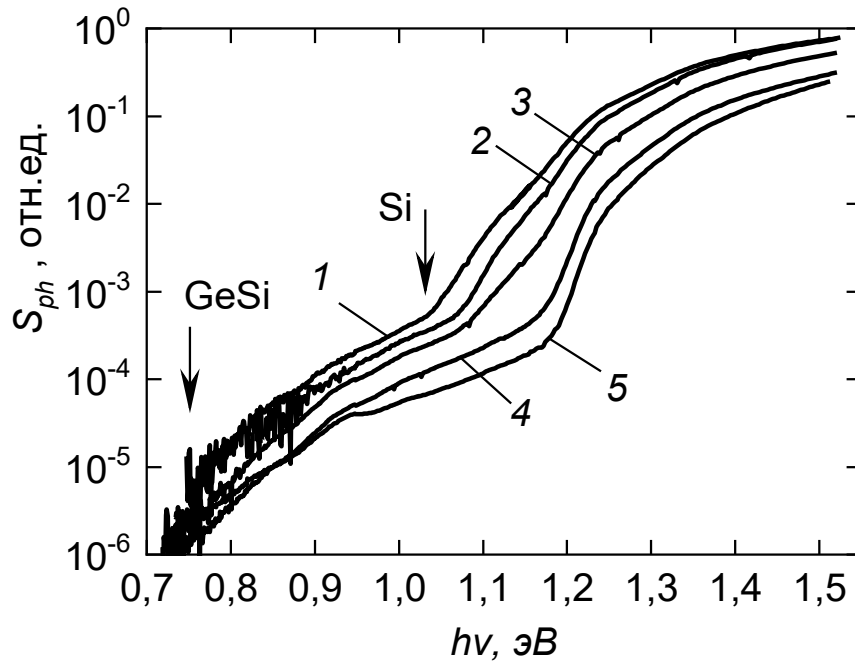
- 1) туннелирование через сниженный электрическим полем треугольный потенциальный барьер;
- 2) термоактивированная эмиссия.

Скорость термоактивированной эмиссии дырок из наноструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, в наибольшей степени, определяет температурную зависимость ФЧ фотодиодов с наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ в спектральной области ближнего ИК диапазона. С другой стороны, скорость туннельной эмиссии определяет зависимость ФЧ диодов в указанной области спектра от напряжения обратного смещения в области низких температур ($T < 300$ К).

На рисунке 29 приведены зависимости спектров ФЧ фотодиода с 5-слойным массивом наноструктур $\text{Ge}_{0,55}\text{Si}_{0,45}$ от температуры T и напряжения обратного смещения на диоде U_b .

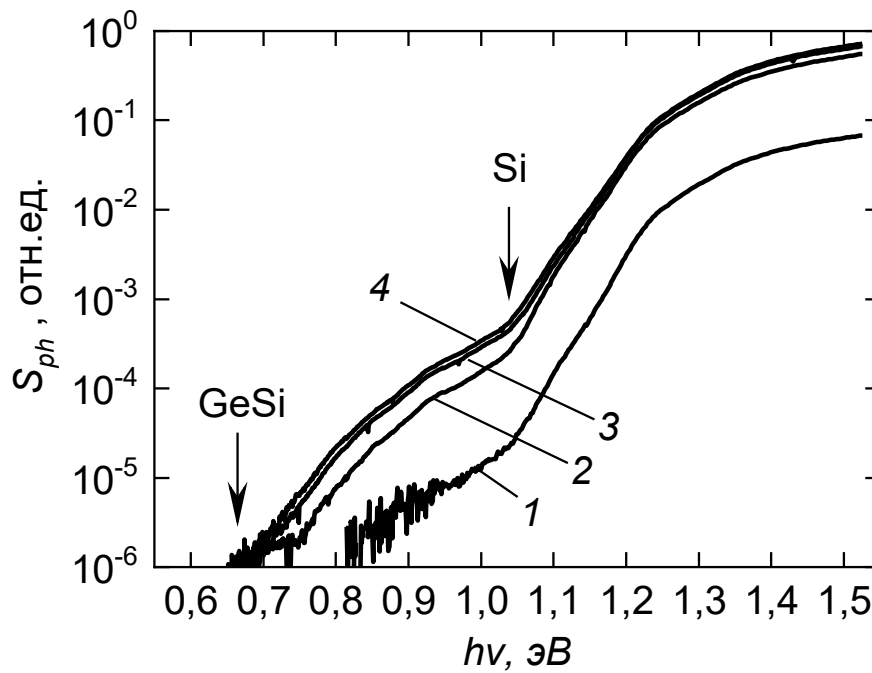
Значение U_b определяет значение напряженности электрического поля в области наноструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ $F \approx (\varphi_k + U_b)/d$, где φ_k — контактная разность потенциалов между p^+ - и n^+ -областями, d — совокупная толщина массива наноструктур.

На рисунке 30 приведены температурные и полевые зависимости нормированной ФЧ в полосе межзонного поглощения островков $\text{Ge}_{0,55}\text{Si}_{0,45}$. Там же приведены расчетные зависимости эффективности эмиссии фотовозбужденных дырок из островков $\text{Ge}_{0,55}\text{Si}_{0,45}$ $\eta(T)$ и $\eta(U_b)$, рассчитанные с учетом туннельного и термоактивационного механизмов эмиссии по модели [81]. В рамках этой модели, для описания эмиссии фотовозбужденных дырок из dome-островков $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$, в которых размерным квантованием дырок в островках можно пренебречь, был использован подход, развитый в [82] для описания процессов эмиссии фотовозбужденных носителей из КЯ $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}(001)$, встроенных в p — i — n ФД, в стационарном состоянии.



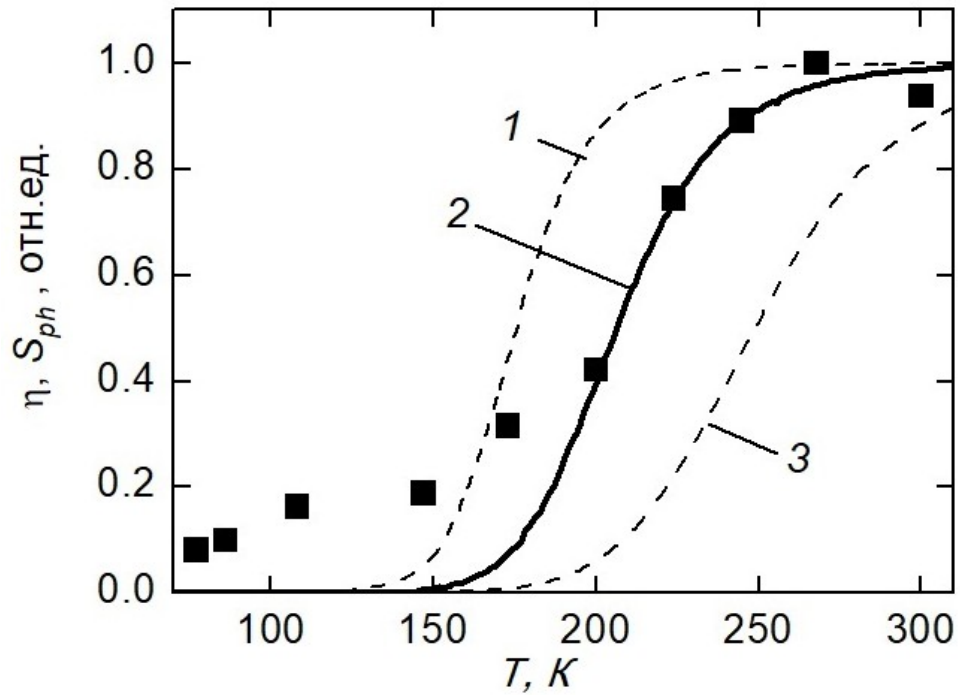
а) от температуры T при напряжении обратного смещения $U_b = 0$:

T , К: 1 — 300, 2 — 245, 3 — 200, 4 — 108, 5 — 77

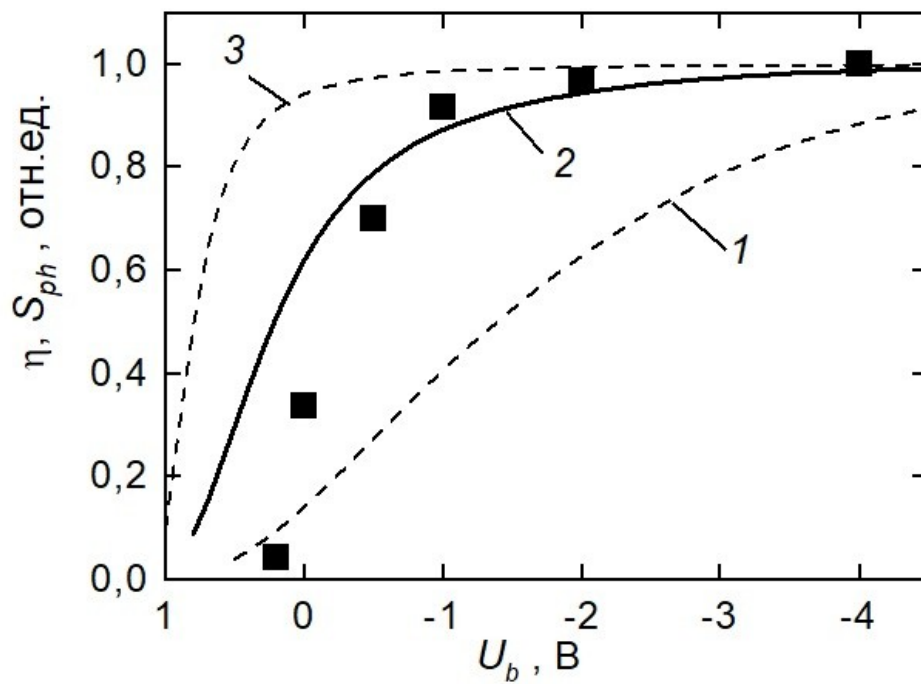


б) от U_b при $T = 300$ К: U_b , В: 1 — -0,2; 2 — 0; 3 — 0,5; 4 — 1,0

Рисунок 29 – Зависимости спектров ФЧ фотодиода на базе p — n структуры с 5 слоями наностроек $\text{Ge}_{0,55}\text{Si}_{0,45}$ [A1]



а) от температуры T (при напряжении обратного смещения $U_b = 4$ В)



б) от U_b (при $T = 300$ К)

Рисунок 30 – Зависимости эффективности эмиссии дырок из наностроек GeSi (линии, расчет) η_Q и нормированной ФЧ фотодиода на базе $p-n$ структуры с 5 слоями островков $\text{Ge}_{0,55}\text{Si}_{0,45}$ в спектральном диапазоне $h\nu$ от 0,7 до 0,9 эВ (символы, эксперимент) S_{ph} при τ_r , с: 1 — 10^{-5} , 2 — 10^{-6} , 3 — 10^{-7} [A1]

В рамках этого подхода, η_Q определяется через соотношение скорости эмиссии носителей из КЯ R_e к скорости фотогенерации избыточных электронно-дырочных пар в КЯ G . В стационарном состоянии $G = R_e + R_r$, где R_r — скорость рекомбинации носителей в КЯ. Тогда η_Q может быть записана как

$$\eta_Q = \frac{R_e}{R_e + R_r}. \quad (28)$$

Если КЯ находятся в ОПЗ p — n перехода, эмиссия носителей из КЯ может происходить по трём каналам:

- 1) туннелирование через треугольный потенциальный барьер;
- 2) термически активированная эмиссия;
- 3) туннельная эмиссия с термической активацией.

В стационарном состоянии, в условиях, близких к равновесию, R_e и R_r могут быть выражены через время жизни носителей в КЯ относительно эмиссии

$$\tau_e = \frac{n}{R_e}, \quad (29)$$

где n — концентрация носителей в КЯ,

и рекомбинационное время жизни носителей в КЯ

$$\tau_r = \frac{n}{R_r}. \quad (30)$$

В результате, (28) можно записать в виде

$$\eta_Q = \frac{\tau_e^{-1}}{\tau_e^{-1} + \tau_r^{-1}}. \quad (31)$$

Время жизни носителей в КЯ относительно эмиссии τ_e может быть выражено через плотность тока эмиссии носителей из КЯ j_e [82]:

$$\tau_e = \frac{en_s}{j_e}, \quad (32)$$

где n_s — поверхностная концентрация носителей в КЯ;

e — элементарный заряд.

Для вычисления зависимостей $\eta_Q(T)$ и $\eta_Q(U_b)$ по (31) значения плотности тока эмиссии дырок из nanoостровков j_e и поверхностной концентрации носителей в КЯ n_s определялись по формулам, приведенным в работе [81]:

$$j_e(T, U_b) = \frac{emk_B T}{8\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty T(E, U_b) \ln \left[\exp \left(\frac{E_F - E}{k_B T} \right) + 1 \right] dE, \quad (33)$$

где E_F и m – уровень Ферми и эффективная масса дырок в наноструктурах;

$T(E, U_b)$ – коэффициент туннельной прозрачности треугольного потенциального барьера для дырок на границе GeSi/Si, который рассчитывался в квазиклассическом приближении по формуле Фаулера:

$$T(E, U_b) = \begin{cases} \exp \left[-\frac{4\sqrt{2m_p}(E_b - E)^{3/2}}{3e\hbar F(U_b)} \right], & E < E_b, \\ 1, & E > E_b \end{cases} \quad (34)$$

где E_b – высота потенциального барьера для дырок на границе GeSi/Si,

m_p – эффективная масса дырок в Si,

$F(U_b)$ – напряжённость электрического поля в ОПЗ барьера в области слоя наноструктур.

$$n_s = \frac{2(2\pi m k_B T)^{3/2}}{\hbar^3} \exp \left(\frac{E_F}{k_B T} \right) \int_0^{L_z} \exp \left(-\frac{eFz}{k_B T} \right) dz \quad (35)$$

$$\approx \frac{2(2\pi m)^{3/2} (k_B T)^{7/2} L_z}{e^2 F^2 \hbar^3} \exp \left(\frac{E_F}{k_B T} \right),$$

где L_z – эффективная высота наноструктур GeSi, которая вычислялась следующим образом: форма наноструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ аппроксимировалась равными островкам по объёму цилиндрами с диаметром основания D и высотой L_z , так чтобы объём цилиндра равнялся среднему объёму островков, определённому из данных АСМ (при этом учитывались конволюционные артефакты).

Данная модель позволяет связать зависимости ФЧ структур с наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$, встроенными в p – n переход, от температуры и приложенного к переходу напряжения обратного смещения U_b с параметрами структур (толщиной слоёв кремния, концентрацией легирующей примеси в них, размерами и составом островков $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$). При расчетах учитывалось снятие вырождения подзон легких и тяжелых дырок в материале островков GeSi под действием упругой деформации. Значения разрыва валентной зоны на границе островков $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ для подзон тяжелых и легких дырок ΔE_{vh} и ΔE_{vl} соответственно при 300 К, рассчитанные по [80] для значений доли германия x и степени упругой релаксации материала островков в составе исследованных ФД,

приведены в таблице 3. При расчете учитывалось, что островки $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ были частично релаксированными и использовались данные о средних значениях относительной упругой деформации материала островков ε_{rel} , полученные ранее методом КРМ [19].

Зависимости $\eta_Q(T)$ и $\eta_Q(U_b)$, представленные на рисунке 30, имеют пороговый характер (аналогичные результаты были получены в [81], рисунок 12): с повышением T и U_b η_Q возрастает и, начиная с некоторых пороговых значений, выходит на насыщение ($\eta_Q \rightarrow 1$). Такой же характер имеют и зависимости ФЧ в полосе межзонного поглощения наноостровков $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ от T и U_b . Это показывает, что зависимость ФЧ от T и U_b определяется скоростью эмиссии дырок из наноостровков GeSi . При низких температурах $\tau_r \ll \tau_e$ и $\eta_Q \rightarrow 0$. С повышением температуры эффективность термической эмиссии растет, и при $\tau_r \gg \tau_e$ $\eta_Q \rightarrow 1$. Стоит отметить, что при $U_b = 0$ В и $T = 300$ К ФЧ еще не достигает максимального значения, насыщение зависимости $\eta_Q(U_b)$ происходит при $U_b > 2$ В (рисунок 30б). Данный факт свидетельствует о том, что при $T \approx 300$ К эмиссия дырок из островков $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ при $x \approx 0,5$ происходит по смешанному туннельному механизму с термическим возбуждением [82]. При этом наибольший вклад в ток эмиссии дырок из островков вносит эмиссия легких дырок, что обусловлено их меньшей эффективной массой и, следовательно, большим коэффициентом туннельной прозрачности треугольного барьера для них.

Ввиду достаточно высоких значений $\Delta E_{vl} \approx 0,3$ эВ для $x \approx 0,5$ по сравнению с $k_B T \approx 26$ мэВ при 300 К термоактивационный механизм эмиссии оказывается недостаточно эффективным, чтобы обеспечить 100% эмиссию фотовозбужденных дырок из наноостровков. С увеличением U_b толщина треугольного барьера уменьшается, его туннельная прозрачность возрастает, и при $\tau_e \ll \tau_r$ $\eta_Q \rightarrow 1$. При положительном смещении на диоде $T(U_b) \rightarrow 0$, $\tau_r \ll \tau_e$ и $\eta_Q \rightarrow 0$ (рисунок 30б). В диодах с островками GeSi , выращенных при $T_g > 600^\circ\text{C}$ ($x < 0,5$), значения ΔE_{vl} не столь велики (см. таблицу 3), и при $T = 300$ К термоактивационный механизм обеспечивает 100% эмиссию дырок из островков уже при $U_b = 0$ В.

Из формулы (31) очевидно, что $\eta_Q = 1/2$ при $\tau_e = \tau_r$. Методом аппроксимации экспериментально измеренных зависимостей нормированной ФЧ $S_{ph}(T, U_b)$ расчетными зависимостями $\eta_Q(T, U_b)$ были сделаны оценки значений рекомбинационного времени жизни дырок в островках GeSi τ_r . При этом значение τ_r являлось параметром аппроксимации. На рисунке 30 приведены модельные

зависимости $\eta_Q(T, U_b)$, рассчитанные для различных значений τ_r . Наилучшее согласие между расчетными зависимостями $\eta_Q(T, U_b)$ и соответствующими зависимостями нормированной ФЧ в спектральной области межзонного поглощения в островках GeSi отмечается для $\tau_r = 10^{-6}$ с. Данное значение согласуется с литературными данными [120]. Расхождение между температурными зависимостями $\eta_Q(T)$ и нормированной ФЧ $S_{ph}(T)$ в области низких температур может быть связано с увеличением значения τ_r с понижением температуры.

Полученные результаты показывают, что зависимость ФЧ Si p — n ФД с самоформирующимися наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ в ОПЗ p — n перехода в спектральной области межзонного оптического поглощения в островках от температуры и приложенного к фотодиоду напряжения смещения определяется соотношением скорости эмиссии фотовозбужденных дырок из наноструктурок и скорости рекомбинации фотовозбужденных носителей в островках, при этом основной вклад в ток эмиссии вносят легкие дырки. Данное обстоятельство накладывает определенные ограничения на условия функционирования ФД с самоформирующимися наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$. В частности, для того чтобы рабочий спектральный диапазон ФД перекрывал диапазон длин волн λ от 1,3 до 1,55 мкм, необходимо, чтобы островки представляли собой достаточно глубокую потенциальную яму для дырок. С другой стороны, это затрудняет эмиссию фотовозбужденных дырок из островков, в частности, уменьшает фоточувствительность в ближнем ИК диапазоне при низких температурах. Для преодоления указанного ограничения необходимо эксплуатировать ФД в условиях достаточно больших напряжений обратного смещения, чтобы обеспечить достаточно большие значения напряженности электрического поля в ОПЗ p — n перехода F для реализации туннельного механизма эмиссии дырок из островков (конкретные значения F зависят от высоты потенциального барьера для дырок на границе GeSi/Si, которые, в свою очередь, определяются значениями атомной доли германия в материале островков x , а также упругой деформации материала островков и температуры).

В таблице 4 приведены некоторые основные параметры ФД на базе кремния и ГС с наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$. Сравнение типичных значений параметров ФД, приводимых в литературе и полученных в ходе настоящей диссертационной работы показывает, что значения внешнего квантового выхода

в ближнем ИК диапазоне ($\lambda = 1,55$ мкм) в ФД на базе структур, выращенных методом МЛЭ [75] и структур, выращенных комбинированным методом СМЛЭ Si и ГФЭ Ge в рамках настоящей диссертационной работы, по порядку величины совпадают с учётом количества слоёв наноструктур GeSi в составе диодных структур.

Таблица 4 – Некоторые характеристики ФД на базе кремния и ГС с наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$

Материал	Рабочий диапазон длин волн λ , мкм	η (λ , мкм)	Число слоёв островков	$j_s(300 \text{ K})$, A/cm^2	Источник
Si	0,4...1,1	0,9 (1,0)	—	$10^{-7} \dots 10^{-5}$	[121]
Наноструктуры $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$	0,4...1,8	$8 \cdot 10^{-3}$ (1,55)	30	$10^{-5} \dots 10^{-4}$	[75]
	0,4...1,7	$3 \cdot 10^{-3}$ (1,55)	5	$10^{-4} \dots 10^{-3}$	[A1]

В то же время, значение внешней квантовой эффективности на 3 порядка величины меньше, чем типичные значения η ФД на базе кремния в максимуме спектра ФЧ ($\lambda = 1,0$ мкм), что, как отмечалось выше, связано с малым значением силы осциллятора межзонных оптических переходов в наноструктурах GeSi. С другой стороны, значения красной границы рабочего спектрального диапазона $\lambda_0 = 1,8$ мкм для ФД на базе ГС с наноструктурами GeSi/Si(001) лежит значительно дальше в ближнем ИК диапазоне, чем у ФД на базе кремния, что делает возможным использования ФД на базе ГС с наноструктурами GeSi/Si(001) в ИК спектральном диапазоне.

3.2 Фотоэлектрические свойства фотодиодов на базе эпитаксиальных слоёв Ge/Si(001), выращенных методом газовой фазы осаждения с разложением моногермана на горячей нити

3.2.1 Структурные и электрофизические свойства эпитаксиальных слоёв Ge/Si(001)

Морфология поверхности ЭС Ge/Si(001). На рисунке 31 приведено АСМ изображение участка поверхности ЭС Ge/Si(001). Среднеквадратичная шероховатость поверхности ЭС Ge/Si(001), выращенных методом газовой фазы осаждения

осаждения с разложением моногермана на горячей нити при $T_g \approx 350$ °С, составляла не более 0,37 нм на площади кадра $2,5 \times 2,5$ мкм². Указанные значения шероховатости вполне удовлетворяет требованиям современной КМОП технологии. Поверхность ЭС Ge/Si(001) имела блочно-террасчатую структуру, что свидетельствует о слоевом механизме роста ЭС Ge/Si(001).

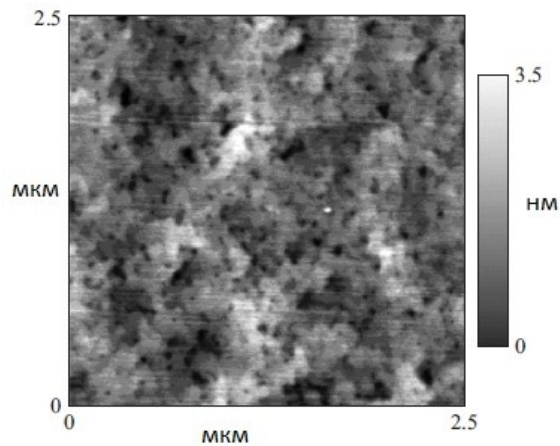


Рисунок 31 – АСМ изображения поверхности эпитаксиального слоя Ge/Si(001)
[A2]

Кристаллическая структура ЭС Ge/Si(001). Результаты рентгено-дифракционных и электронно-микроскопических исследований показали, что ЭС Ge/Si(001) имели монокристаллическую структуру. Ширина кривых качания вблизи рефлекса Ge (004) (рисунок 32б) на высоте 1/2 максимума составляла $\approx 0,12$ °, что в ≈ 4 раза меньше, чем наименьшие значения, приводимые в литературе для толстых ЭС Ge/Si(001), выращенных методом ГФЭ при пониженном давлении [91].

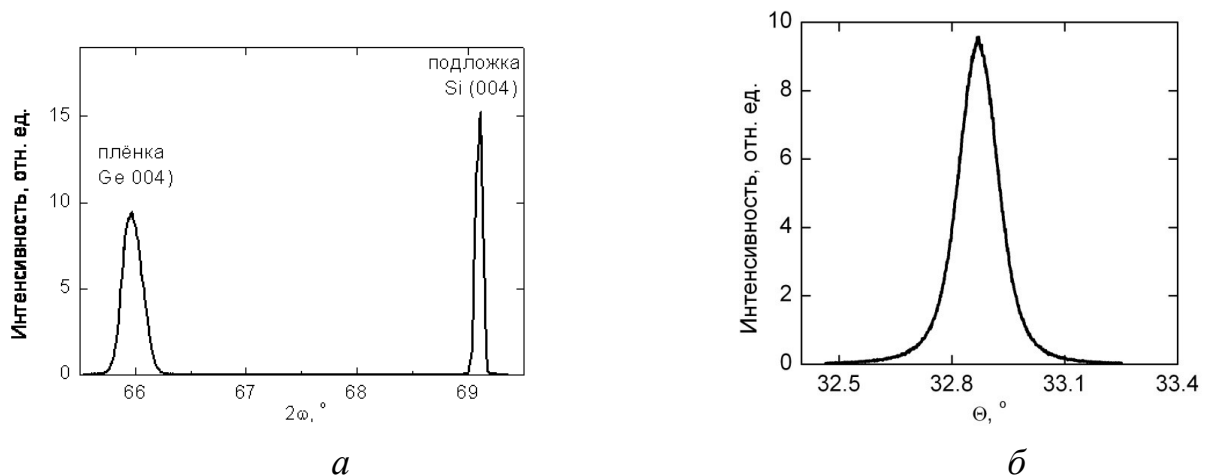


Рисунок 32 – а – дифракционная кривая ЭС Ge/Si(001); б – кривая качания вблизи рефлекса Ge (004) [A2]

По данным рентгеновской дифракции (рисунок 32а), ЭС Ge были практически полностью релаксированными, остаточная упругая деформация слоев Ge/Si(001) составляла $\approx 2,5 \cdot 10^{-3}$.

На ПЭМ изображении поперечного среза структуры Ge/Si (рисунок 33) видны области контраста напряжений вблизи границы Ge/Si, связанные с дислокациями несоответствия, тогда как толщина ЭС Ge практически свободна от дефектов. По данным метода подсчета ямок травления, плотность прорастающих дислокаций в ЭС Ge составляла $\sim 10^5 \text{ см}^{-2}$. Данное значение находится среди наименьших, опубликованных для толстых ЭС Ge/Si(001) [20].

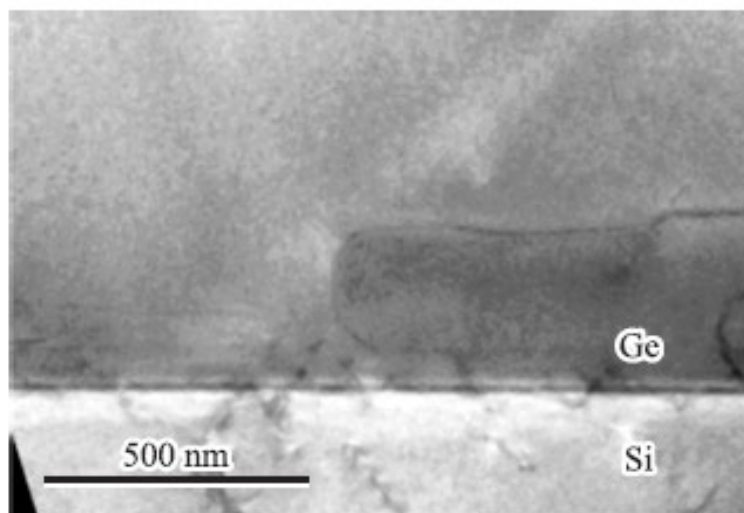


Рисунок 33 – ПЭМ изображение поперечного среза гетероструктуры Ge/Si(001) [A2]

Как отмечалось выше (см. раздел 1.3.1), ранее для понижения плотности дислокаций в [95] применялось предосаждение тонкого слоя германия при низкой температуре (300°C). Данный слой, содержащий большое число дислокаций несоответствия, играл роль виртуальной подложки для дальнейшего роста релаксированного ЭС германия с низкой плотностью прорастающих дислокаций: дислокации, прорастающие из Si подложки, реагировали с дислокациями несоответствия, локализованными в тонком низкотемпературном слое Ge, что препятствовало их дальнейшему прорастанию в верхний слой германия, выращенный при более высокой температуре [95]. Аналогично в ЭС Ge/Si(001), выращенных методом газофазного осаждения с разложением моногермана на горячей нити при $T_g = 350 \text{ }^\circ\text{C}$, на начальных стадиях роста формируется тонкий

слой германия с большой плотностью дислокаций несоответствия. При этом прорастающие дислокации из кремниевой подложки замыкаются на дислокациях несоответствия, что способствует дальнейшему росту менее дефектного толстого ЭС Ge/Si(001).

Электрофизические свойства ЭС Ge/Si(001). Холловские измерения показали, что ЭС германия имели p -тип проводимости, концентрация и подвижность дырок при 300К составляют от $1 \cdot 10^{17}$ до $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и от 400 до $500 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ соответственно, что сравнимо с типичными значениями для объемного германия [122].

Из ВФХ фотодиодов $p\text{-Ge}/n^+\text{-Si}(001)$ была определена концентрация ионизованных акцепторов в слое $p\text{-Ge}$ $N_A = (0,9 \dots 1,5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что согласуется с данными холловских измерений. Такая достаточно высокая концентрация обусловлена наличием дислокаций несоответствия.

Фотодиоды, сформированные на базе ЭС $p\text{-Ge}/n^+\text{-Si}(001)$, имели асимметричные ВАХ (рисунок 34). Плотность темнового обратного тока при обратном напряжении $U_b = 1 \text{ В}$ (300 К) для площади контактных площадок $\sim 0,02 \text{ см}^2$ составила $j_s \sim 10^{-2} \text{ А/см}^2$, что соответствует типичным значениям для фотодиодов на базе толстых слоев Ge/Si(001), приводимым в литературе [20]. Данные значения j_s превышают типичные для $p-n$ фотодиодов на базе массивного Ge, которые составляют от 10^{-3} до 10^{-2} А/см^2 [123], что в свою очередь обусловлено дислокациями несоответствия в ОПЗ $p\text{-Ge}/n^+\text{-Si}$ перехода [21].

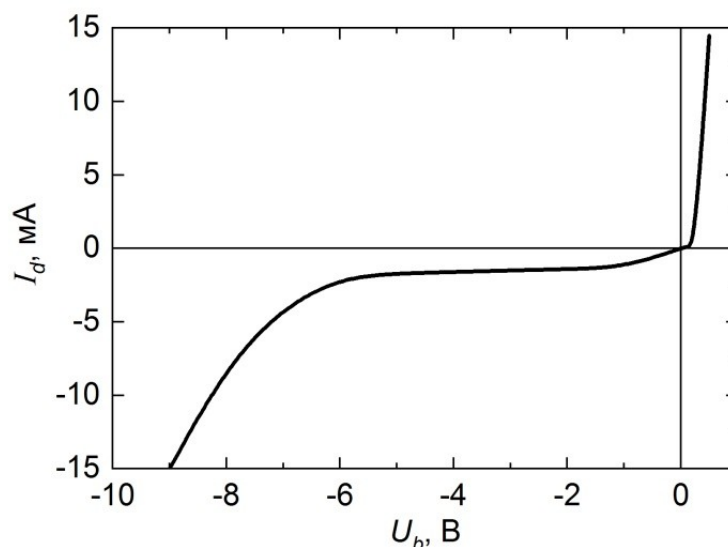


Рисунок 34 – Темновая ВАХ (при 300 К) мезафотодиода на базе гетероструктуры Ge/Si(001) [A2]

3.2.2 Спектры фоточувствительности фотодиодов на базе эпитаксиальных слоёв Ge/Si(001)

В рамках настоящей работы исследовались ФД на базе ЭС Ge/Si(001), выращенные как на подложках p^+ -Si(001), так и на подложках n^+ -Si(001). На рисунке 35 представлены зонные диаграммы (300 K) ГП p -Ge/ p^+ -Si(001) (а) и p -Ge/ n^+ -Si(001) (б) [124], рассчитанные для значений концентрации доноров (акцепторов) в буферных слоях n^+ -Si (p^+ -Si) N_D (N_A) = $1 \cdot 10^{18}$ см⁻³ и фоновой концентрации акцепторов в слое p -Ge N_a = $1 \cdot 10^{17}$ см⁻³, типичных для экспериментальных образцов, изученных в данной работе. Вследствие того, что ГП p -Ge/ p^+ -Si(001) является изотопным, на гетерогранице Ge/Si формируется треугольная потенциальная яма для дырок (рисунок 35а). Разрыв валентной зоны ΔE_v на гетерогранице Ge/Si представляет собой потенциальный барьер для дырок, фотовозбужденных в слое p -Ge, и затрудняет дальнейший дрейф дырок к слою p^+ -Si(001).

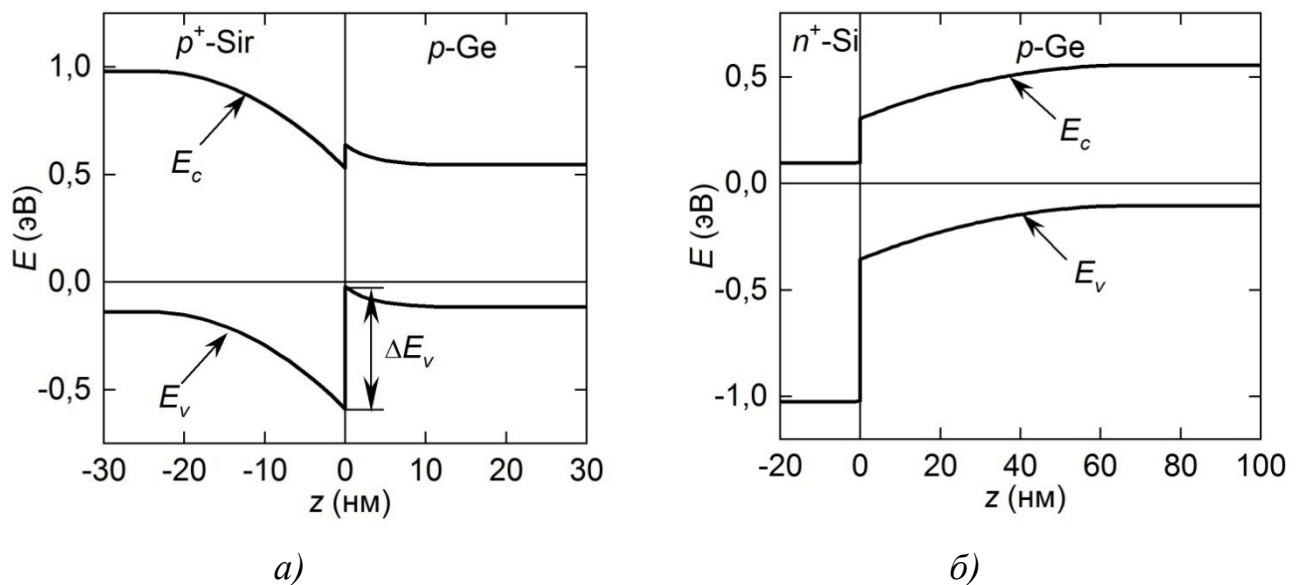


Рисунок 35 – Расчетные зонные диаграммы (300 K) ГП p -Ge/ p^+ -Si(001) (а) и p -Ge/ n^+ -Si(001) (б) [124]

Достаточно большое значение разрыва валентной зоны на гетерогранице Ge/Si(001) $\Delta E_v \approx 0,5$ эВ $\gg k_B T \approx 26$ мэВ (300 K) препятствует термической эмиссии фотовозбуждённых дырок из слоя p -Ge в слой p^+ -Si даже при комнатной температуре. В результате, дырки, фотовозбужденные в поглощающем слое p -Ge и дрейфующие к слою p^+ -Si, могут быть захвачены в треугольной потенциальной яме на гетерогранице. Учитывая повышенную плотность дислокаций

несоответствия на гетерогранице Ge/Si, возникающих вследствие значительной разности постоянных кристаллической решетки кремния и германия, вероятность рекомбинации захваченных в потенциальной яме дырок через ловушки, связанные с дислокациями, может оказаться выше, чем вероятность термической эмиссии дырок через потенциальный барьер. Этот эффект может снижать квантовый выход фотодиодов, особенно при низких температурах. Напротив, ГП $p\text{-Ge}/n^+\text{-Si}(001)$ (рисунок 35б) является анизотипным. В данном случае, потенциальный барьер для электронов (неосновных носителей заряда), фотовозбужденных в поглощающем слое $p\text{-Ge}$ и дрейфующих к слою $n^+\text{-Si}$, отсутствует. Электроны проходят через слой дефектов на гетерогранице Ge/Si со скоростью, близкой к скорости насыщения v_s в сильном электрическом поле анизотипного ГП. Следовательно, влияние дислокаций несоответствия на квантовый выход ФД на базе анизотипных ГП $p\text{-Ge}/n^+\text{-Si}(001)$ должно быть более слабым, чем в ФД на базе изотипных ГП $p\text{-Ge}/p^+\text{-Si}(001)$. С другой стороны, в случае анизотипных ГП $p\text{-Ge}/n^+\text{-Si}(001)$, потенциальный барьер для дырок на пути к подконтактному слою $p^+\text{-Ge}$ также отсутствует (см. рисунок 35б). Поэтому в дальнейшем будут рассмотрены только ФД на основе структур с анизотипными ГП $p\text{-Ge}/n^+\text{-Si}(001)$.

На рисунке 36 представлены спектры внешней квантовой эффективности $\eta(\lambda)$ (300 K) ФД на базе ЭС $p\text{-Ge}/n^+\text{-Si}(001)$, измеренные при различных значениях напряжения обратного смещения U_b . Фотоотклик в диапазоне длин волн $\lambda =$ от 1,1 до 1,5 мкм, обусловленный прямыми (в обратном пространстве) межзонными переходами в слое германия, увеличивается с ростом U_b . Значение η при $\lambda = 1,45$ мкм составляет $\approx 0,05$, что в ≈ 4 раза меньше рекордного значения на сегодняшний день ($\approx 0,22$ [84], см. таблицу 5). Это может быть обусловлено слишком высокой фоновой концентрацией акцепторов в слое $p\text{-Ge}$ N_a и, как следствие, недостаточно большой диффузионной длиной электронов в слое $p\text{-Ge}$.

Для повышения квантового выхода фотодиодов необходимо оптимизировать режимы роста слоев Ge/Si(001) с целью понижения концентрации фоновых акцепторов. Это позволит увеличить толщину слоя германия, а также подвижность неосновных носителей (электронов) слоя $p\text{-Ge}$, что, в свою очередь, приведет к увеличению диффузионной длины неосновных носителей в слое $p\text{-Ge}$ и, следовательно, к повышению квантовой эффективности фотодиодов [125].

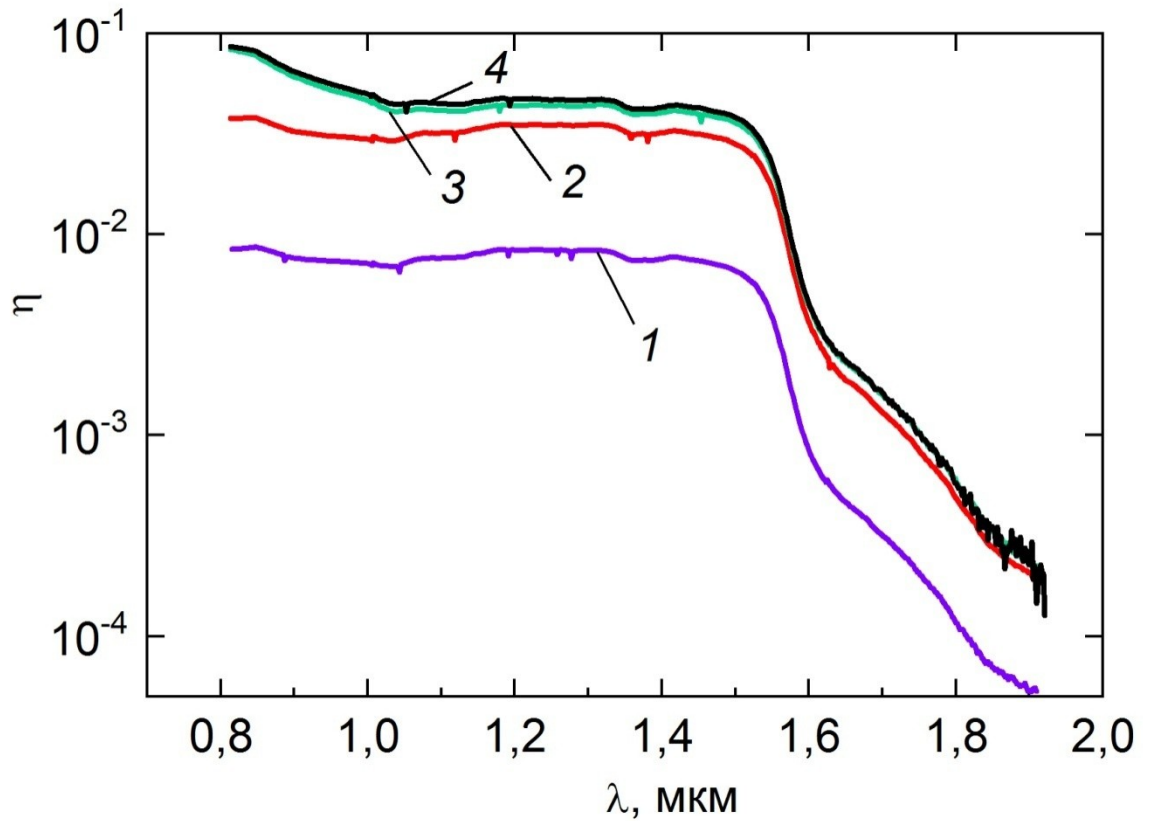


Рисунок 36 – Спектры квантовой эффективности ФД на базе ГС $p\text{-Ge}/n^+\text{-Si}(001)$ (300K) при U_b , В: 1 — 0; 2 — 0,1; 3 — 0,2; 4 — 0,5 [A2]

Таблица 5 – Некоторые характеристики ФД на базе германия и ЭС Ge/Si(001)

Материал	Рабочий диапазон длин волн λ , мкм	η (λ , мкм)	j_s (300 K), A/cm^2	Источник
Ge	0,6...1,7	0,80 (1,40)	$10^{-3} \dots 10^{-2}$	[121]
ЭС Ge/Si(001)	0,6...1,6	0,22 (1,50)	$10^{-3} \dots 10^{-2}$	[84]
	0,6...1,55	0,05 (1,45)	$\sim 10^{-2}$	[A2]

Среди других способов увеличения квантового выхода ФД, может быть рекомендовано дальнейшее совершенствование технологии изготовления подконтактных слоев $p^+\text{-Ge}$, на которые наносятся омические контакты. Для того чтобы уменьшить потери падающего излучения в подконтактном слое, его толщина должна быть минимизирована. В то же время, концентрация примесей в

подконтактном слое должна быть увеличена, чтобы обеспечить необходимое качество верхнего омического контакта. Ионное легирование не является оптимальным методом для формирования подконтактного слоя, учитывая, что в данном случае требуется отжиг при повышенных температурах. В данном исследовании был применен отжиг при относительно низкой температуре (550 °C). Тем не менее, потребность в отжиге при повышенных температурах сокращает преимущество метода газофазного осаждения с разложением моногермана на горячей нити как низкотемпературного метода роста ЭС германия. Вместо ионной имплантации, может быть рекомендовано легирование подконтактного слоя германия из газовой фазы в процессе эпитаксии. Например, легирование In может быть осуществлено путём напуска в ростовую камеру паров триметилиндия (ТМИ) $\text{In}(\text{CH}_3)_3$ которые, в свою очередь, могут быть получены пропусканием газа-носителя (водорода) через барботер, заполненный ТМИ в жидкой фазе.

Максимальный квантовый выход фотодиодов может быть достигнут в случае, когда 100% избыточных электронов, генерирующихся в поглощающем слое германия, достигают слоя n^+ -Si. В этом случае, если толщина подконтактного слоя германия стремится к нулю, максимальный возможный квантовый выход фотодиодов η_{\max} может быть оценен как [126]

$$\eta_{\max} \sim (1 - R_c)[1 - \exp(-\alpha d)], \quad (36)$$

где R_c – коэффициент оптического отражения на границе раздела фотоприёмного окна фотодиода с окружающей средой,

α – показатель оптического поглощения,

d – толщина поглощающего слоя германия.

С целью минимизации R_c , может быть рекомендовано применение просветляющего покрытия входного окна фотодиода. Так, при $R_c \rightarrow 0$ и $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$: $\eta_{\max} \approx 0,63$ для $d = 0,5 \text{ мкм}$ и $\eta_{\max} \approx 0,87$ для $d = 1,0 \text{ мкм}$. Таким образом, имеются значительные резервы для дальнейшего увеличения квантового выхода ФД на базе ЭС Ge/Si(001), выращенных методом газофазного осаждения с разложением моногермана на горячей нити.

Кроме того, для повышения квантового выхода могут быть рекомендованы и другие методы, такие как химическое пассивирование боковых поверхностей мез для снижения обратных темновых токов и др.

3.3 Использование кремниевых p — n структур с самоформирующимися наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ и ЭС $\text{Ge}/\text{Si}(001)$ в оптоэлектронных парах

Оптимизированные по характеристикам светоизлучающие диодные структуры с наноструктурами обычно отличаются от фотоприемных структур составом, размерами, поверхностной плотностью, числом слоев в массиве GeSi наноструктур [99]. На рисунке 37 показаны в относительных единицах спектры ЭЛ и ФЧ структур с самоформирующимися наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ и ЭС $\text{Ge}/\text{Si}(001)$. Спектры ЭЛ (2) были получены на структурах, выращенных методом МЛЭ, и взяты из работы [99]. Спектры ФЧ (1) и (4) получены на исследуемых в данной диссертационной работе образцах с самоформирующимися наноструктурами $\text{Ge}_{0,55}\text{Si}_{0,45}/\text{Si}(001)$ и ЭС $\text{Ge}/\text{Si}(001)$.

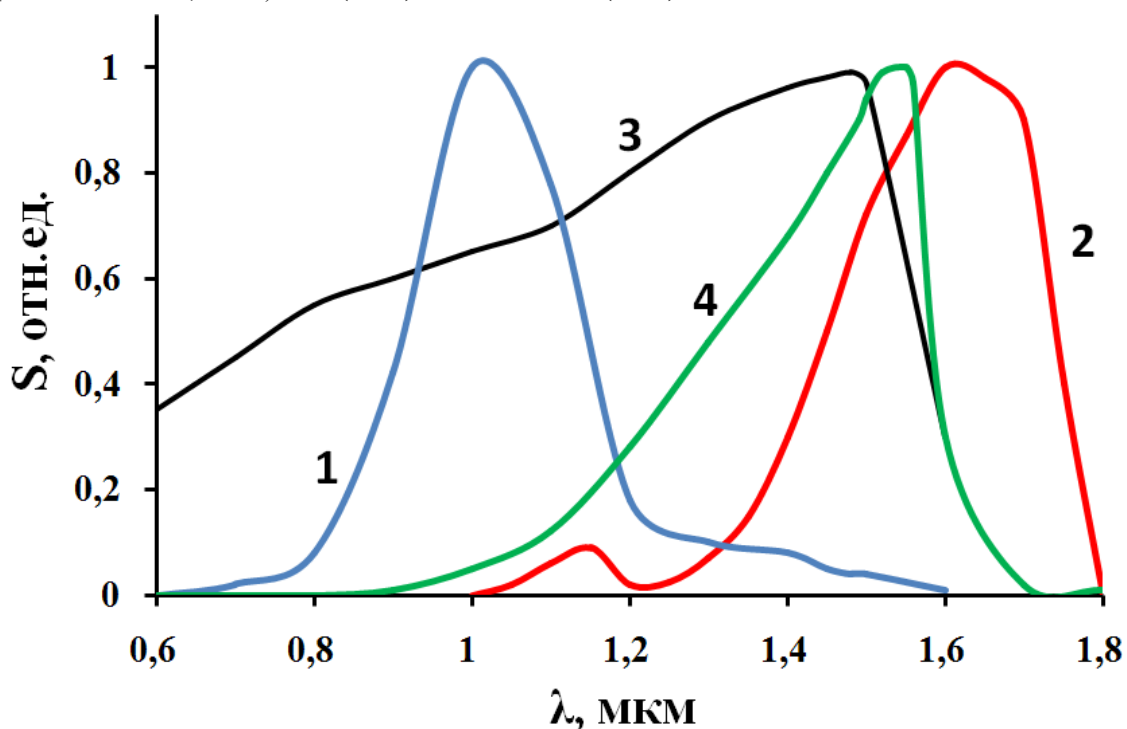


Рисунок 37 — Спектры ФЧ (1) и ЭЛ (2) структур с GeSi наноструктурами и ФЧ объемного Ge (3) и структур с эпитаксиальными слоями $\text{Ge}/\text{Si}(001)$ (4) [А3]

Видно, что для структур с наноструктурами GeSi пики интенсивности (S) в спектрах ЭЛ и ФЧ отличаются по длине волны (λ). В спектре ФЧ фотодиодов с наноструктурами GeSi наблюдается полоса собственной ФЧ Si в диапазоне длин волн от 0,9 до 1,1 мкм ($h\nu \sim 1,05$ -1,30 эВ). В диапазоне длин волн от 1,1 до 1,6 мкм в ($h\nu \sim 0,70$ - 1,05 эВ) наблюдается полоса ФЧ, обусловленная межзонным

оптическим поглощением в наноструктурах GeSi. В спектре ЭЛ структур с наноструктурами GeSi наблюдается пик в диапазоне длин волн от 1,4 до 1,8 мкм с энергией максимума в области границы фоточувствительности $\sim 0,75$ эВ. Зарегистрировать сигнал ЭЛ на структурах с наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$, выращенных методом СМЛЭ-МЛЭ, не удалось. Поэтому для регистрации оптопарного эффекта на структурах, сформированных по единой модифицированной технологии, в качестве светоизлучающей была использована структура, представляющая собой p - n -переход со встроенным слоем Si:Er. К достоинствам структур Si:Er можно отнести возможность создания оптически активных сред, характеризующихся узкой и температурно-независимой спектральной линией в одном из окон прозрачности волоконно-оптических линий связи на длине волны $\sim 1,54$ мкм

На рисунке 38 представлены типичные спектры ЭЛ исследуемых структур со встроенным слоем Si:Er, измеренные при комнатной температуре в диапазоне длин волн 1000-1650 нм.

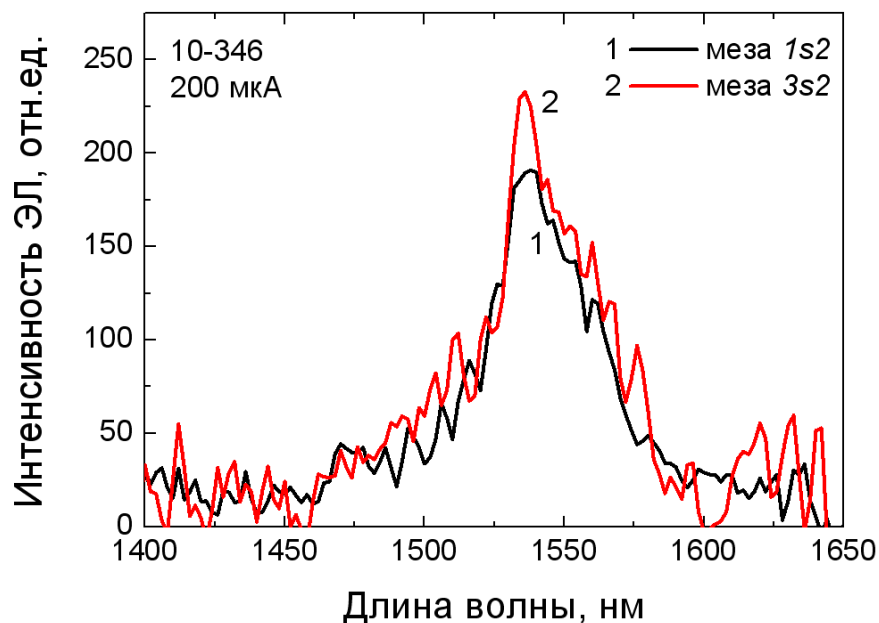


Рисунок 38 – Спектры ЭЛ структур со встроенным слоем Si:Er

Оптическая схема включала конденсор, собирающий излучение на входной щели монохроматора Acton SP-150, и полупроводниковый детектор InGaAs, обладающий оптимальной чувствительностью в диапазоне 1000-1650 нм. Использовалась дифракционная решетка (300 штрихов/мм) с рабочим диапазоном длин волн 600-1800 нм. Перед входной щелью монохроматора устанавливался фильтр из стекла КС-13, не пропускающий свет с длинами волн менее 650 нм,

чтобы избежать регистрации рассеянного лазерного излучения. Возбуждение ЭЛ проводилось с использованием характериографа Orion TR 8405 в непрерывном режиме. Как видно из рисунка 38 спектр ЭЛ имеет характерный пик интенсивности в области длин волн (1,52 – 1,56) мкм.

Для фотоприемных структур оптоэлектронных пар были использованы изготовленные по модифицированной технологии меза-фотодиоды на базе Si *p-i-n* структур с 25-слойными массивами самоформирующихся наноструктур SiGe, встроенными в *i*-область. Типичные спектры фоточувствительности полученных меза-фотодиодов представлены на рисунке 39. Полоса поглощения в области 0,8 эВ, связанная с наноструктурами SiGe, соответствует длине волны 1,54 мкм изготовленных светоизлучающих структур со встроенным слоем Si:Er.

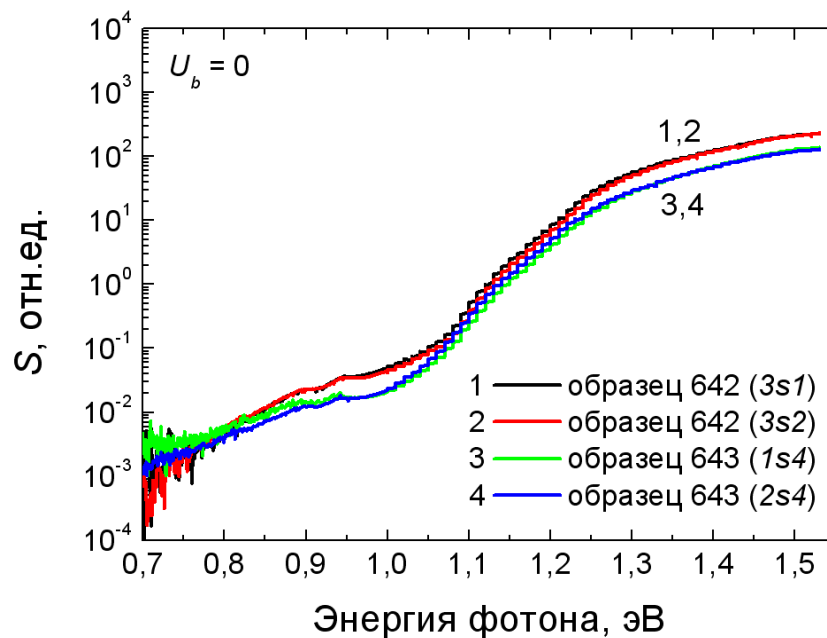


Рисунок 39 – Спектры ФЧ меза-фотодиодов на базе Si *p-i-n* структур с 25-слойными массивами самоформирующихся наноструктур SiGe

На рисунке 40 приведены типичные передаточные характеристики по току. С ростом силы тока на входе оптоэлектронной пары фотоотклик ФД возрастает и выходит на насыщение, а увеличение частоты также сопровождается возрастанием сигнала. Оценка коэффициента передачи оптрона по току, который в данной конструкции определяется квантовой эффективностью светоизлучателя и квантовым выходом фотоприемника, дает максимальное значение $\approx 3,6 \cdot 10^{-6}$, что близко к величине максимально возможного коэффициента передачи при использовании в качестве активных слоев свето- и фотодиодов структур Si:Er и SiGe, соответственно.

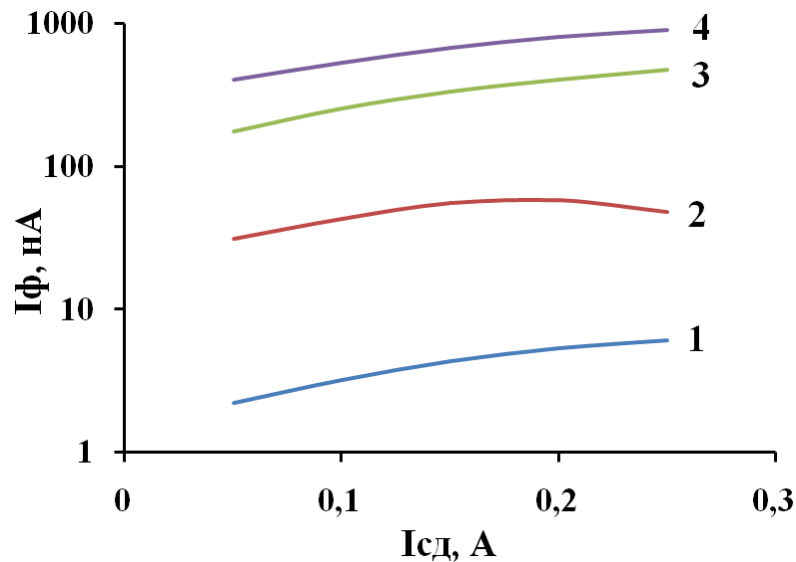


Рисунок 40 - Зависимость фототока (I_{ϕ}) от величины тока накачки ($I_{сд}$) при различных частотах модуляции сигнала (1 – 64,5 Гц, 2 – 647 Гц, 3 – 6,5 кГц, 4 – 72 кГц) [А3]

К пику интенсивности ЭЛ структур со встроенным слоем Si:Er ближе пик ФЧ структур с эпитаксиальными слоями германия на кремнии, поэтому были проведены исследования характеристик оптоэлектронных пар со светоизлучающими структурами со встроенным слоем Si:Er и фоточувствительными структурами с эпитаксиальными слоями Ge/Si(001). При подаче сигнала на источник излучения на фотоприемнике был зафиксирован сигнал по форме и продолжительности совпадающий с входным сигналом. При этом ток, измеренный на фотоприемном устройстве до усиления, был равен 4 нА.

Замена в оптопарах фоточувствительных структур с наноструктурами Ge(Si) на фоточувствительные структуры, выполненные на основе эпитаксиальных слоев Ge/Si, позволяет увеличить максимальные значения коэффициента передачи K до $\sim 10^{-5}$.

Для повышения коэффициента передачи может быть рекомендовано увеличение количества слоев в светодиода на базе структур с многослойными массивами самоформирующихся наноструктур SiGe/Si(001) или использование светодиода (или лазерных диодов) на базе слоев растянутого Ge/Si(001) и фотодиода на базе толстых слоев Ge/Si(001). По литературным данным, квантовая эффективность ЛД на базе слоев растянутого Ge/Si(001) на сегодняшний день достигает $\sim 0,001$; квантовый выход фотодиодов на базе толстых слоев Ge $\sim 0,4$, причём имеется перспектива повышения обоих параметров за счёт совершенствования конструкции и технологии изготовления СД и ФД, что позволяет рассчитывать на повышение коэффициента передачи по току оптрона

на баре указанных элементов $> 10^{-3}$. Однако, для обоснованного выбора системы материалов для реализации радиационно-стойкой элементной базы кремниевой оптоэлектроники требуется провести исследования радиационной стойкости светодиодов на базе растянутых слоёв Ge/Si(001) и фотодиодов на базе толстых слоёв Ge/Si(001), а также оптопар на их основе.

Выводы к главе 3

1. Изучены зависимости спектров фоточувствительности кремниевых $p-n$ фотодиодов с наноструктурами GeSi в ОПЗ $p-n$ перехода от температуры, напряжения обратного смещения на диоде, а также от параметров островков (размеры, состав материала). Установлено, что красная граница спектра фоточувствительности диодов определяется значением атомной доли германия и степенью релаксации упругих напряжений в материале островков GeSi.

2. Разработана теоретическая модель, связывающая квантовую эффективность фотодиодов на базе кремниевых $p-n$ структур с самоформирующимися наноструктурами GeSi с составом материала островков, напряжением смещения на фотодиоде и его рабочей температурой.

3. Установлено, что зависимости фоточувствительности диодов в спектральной области межзонного оптического поглощения в островках GeSi от температуры и напряжения обратного смещения на диоде определяются соотношением скорости эмиссии фотовозбуждённых дырок из островков и скорости рекомбинации избыточных носителей заряда в островках.

4. Методом газофазного осаждения с разложением моногермана на горячей нити при низкой температуре подложки (350 °C) выращены толстые (толщиной ~ 1 мкм) монокристаллические эпитаксиальные слои Ge/Si(001) с низкой плотностью прорастающих дислокаций ($\sim 10^5 \text{ см}^{-2}$).

5. Получены лабораторные образцы фотодиодов на базе толстых эпитаксиальных слоёв Ge/Si(001), предназначенные для использования в инфракрасном диапазоне длин волн, с внешним квантовым выходом $\approx 0,05$, имеющие перспективы дальнейшего повышения квантового выхода.

6. Показана принципиальная возможность использования исследуемых фотодиодов на базе кремниевых $p-n$ структур с самоформирующимися наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ и ЭС Ge/Si(001) в оптоэлектронных парах.

ГЛАВА 4. Влияние импульсного гамма-нейтронного облучения на фотоэлектрические свойства фотодиодов на базе кремниевых p — n структур с самоформирующимися наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ и эпитаксиальными слоями $\text{Ge}/\text{Si}(001)$

В настоящей главе изложены результаты исследований влияния импульсного гамма-нейтронного облучения на фотоэлектрические свойства ФД на базе кремниевых p — n структур с самоформирующимися наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ и ЭС $\text{Ge}/\text{Si}(001)$.

Учитывая зависимость оптических и фотоэлектрических свойств фотодиодов на базе таких гетероструктур от их поверхностной морфологии (наряду с составом и упругой деформацией материала островков), сначала приведены результаты экспериментальных исследований влияния импульсного гамма-нейтронного облучения на морфологию поверхности гетероструктур $\text{GeSi}/\text{Si}(001)$. Установлено, что гамма-нейтронное облучение приводит к изменению формы самоформирующихся наноструктур GeSi , в частности, к уменьшению аспектного отношения островков.

Далее показано, что при радиационном воздействии отсутствует деградация фоточувствительности, обусловленная межзонным оптическим поглощением в наноструктурах GeSi , при этом происходит монотонное уменьшение фоточувствительности в области собственного поглощения кремния. Эффект объясняется пространственной локализацией области фотогенерации электронно-дырочных пар в островках $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$. С другой стороны, ФЧ ФД на базе эпитаксиальных слоёв $\text{Ge}/\text{Si}(001)$ в спектральной области собственной фоточувствительности германия (длина волны излучения $1,7 \text{ мкм} < \lambda < 1 \text{ мкм}$) при облучении изменяется сильнее, чем в области собственной фоточувствительности кремния ($\lambda > 1 \text{ мкм}$), что связано с генерацией радиационных дефектов в эпитаксиальных слоях германия.

Также показано, что выполнение условия совместимости параметров светоизлучающих и исследуемых в работе фотоприемных структур позволяет обеспечить работоспособность оптоэлектронных пар при высоких уровнях воздействий гамма-нейтронного облучения

Основные научные результаты, изложенные в настоящей главе, опубликованы в работах [А4, А5 и А6].

4.1 Влияние облучения на морфологию поверхности кремниевых p — n структур с самоформирующимися наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$

Для данных исследований были выращена специальная серия структур с поверхностными наноструктурами GeSi (без покровного слоя кремния). Методология и условия роста приведены в разделе 2.1. Параметры процесса формирования наноструктур GeSi на поверхности исследуемых структур (T_g и t_g), а также средние значения атомной доли германия x и степени упругой релаксации ε_{rel} в материале наноструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ в исходных образцах представлены в таблице 1. Исследуемые образцы подвергались импульсному гамма-нейтронному облучению в два этапа, на каждом из которых интегральный флюэнс нейтронов составлял $\approx 1.0 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$, поглощенная доза γ -квантов $\approx 4 \text{ кГр}$ (методика представлена в разделе 2.10). Исследование морфологии поверхностных наноструктур $\text{GeSi}/\text{Si}(001)$ до и после облучения образцов проводилось при использовании атомно-силового микроскопа по методике, приведенной в 2.3. Исследование морфологии поверхности структур, выращенных при $T_g = 500^\circ \text{ C}$, проводили в полуконтактном режиме с использованием АСМ-зондов NTMDTNSG-11 DLC с алмазоподобными нановискерами на острие.

На рисунке 41 представлены АСМ-изображения поверхности исследуемых образцов до и после облучения. Как видно из рисунка 41, с повышением T_g на исходных образцах наблюдается увеличение размеров островков с одновременным уменьшением их плотности N_s . Там же представлены результаты статистического анализа параметров морфологии наноструктур $\text{GeSi}/\text{Si}(001)$, определённых из анализа соответствующих АСМ-изображений, в виде гистограмм распределения островков по латеральным размерам D и высоте h . Как видно из рисунка 1, для всех исследованных образцов отмечается характерное, отмеченное ранее (пп. 1.2.1, 3.1.1) бимодальное (для образца, на котором осаждение Ge проводилось при $T_g = 800^\circ \text{ C}$ – тримодальное) распределение наноструктур $\text{GeSi}/\text{Si}(001)$ по D и/или h .

Результаты статистического анализа параметров морфологии наноструктур GeSi для каждой из мод представлены в таблице 6.

J

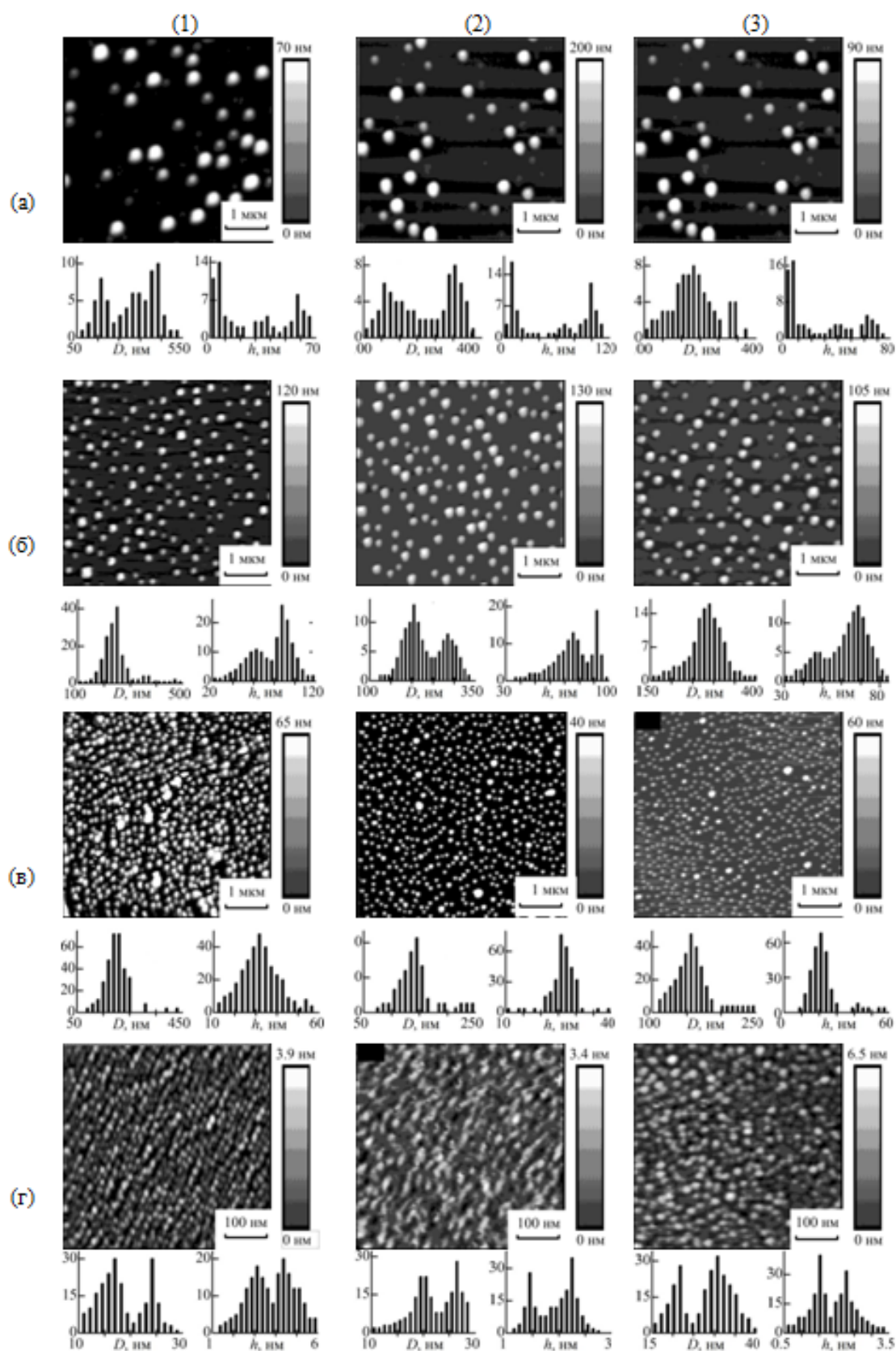


Рисунок 41 - АСМ-изображения поверхности гетероструктур с поверхностными наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ и гистограммы распределения островков по среднему диаметру D и высоте h до и после импульсного гамма-нейтронного облучения образцов: а – № 1; б – № 2; в – № 3; г – № 4. 1 – исходные образцы; 2 – после 1-го облучения; 3 – после 2-го облучения [А4]

Таблица 6 - Параметры морфологии самоформирующихся наноструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ для различных мод распределения островков по размерам до и после облучения

№ образца	Параметр	Мода	Облучение		
			0	1	2
1	2	3	4	5	6
1	$\langle D \rangle$, нм	1	162	161	155
		2	304	279	244
		3	434	369	345
	σ_D , нм	1	78.1	32.9	24.9
		2	32.4	28.2	32.2
		3	34.3	29.2	13.7
	$\langle h \rangle$, нм	1	7.36	11.4	9.63
		2	38.7	68.1	56.7
		3	59.3	101	98.1
	σ_h , нм	1	5.96	7.67	6.98
		2	7.13	8.81	13.1
		3	4.51	6.82	10.5
	N_s , см^{-2}	1	9.2×10^7	1.1×10^8	6.1×10^7
		2	1.0×10^8	7.2×10^7	1.6×10^8
		3	8.4×10^7	1.1×10^8	3.6×10^7
2	$\langle D \rangle$, нм	1	232	221	216
		2	369	314	293
	σ_D , нм	1	23.8	40.6	25.7
		2	68.6	15.4	30.8
	$\langle h \rangle$, нм	1	60.6	70.5	43.2
		2	90.2	90.8	67.8
	σ_h , нм	1	12.8	10.6	6.96
		2	9.02	2.57	7.37
	N_s , см^{-2}	1	5.4×10^8	3.7×10^8	1.1×10^8
		2	5.3×10^7	1.4×10^8	3.1×10^8

Продолжение таблицы 6

1	2	3	4	5	6
3	$\langle D \rangle$, нм	1	189	136	149
		2	393	223	230
	σ_D , нм	1	37.2	22.8	21.1
		2	97.8	32.6	35.9
	$\langle h \rangle$, нм	1	26.1	25.8	22.3
		2	47.5	41.4	49.1
	σ_h , нм	1	3.74	3.79	4.17
		2	8.43	9.3	10.9
	N_s , см ⁻²	1	1.3×10^9	1.1×10^9	1.0×10^9
		2	1.0×10^8	1.1×10^8	1.1×10^8
4	$\langle D \rangle$, нм	1	15.4	18.4	20.8
		2	25.3	26.4	31.4
	σ_D , нм	1	3.1	3.2	2.7
		2	3.2	1.2	4.1
	$\langle h \rangle$, нм	1	1.5	1.4	3.1
		2	2.2	2.3	4.9
	σ_h , нм	1	0.14	0.36	0.61
		2	0.27	0.38	0.72
	N_s , см ⁻²	1	5.4×10^{10}	4.5×10^{10}	2.6×10^{10}
		2	2.4×10^{10}	3.7×10^{10}	7.0×10^{10}

При облучении на поверхности образца, на котором осаждение Ge проводилось при $T_g = 800$ °С (рисунок 41а), наблюдается уменьшение D , наиболее выраженное для островков, относящихся ко второй моде (релаксированных островков) с одновременным увеличением h , т. е. увеличением A_R (таблица 6). Наблюдаемые изменения формы островков можно объяснить диффузией подвижных первичных радиационных дефектов: вакансий и междоузельных атомов дефектов. Второй этап облучения приводит к стабилизации латеральных размеров с небольшим снижением высоты. Это может быть связано с повышением стабильности системы “островки–подложка” в

результате первого облучения: система приходит к термодинамически более равновесному состоянию по сравнению с исходным.

Облучение образца 2 ($T_g = 700$ °C) приводит к уменьшению N_s дом-островков ($D = 100 - 150$ нм, $h = 30 - 50$ нм) с одновременным увеличением числа релаксированных островков ($D \sim 300$ нм, $h \sim 100$ нм, рисунок 41б, таблица 2).

Наиболее стабильное поведение параметров морфологии наноостровков GeSi/Si(001) при облучении было отмечено для островков, выращенных при $T_g = 600$ °C (образец 3, рисунок 41в, таблица 6). На поверхности данного образца наблюдаются преимущественно дом-островки, в которых величина упругой деформации еще не достаточна для образования дислокаций несоответствия. В то же время, на поверхности исходного образца наблюдается некоторое количество островков со значениями $D > 300$ нм, возникших при слиянии более мелких релаксированных островков (рисунок 41г). Плотность таких островков незначительно возрастает при облучении.

Наноостровки, выращенные при $T_g = 500$ °C (рисунок 41г), имели характерную пирамидальную форму, $D = 15 - 25$ нм, $h = 1.5 - 2.5$ нм ($A_R \approx 1:10$). Первое облучение не оказывает существенного влияния на форму и размеры наноостровков (рисунок 41г, таблица 6). Второе облучение приводит к трансформации пирамидальных островков в куполообразные, что связано с увеличением h и соответствующим повышением A_R (рисунок 41г, таблица 6) характеризующегося повышенным содержанием Ge в материале островков. Укрупнению наноостровков с сохранением повышенной поверхностной плотности может быть связано с радиационно-стимулированной диффузией Si из подложки в объём островков в процессе облучения. При этом поверхностная плотность более мелких островков (первая мода) уменьшается с увеличением дозы облучения, а более крупных (вторая мода) – растёт (таблица 6).

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что структуры с наноостровками GeSi/Si(001), выращенными при температуре $T_g = 600$ °C, являются наиболее перспективными для использования в радиационно-стойких оптоэлектронных приборах. Структурные параметры и электронные свойства наноостровков GeSi/Si(001), выращенных комбинированным методом СМЛЭ-ГФЭ в вышеуказанных условиях, являются оптимальными для создания фотодетекторов с активной областью на базе массивов наноостровков GeSi/Si(001), как было показано в разделе 3.1.

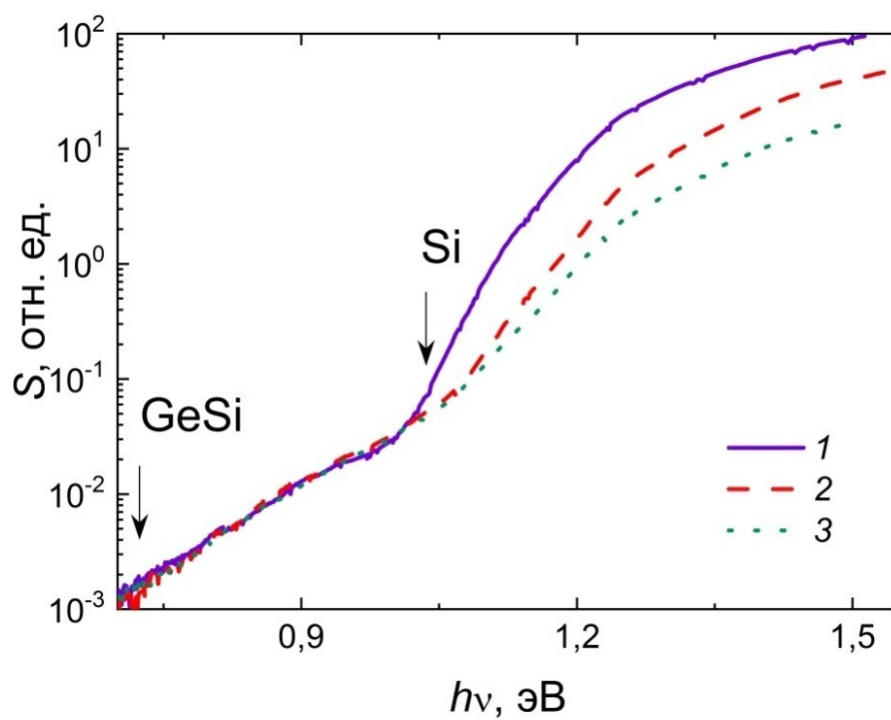
Установленные закономерности трансформации формы наноструктур GeSi/Si(001) в ходе импульсного гамма-нейтронного облучения свидетельствуют о возможности целенаправленного управления параметрами морфологии наноструктур GeSi/Si(001), а, следовательно, их свойствами и параметрами оптоэлектронных приборов на их основе. В настоящее время известны методы управления свойствами полупроводниковых структур и приборов на их основе, базирующимися на воздействии ионизирующих излучений. Такие методы успешно применяются на разных этапах изготовления изделий современной микроэлектроники [127]. Однако, для разработки подобных методов управления параметрами самоформирующихся наноструктур GeSi/Si(001) необходимы дополнительные детальные исследования влияния ионизирующего излучения на морфологию и другие параметры островков, в том числе – исследования комплексного характера. В частности, значительный интерес представляет вопрос о возможном влиянии излучения не только на морфологию, но и на состав и упруго-напряжённое состояние материала островков.

4.2 Влияние облучения на спектры фоточувствительности фотодиодов на базе кремниевых $p-n$ структур с самоформирующимися наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$

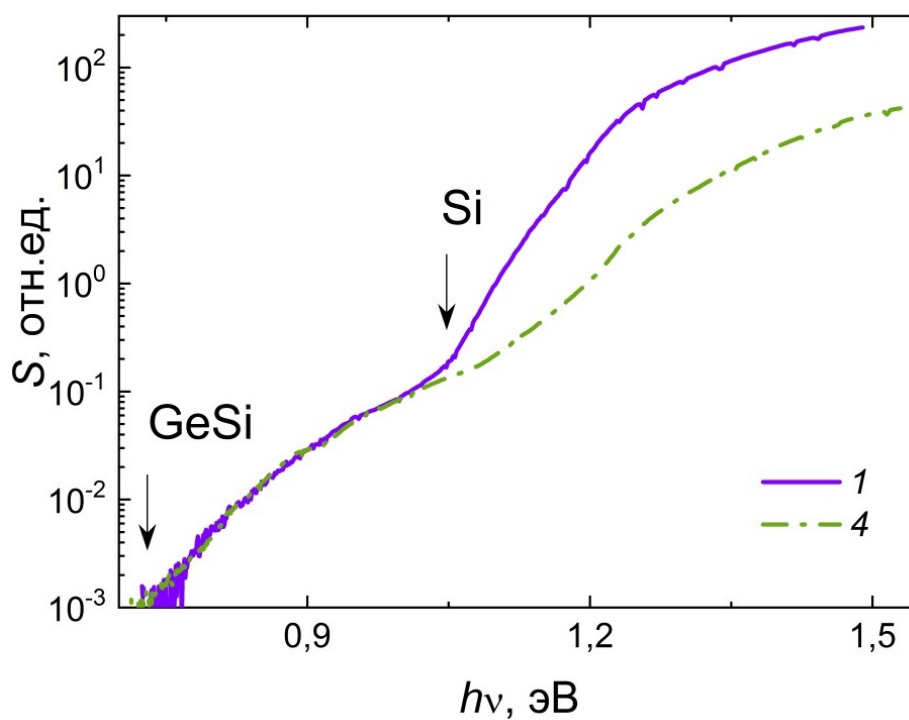
Для данных исследований использовались меза-фотодиоды с самоформирующимися наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, изготовленные на основе кремниевых $p-n$ структур с однослойными и 5-слойными массивами островков, встроенными в $p-n$ переход (методика и особенности процесса выращивания структур приведены в разделе 2.1).

Образцы подвергались импульсному гамма-нейтронному облучению в пассивном режиме (без электрической нагрузки): для образцов с 5-слойным массивом островков GeSi интегральный флюенс нейтронов составил $\approx 1,0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, поглощенная доза $\approx 4 \text{ кГр}$, а с однослойным массивом наноструктур GeSi этот же уровень достигался за два последовательных γ - η импульса меньшей интенсивности.

На рисунке 42 представлены измеренные при комнатной температуре спектры ФЧ исследуемых меза-фотодиодов до и после облучений.



a)



б)

Рисунок 42 – Спектры ФЧ (300 К) фотодиодов с однослойным (а) и 5-слойным (б) массивами наностроек $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ до и после облучений:

1 – до облучения, 2 – после облучения одним η - γ импульсом; 3 – после облучения двумя последовательными η - γ импульсами, 4 – после облучения η - γ импульсом по уровню, соответствующему воздействию 3 [A5]

Как уже упоминалось выше, в спектрах ФЧ ФД (300 К) с наноструктурами GeSi можно выделить два характерных участка (см. подробнее п. 3.1.1):

— полосу собственной ФЧ кремния в спектральной области энергий квантов фотовозбуждения $h\nu > (1,00...1,05)$ эВ (край этой полосы указан на рисунке 30 стрелкой с обозначением «Si»);

— полосу ФЧ, обусловленную межзонным оптическим поглощением в наноструктурах GeSi, в области энергий квантов фотовозбуждения $(0,70...0,75)$ эВ $< h\nu < (1,00...1,05)$ эВ (край этой полосы указан на рисунке 30 стрелкой с обозначением «GeSi»).

Как видно из рисунка 42, при радиационном воздействии отсутствует деградация ФЧ, обусловленная межзонным оптическим поглощением в наноструктурах GeSi, при этом происходит монотонное уменьшение ФЧ в области собственного поглощения кремния. Это может быть объяснено различием в механизмах ФЧ при фотовозбуждении в различных спектральных диапазонах.

В спектральной области $h\nu > (1,00...1,05)$ эВ (область собственного оптического поглощения кремния) значительный вклад в собственную ФЧ кремния вносит механизм, связанный с диффузией неосновных носителей заряда из глубины структуры к границе ОПЗ p — n перехода и дальнейшим их дрейфом в электрическом поле перехода к соответствующему контакту [128]. Ввиду низкого значения коэффициента собственного оптического поглощения кремния $\alpha \approx 2,5 \text{ см}^{-1}$ при $h\nu \approx E_{gSi}$ ($E_{gSi} \approx 1,12$ эВ, 293 К) [78], значительная часть падающего на ФД оптического излучения поглощается в глубине структуры. В то же время, в спектральной области $(0,70...0,75)$ эВ $< h\nu < (1,00...1,05)$ эВ возникновение ФЧ обусловлено эмиссией дырок из островков GeSi (по туннельному, термоактивационному, либо смешанному механизму, см. п. 1.2.4) и транспортом избыточных электронов и дырок к слоям n^+ - и p^+ -типа, соответственно, в электрическом поле p — n перехода.

Накопление радиационных дефектов при импульсном гамма-нейтронном облучении приводит к появлению дополнительных рекомбинационных уровней в запрещенной зоне кремния, которые уменьшают время жизни неосновных носителей заряда $\tau_{(n)p}$, а соответственно и диффузионную длину неосновных носителей в кремнии $L_{(n)p} = (D_{(n)p}\tau_{(n)p})^{1/2}$, где $D_{(n)p}$ — коэффициент диффузии неосновных носителей в кремнии. Это вызывает увеличение доли неосновных

носителей, рекомбинирующих в кремнии в процессе диффузии к границе ОПЗ $p-n$ перехода, и, соответственно, приводит к уменьшению доли носителей, достигших границы ОПЗ. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению ФЧ ФД в спектральной области собственного оптического поглощения кремния, в соответствии с формулой [129]:

$$S_{ph}(h\nu) \sim \frac{\alpha(h\nu)L_{n(p)}}{1 + \alpha(h\nu)L_{n(p)}}. \quad (37)$$

Однако процесс диффузии неосновных носителей в кремнии не оказывает влияния на ФЧ ФД в низкоэнергетической области ($h\nu < 1,05$ эВ), поскольку ФЧ в указанном спектральном диапазоне обусловлена межзонным оптическим поглощением в наноструктурах GeSi, расположенных в ОПЗ $p-n$ перехода. В этих условиях, возникновение фототока связано с эмиссией дырок из островков GeSi и дрейфом избыточных электронов и дырок к слоям n^+ - и p^+ -типа, соответственно, в электрическом поле $p-n$ перехода (рисунок 43).

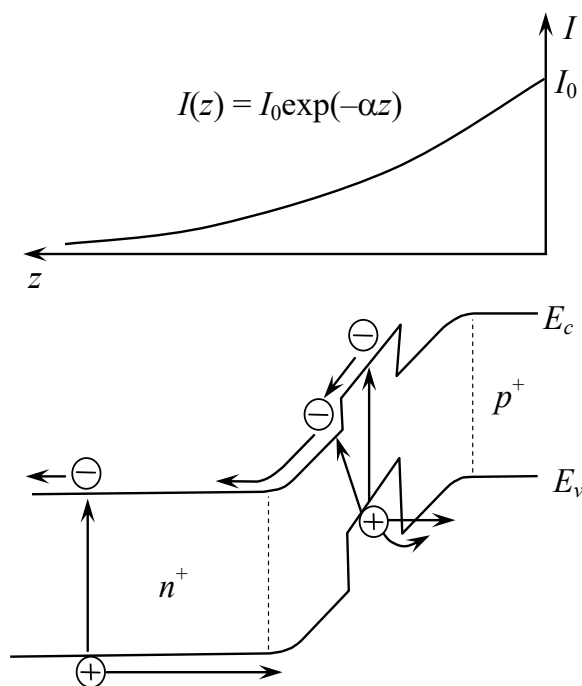


Рисунок 43 – Механизм генерации фототока в $p-n$ фотодиоде на базе кремния с наноструктурами GeSi в ОПЗ $p-n$ перехода при межзонном оптическом поглощении в наноструктурах GeSi и в области собственного оптического поглощения кремния

При $U_b = 0$, оценка напряжённости электрического поля в ОПЗ $F \sim E_g/eW > 10^4$ В/см (здесь $W < 1$ мкм — толщина ОПЗ $p-n$ перехода). При этом носители в ОПЗ движутся со скоростью, близкой к скорости насыщения $v_s \sim 10^7$ см/с. Оценка пролётного времени носителей через ОПЗ $p-n$ перехода в указанных условиях составляет $\tau_d \sim W/v_s < 10^{-11}$ с. Данное значение существенно меньше, чем рекомбинационное время жизни носителей в кремнии вплоть до весьма значительной концентрации радиационных дефектов. Поэтому радиационное воздействие может оказать влияние на ФЧ диодов в спектральной области межзонного оптического поглощения в островках GeSi только в том случае, если дефекты генерируются непосредственно в объёме или вблизи поверхности островков. Образование радиационного дефекта в отдельном островке приводит к повышению вероятности рекомбинации фотовозбуждённых носителей внутри данного островка по сравнению с вероятностью их эмиссии из островка и, следовательно, к уменьшению относительного вклада данного островка в ФЧ диода. Оценка по порядку величины времени эмиссии дырок τ_e из наноструктур GeSi, сделанная в главе 3, для островков GeSi в $p-n$ структуре, выращенной комбинированным методом СМЛЭ-ГФЭ, составляет $\tau_e \sim 10^{-7}$ с для $T = 300$ К и атомной доле германия в материале островков GeSi $x \approx 0,5$ [16]. В то же время, вклад других островков в суммарный фототок не уменьшается. Вероятность образования дефекта внутри островка весьма мала по сравнению с вероятностью генерации дефектов в кремнии ввиду малости объёма островков по сравнению с объёмом материала, затронутого радиационным воздействием [9] и может быть оценена как $\sim d_{Ge1}/xr$ (для многослойных массивов наноструктур $d_{Ge} = d_{Ge1}N_L$, где d_{Ge1} — номинальная толщина осаждённого слоя германия для одного слоя островков, N_L — число слоёв островков в массиве), r — среднее расстояние между радиационными дефектами по глубине структуры. Поскольку типичные значения $d_{Ge1} \approx 1,5$ нм, как правило, $d_{Ge}/xr \ll 1$. Так, принимая для условий облучения, указанных выше, $r = 0,5$ мкм и для $x = 0,5$ и $N_L = 5$ получаем значение соотношения $d_{Ge}/xr \approx 0,03$.

В [130] проведено численное математическое моделирование процессов образования радиационных дефектов в кремниевом $p-i-n$ диоде с 20-слойным массивом самоформирующихся наноструктур GeSi, встроенным в i -область, при облучении быстрыми нейтронами. Установлено, что доля наноструктур GeSi, в которых после попадания каскадов атомных смещений образуются точечные

радиационные дефекты, составляет $\leq 3\%$ от полного числа островков в структуре. Более 94% дефектов локализованы в объеме *p*-, *n*- и *i*-областей диода, а также в спейсерных слоях кремния, разделяющих слои наноструктур GeSi. Таким образом, полученная в настоящей диссертационной работе оценка вероятности образования радиационного дефекта в островках GeSi по порядку величины согласуется с результатами численного моделирования, проведённого в [130].

С другой стороны, не было выявлено различий во влиянии импульсного гамма-нейтронного облучения на ФЧ диодов с однослойными и 5-слойными массивами островков GeSi в спектральной области межзонного поглощения в островках (см. рисунок 42). Монотонное уменьшение ФЧ в области собственного поглощения кремния для образцов с однослойным массивом наноструктур, облученных двумя последовательными η - γ импульсами (воздействие 3, рисунок 42а), по порядку величины соответствовало уменьшению ФЧ образцов с 5-слойными массивами островков GeSi, облученных одним η - γ импульсом по уровню равному воздействию 3 (рисунок 42б). Такой результат объясним, если считать, что границы напряжённых гетерослоёв в полупроводниковых ГС являются геттерами для точечных радиационных дефектов [131]. При этом, в структурах с несколькими слоями островков GeSi, можно ожидать, что крайние слои островков будут препятствовать диффузии радиационных дефектов из буферного и покровного слоёв к внутренним слоям островков GeSi в многослойном массиве, что можно отметить как важное потенциальное преимущество ФД на базе многослойных массивов наноструктур GeSi в матрице кремния. Данный результат показывает возможность увеличения числа слоёв наноструктур GeSi в активной области ФД с целью повышения абсолютных значений ФЧ в указанном спектральном диапазоне без ущерба для радиационной стойкости приборов.

4.3 Влияние облучения на спектры фоточувствительности фотодиодов на базе эпитаксиальных слоёв Ge/Si(001)

Образцы ФД на базе ЭС Ge/Si(001) также как и образцы с наноструктурами GeSi подвергались импульсному гамма-нейтронному облучению в пассивном режиме (без электрической нагрузки), по уровням, соответствующим образцу с однослойным массивом наноструктур GeSi. Как видно из рисунка 44, ФЧ ФД на

базе ЭС Ge/Si(001) уменьшается с ростом дозы облучения во всём рабочем спектральном диапазоне:

— в области $h\nu > 0,8$ эВ ФЧ определяется собственным оптическим поглощением в ЭС германия с доминированием прямых (вертикальных в обратном пространстве) межзонных оптических переходов, край этой полосы при $h\nu \approx 0,8$ эВ соответствует переходам между точками Γ_8 и Γ_7 зоны Бриллюэна;

— в области $h\nu < 0,8$ эВ ФЧ определяется непрямыми переходами из вершины валентной зоны в точке Γ_8 в L -долину зоны проводимости германия.

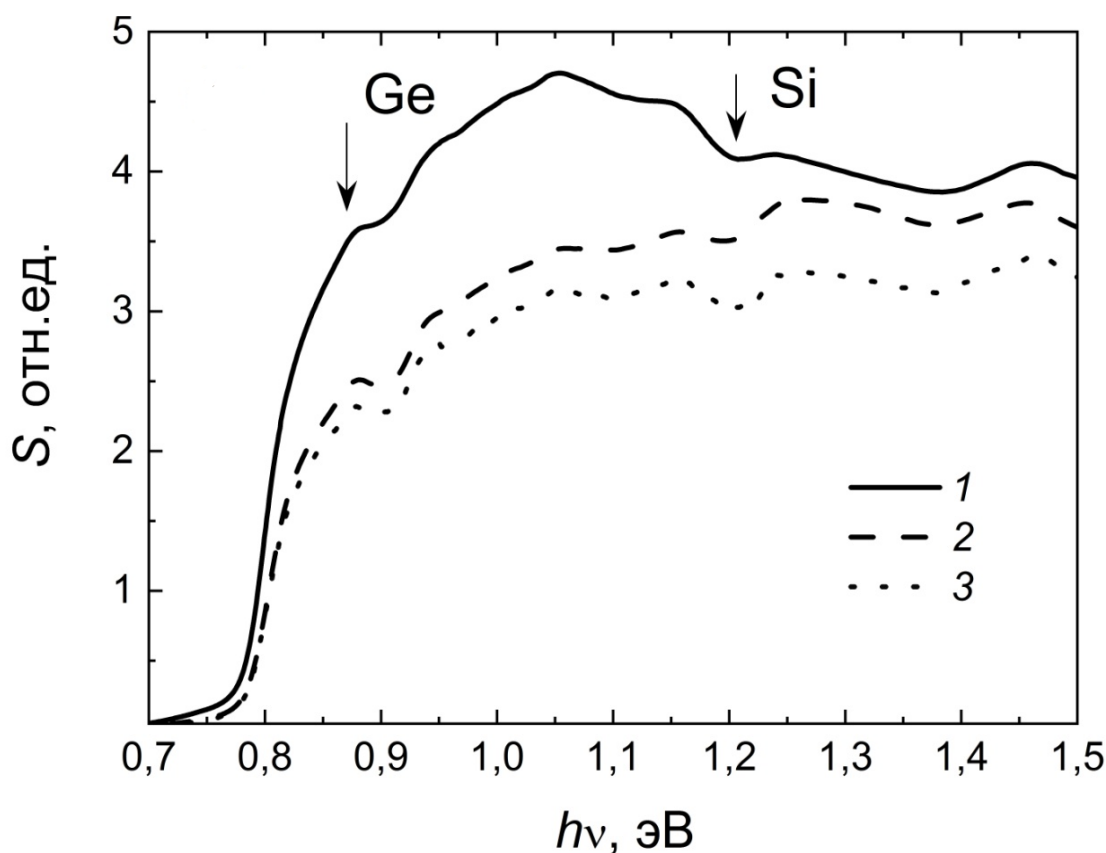


Рисунок 44 – Спектры ФЧ (300 К) ФД на базе ГС $p\text{-Ge}/n^+\text{-Si}(001)$ до и после облучений:

1 — до облучения, 2 — после облучения одним η - γ импульсом; 3 — после облучения двумя последовательными η - γ импульсами [A5]

Стрелками на рисунке 44 указаны края полос собственной ФЧ кремния («Si»), а также полос ФЧ, обусловленной межзонным оптическим поглощением в ЭС германия («Ge»).

Уменьшение ФЧ во всем спектральном диапазоне при облучении также как и в случае собственной ФЧ кремния в диодах с наноструктурами GeSi, можно

связать с увеличением скорости рекомбинации неосновных фотовозбуждённых носителей (электронов) в слое p -Ge вследствие накопления радиационных дефектов в ходе облучения. Как было показано в разделе 3.2, слой p -Ge в исследуемых ФД не был полностью обеднён при нулевом внешнем напряжении на контактах. С другой стороны, оценка диффузионной длины неосновных носителей (электронов) L_n в слоях p -Ge в фотодиодах, исследованных в настоящей работе, составляет $\sim 0,1$ мкм [124].

В указанных условиях, ФЧ в спектральной области $h\nu > 0,8$ эВ частично обусловлена диффузией неосновных носителей (электронов) из квазинейтральной области слоя p -Ge, где они генерируются, к границе ОПЗ анизотипного ГП p -Ge/ n^+ -Si. Связь между диффузионной длиной неосновных носителей заряда (электронов) в слое p -Ge L_n и внешней квантовой эффективностью ФД η может быть установлена на основе подхода, использованном в [124]. В цитированной работе, граница квазинейтральной области слоя p -Ge с ОПЗ подконтактного слоя p^+ -Ge рассматривалась как идеальный омический контакт. Идеализированная зонная диаграмма фотодиодной ГС p -Ge/ n^+ -Si(001), рассчитанная для концентраций доноров в буферном слое n^+ -Si $N_D = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и акцепторов в слое p -Ge $N_a = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, с учётом вышеуказанного упрощения представлена на рисунке 45.

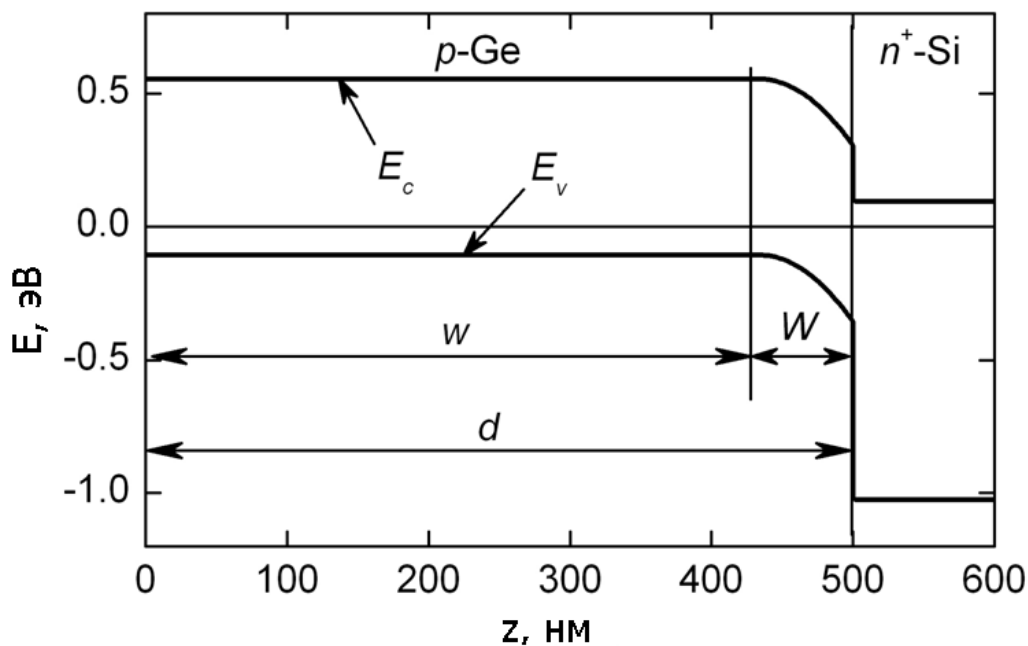


Рисунок 45 – Идеализированная равновесная зонная диаграмма (300 K) фотодиодной ГС p -Ge/ n^+ -Si(001) [124]

Очевидно, что квантовая эффективность ФД η определяется долей неосновных носителей (электронов), фотовозбужденных в квазинейтральной области слоя p -Ge и продиффундировавших до границы ОПЗ анизотипного ГП p -Ge/ n^+ -Si (при $z = w$, где w — толщина квазинейтральной области слоя p -Ge).

В свою очередь, чем больше ширина ОПЗ гетероперехода p -Ge/ n^+ -Si W (зависящая от фоновой концентрации акцепторов в слое p -Ge N_a : чем меньше N_a , тем больше W), тем меньше ширина квазинейтральной области w , поскольку $W + w = d$, где d — общая толщина слоя p -Ge (рисунок 45). Соответственно, значение η зависит от соотношения между w и L_n : когда $w \ll L_n$, η стремится к максимальному значению и практически не зависит от L_n . Однако, фактически при $U_b = 0$ диффузионная длина неосновных носителей заряда (электронов) в слое p -Ge $L_n \sim w$, и η существенно зависит от L_n , чем и объясняется уменьшение η при импульсном гамма-нейтронном облучении (рисунок 44).

Количественно, обсужденные выше явления могут быть описаны на базе решения уравнения непрерывности для электронов в квазинейтральной области слоя p -Ge ($0 < z < w$, см. рисунок 45), которое в условиях динамического равновесия может быть записано как [124]:

$$\frac{\partial n(z)}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n(z)}{\partial z^2} + G(z) - R(z) = 0, \quad (38)$$

где D_n — коэффициент диффузии электронов в p -Ge,

$R(z)$ и $G(z)$ — скорость рекомбинации и скорость фотогенерации, соответственно, для электронов.

Предполагая, что излучение проникает через верхнее окно в омическом контакте, сформированном на подконтактном слое p^+ -Ge, и его поглощение в германии подчиняется закону Ламберта, имеем следующее выражение для скорости фотогенерации электронно-дырочных пар:

$$G(z) = \alpha I_0 \exp(-\alpha z), \quad (39)$$

где I_0 — интенсивность излучения, проходящего через структуру ФД при $z = 0$.

Предполагая, что процесс рекомбинации избыточных электронов линейный, для скорости рекомбинации электронов получим

$$R(z) = \frac{n(z) - n_{p0}}{\tau_n}, \quad (40)$$

где n_{p0} — равновесная концентрация электронов в квазинейтральной области слоя p -Ge,

τ_n — рекомбинационное время жизни электронов в p -Ge.

Принимая во внимание уравнения (39) и (40) и делая замену $\Delta n(z) = n(z) - n_{p0}$ (Δn — избыточная концентрация электронов), уравнение (38) может быть переписано в виде

$$\frac{d^2 \Delta n(z)}{dz^2} - \frac{\Delta n(z)}{L_n^2} = - \frac{\alpha I_0}{D_n} \exp(-\alpha z), \quad (41)$$

где $L_n = (D_n \tau_n)^{1/2}$.

Граничные условия для (41) могут быть получены из условия квазинейтральности при $z = 0$ и $z = w$:

$$\Delta n(0) = \Delta n(w) = 0. \quad (42)$$

Граничные условия (42) могут быть обоснованы следующим образом. Как это было упомянуто выше, край поверхностного слоя p -Ge при $z = 0$ рассматривается как идеальный омический контакт с бесконечной скоростью рекомбинации. Для противоположного края квазинейтральной области, предполагается, что каждый электрон, достигающий границы ОПЗ гетероперехода p -Ge/ n^+ -Si(001), подхватывается электрическим полем ОПЗ и попадает в буферный слой n^+ -Si (т.е. предполагается, что при $z = w$ скорость поверхностной рекомбинации бесконечна).

Решение (41) с граничными условиями (42) хорошо известно (см., например, [132]). С его учётом, итоговая формула для фототока, возникающего при поглощении излучения в квазинейтральной области слоя p -Ge, j_{qn} может быть записана в виде [124]:

$$j_{qn} = e I_0 \frac{\alpha L_n}{1 + \alpha L_n} [1 - \exp(-\alpha w)]. \quad (43)$$

Предполагая, что все электронно-дырочные пары, генерируемые в ОПЗ ГП $p\text{-Ge}/n^+\text{-Si}(001)$, разделяются электрическим полем (т.е. эффективность сбора носителей в ОПЗ равна 100%), фототок, возникающий при поглощении излучения в ОПЗ, j_d , может быть выражен как

$$j_d = eI_1[1 - \exp(-\alpha W)], \quad (44)$$

где интенсивность излучения I_1 при $z = w$ может быть связана с интенсивностью излучения I_0 при $z = 0$ следующим выражением:

$$I_1 = I_0 \exp(-\alpha w). \quad (45)$$

Тогда, внешняя квантовая эффективность ФД:

$$\eta = \frac{j_{qn} + j_d}{eI_0} = \frac{\alpha L_n}{1 + \alpha L_n} [1 - \exp(-\alpha w)] + \exp(-\alpha w) [1 - \exp(-\alpha W)]. \quad (46)$$

Вышеизложенная модель является достаточно упрощённой. В частности, она не учитывает электронные процессы в подконтактном слое $p^+\text{-Ge}$. Тем не менее, она позволяет качественно объяснить механизм уменьшения квантовой эффективности фотодиода на базе ЭС $p\text{-Ge}/n^+\text{-Si}(001)$ при гамма-нейтронном облучении. Именно, при облучении τ_n и, соответственно, L_n уменьшается, что приводит к уменьшению η в соответствии с (46).

Кроме того, вышеизложенная модель позволяет объяснить насыщение уменьшения η в спектральной области прямых межзонных оптических переходов в ЭС германия $0,8 < h\nu < 1,2$ эВ с ростом дозы облучения (см. рисунок 44). Действительно, с увеличением дозы облучения соотношение $L_n \sim w$ заменяется на $L_n \ll w$, так что дальнейшее уменьшение L_n вследствие накопления радиационных дефектов уже не приводит к существенному понижению ФЧ.

Следует отметить также, что изменение спектра ФЧ фотодиода на базе ЭС $\text{Ge}/\text{Si}(001)$ было неравномерным. Так, после первого облучения (рисунок 44, кривая 2) ФЧ в спектральной области $0,8 \text{ эВ} < h\nu < 1,2 \text{ эВ}$ уменьшилась сильнее, чем при $h\nu > 1,2 \text{ эВ}$. Данный эффект может быть связан с тем, что, несмотря на значительную толщину ЭС германия в исследуемых диодах (~ 1 мкм), излучение в спектральной области $h\nu > 0,8 \text{ эВ}$ поглощается в слое Ge не полностью. Так, при $h\nu = 1,1 \text{ эВ} \approx E_{g\text{Si}} \approx 1,12 \text{ эВ}$ (300 К) $\alpha \sim 10^4 \text{ см}^{-1}$ для прямых межзонных оптических

переходов в германии [96] интенсивность излучения уменьшается в e раз при прохождении через слой германия толщиной ~ 1 мкм, так что ФЧ в спектральной области $h\nu > E_{gSi}$ частично обусловлена межзонным поглощением в буферном слое n^+ -Si с последующей диффузией неосновных носителей (дырок) к границе ОПЗ ГП p -Ge/ n^+ -Si. С увеличением дозы облучения, длина диффузии дырок в кремнии L_p также уменьшается, что приводит к уменьшению ФЧ диода в спектральной области собственного поглощения кремния.

Также на основе модели [124] могут быть предложены пути повышения радиационной стойкости фотодиодов на базе ЭС Ge/Si(001). Действительно, из (46) следует, что с увеличением W возрастает часть падающего излучения, поглощенного в ОПЗ ГП n^+ -Si/ p -Ge. Следовательно, полная квантовая эффективность увеличивается с уменьшением фоновой концентрации акцепторов в слое p -Ge N_a и, соответственно, с увеличением W . При достаточно низких значениях N_a , когда $w \rightarrow 0$ (т. е. ОПЗ ГП p -Ge/ n^+ -Si достигает омического контакта и $W \rightarrow d$) квантовая эффективность ФД η перестаёт зависеть от L_n и, следовательно, от концентрации радиационных дефектов в слое p -Ge.

4.4 Влияние импульсного гамма-нейтронного облучения на оптоэлектронные пары на кремниевых p — n структурах с самоформирующимися наноструктурами $Ge_xSi_{1-x}/Si(001)$ и ЭС Ge/Si(001)

На рисунке 46 представлены спектры ЭЛ p - i - n диодной структуры с массивом SiGe наноструктур, измеренные при 300 К до и после γ -нейтронного облучения с флюенсом нейтронов до 10^{15} н/см². Спектры даны в относительных единицах. Наблюдается широкий пик ЭЛ до и после γ -нейтронного облучения в диапазоне длин волн (1,3–1,7) мкм (энергия квантов $h\nu \sim 0,7$ – $0,95$ эВ) связанный с рекомбинацией локализованных в области наноструктур электронов и дырок. Видно незначительное смещение максимума пика ЭЛ после облучения в коротковолновую область спектра ($\Delta h\nu \sim 0,025$ эВ). Пик от кремниевой матрицы ($\lambda = 1,12$ мкм) после облучения исчезает. Интенсивность сигнала ЭЛ от Ge(Si) наноструктур после облучения снижается за счет безызлучательной рекомбинации носителей на радиационных дефектах на (30-35) %.

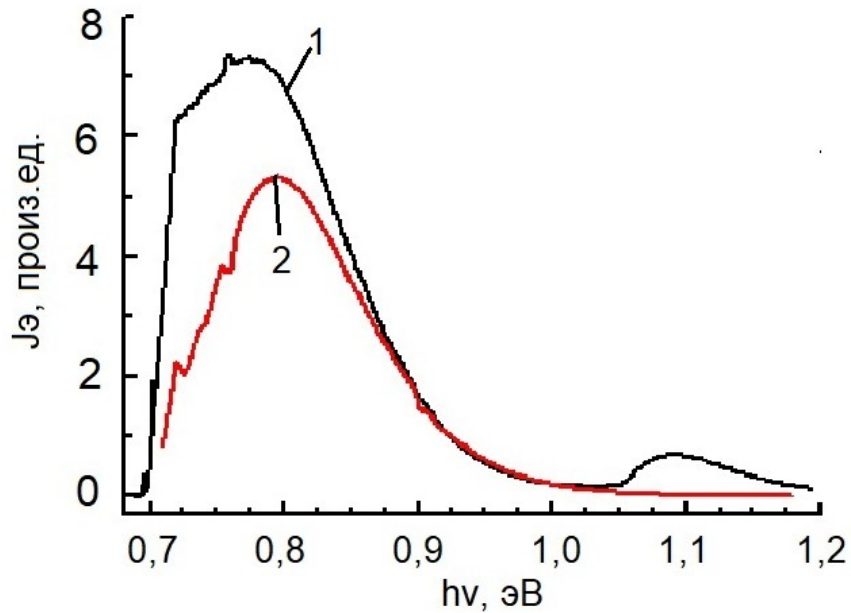


Рисунок 46 - Спектры ЭЛ светодиодной структуры с массивом Ge(Si) нанеоостровков до (1) и после γ -нейтронного облучения (2). Спектры измерены при комнатной температуре 300 К [А6]

В условиях облучения потоком быстрых нейтронов переданной первичным атомам матрицы энергии достаточно для формирования каскадов атомных смещений [133]. При больших значениях флюенса нейтронов (более $1 \cdot 10^{14}$ н/см²) со средней энергией в спектре ~ 1 МэВ образуются каскады неоднородных по плотности дефектов. Генерируемые при нейтронном облучении первичные радиационные дефекты вакансии и междоузельные атомы (пары Френкеля) обладают высокой подвижностью даже при комнатной температуре. В процессах релаксации разупорядоченных областей (РО), которые проходят в миллисекундном временном диапазоне, дефекты образуют стабильные комплексы, связываясь с атомами примесей или структурными дефектами матрицы. Радиационные дефекты выступают как центры захвата, рекомбинации и рассеяния носителей заряда. Области пространственного заряда РО служат потенциальным барьером, который снижает подвижность носителей заряда и увеличивает сопротивление полупроводниковых слоев. Именно распределение по матрице РО и их размеры определяют транспортные характеристики электронов и дырок в полупроводниках. Теоретическая оценка влияния РО на свойства светоизлучающих структур с SiGe нанеоостровками при γ -нейтронном облучении проводилась на основе модели Госсика [134]. Концентрация радиационных

дефектов в ядре РО (ди- и тетравакансий, комплексов дефект-примесь и других) по оценкам может достигать $10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ [135]. На уровне энергии дефектов в запрещенной зоне захватываются носители заряда, создавая вокруг них электрическое поле. За счет изгиба дна зоны проводимости и потолка валентной зоны формируется потенциальный барьер для носителей заряда. Следуя модели Госсика [134] можно оценить границу области пространственного заряда, окружающей РО (R_2). При величине потенциального барьера ϕ_c равного 0,17 эВ на границе разупорядоченной области $R_1 = 10 \text{ нм}$ R_2 будет составлять величину $\sim 150 \text{ нм}$. Размеры массивов nanoостровков и разделяющих их спейсерных слоев для светоизлучающих структур составляют единицы и десятки нанометров. Следовательно, электрическое поле одной РО может влиять на свойства нескольких островков в пределах сферической области с радиусом R_2 . При флюенсе нейтронов 10^{15} н/см^2 рассчитанная доля nanoостровков, попавших в зону влияния электрического поля разупорядоченных областей, составляет $\sim 40\%$ от их общего количества. Электрическое поле в совокупности с процессами рекомбинации носителей заряда на радиационных дефектах РО обуславливают перераспределение носителей заряда в области ОПЗ РО, что приводит к уменьшению концентрации электронов и дырок вблизи nanoостровков. Изменение концентрации носителей заряда влияет на интенсивность оптических переходов в nanoостровках, обуславливая ее снижение. Рассчитанная доля nanoостровков в зоне влияния электрического поля РО (40%) соответствует величине спада интенсивности спектра ЭЛ (30-35%) структур с массивом SiGe nanoостровков (Рисунок 46).

На рисунке 47 приведены спектры ФЧ фотодиодов, сформированных на основе эпитаксиальных слоев Ge на Si, до и после γ -нейтронного облучения с флюенсом нейтронов до 10^{14} н/см^2 . Спектры даны в относительных единицах. Пик фоточувствительности наблюдается на длине волны $\lambda = 1,55 \text{ мкм}$ (энергия квантов фотовозбуждения $h\nu \sim 0,8 \text{ эВ}$), что соответствует длине волны ЭЛ светодиодных структур с SiGe nanoостровками. Как видно из рисунка облучение при данном уровне флюенса нейтронов не приводит к заметной деградации ФЧ структур фотодиодов.

Выполнение условия совместимости параметров светоизлучающих и фотоприемных структур при γ -нейтронном облучении позволяет обеспечить работоспособность оптоэлектронных пар при высоких уровнях воздействий. Оптоэлектронные пары формировались на основе меза структур светодиодов с

массивом SiGe наноструктур и фотодиодов с эпитаксиальными слоями Ge на Si. При измерениях параметров оптопар использовался импульсный режим работы.

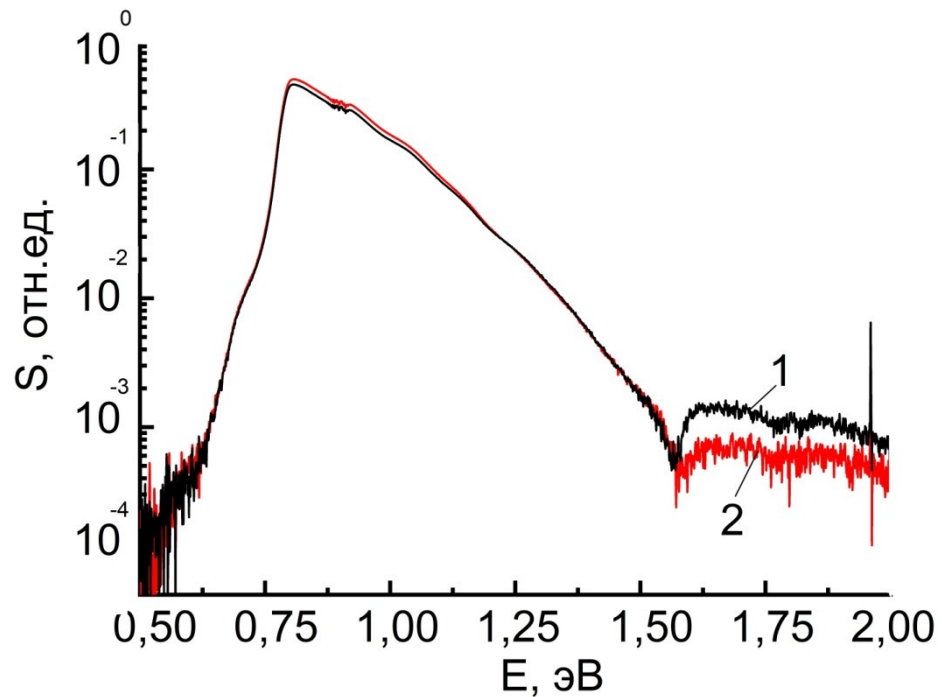


Рисунок 47 - Спектры ФЧ фотодиодов, сформированных на основе эпитаксиальных слоев Ge на Si, при воздействии γ -нейтронного облучения с флюенсом нейтронов 10^{14} н/см² [А6]

На светодиод подавались прямоугольные импульсы напряжения (меандр) с амплитудой 5 В с генератора сигналов с частотой повторения импульсов 80 Гц. Уровень тока накачки составлял ~ 300 мА. Для регистрации фототока с фотоприемного устройства использовался малошумящий усилитель тока Stanford Research Systems SR570 и цифровой осциллограф LeCroy 7100. При уровне воздействия γ -нейтронного облучения с флюенсом нейтронов до 10^{15} н/см² даже незначительное смещение спектра ЭЛ в более коротковолновую область позволяет регистрировать оптопарный эффект несмотря на 30% падение интенсивности данного сигнала ЭЛ светоизлучающих структур на базе кремниевых $p-n$ структур с самоформирующимися наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$. Полученный результат показывает перспективность использования в радиационно-стойких оптоэлектронных парах кремниевых $p-n$ структур с самоформирующимися наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ и ЭС Ge/Si(001).

Выводы к главе 4

1. Установлено, что фоточувствительность кремниевых $p-n$ фотодиодов с наноструктурами GeSi в ОПЗ $p-n$ перехода в спектральной области межзонного оптического поглощения в наноструктурах изменяется слабее при и после гамма-нейтронного облучения, чем собственная фоточувствительность кремния. Эффект объясняется пространственной локализацией области фотогенерации электронно-дырочных пар в островках GeSi.

2. Установлено, что фоточувствительность фотодиодов на базе эпитаксиальных слоёв Ge/Si(001) в спектральной области собственной фоточувствительности германия ($1,7 \text{ мкм} < \lambda < 1 \text{ мкм}$) при облучении изменяется сильнее, чем в области собственной фоточувствительности кремния ($\lambda > 1 \text{ мкм}$), что связано с генерацией радиационных дефектов в эпитаксиальных слоях германия.

3. Выполнение условия совместимости параметров светоизлучающих и фотоприемных структур позволяет обеспечить работоспособность оптоэлектронных пар при высоких уровнях воздействий гамма-нейтронного облучения. Показана перспективность использования в радиационно-стойких оптоэлектронных парах кремниевых $p-n$ структур с самоформирующимися наноструктурами $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}(001)$ и ЭС Ge/Si(001).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе проведено комплексное исследование фотоэлектрических свойств и радиационной стойкости фотодиодов на основе гетеро(нано)структур Ge(Si)/Si(001), выращенных низкотемпературными эпитаксиальными методами.

Сочетание развития низкотемпературных методов роста структур и установленная повышенная радиационная стойкость кремниевых р—п фотодиодов с наноструктурами GeSi к импульсному гамма-нейтронному облучению по сравнению с объемными материалами представляет практический интерес для разработки технологии изготовления радиационно-стойких фотодиодов на основе кремния с рабочим спектральным диапазоном, расширенным в ИК-область, применимых в интегральной кремниевой оптоэлектронике специального назначения.

Полученные результаты позволяют сформулировать следующие основные выводы:

1. Комбинированным низкотемпературным методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии кремния и газофазной эпитаксии германия при низком давлении выращены кремниевые р—п структуры с наноструктурами GeSi и получены лабораторные образцы фотодиодов на базе таких структур со значением внешнего квантового выхода, сопоставимого с лучшими аналогами, полученными широко распространенными методами молекулярно-лучевой и газофазной эпитаксии. Это подтверждает технологическую конкурентоспособность предложенного подхода и его совместимость с постпроцессной интеграцией в кремниевые интегральные схемы.

2. Установлено, что зависимости спектров фоточувствительности фотодиодов на базе структур с наноструктурами GeSi от их параметров (включая морфологию и состав материала островков GeSi) и условий измерения спектров (температура, напряжение смещения на диоде) определяются соотношением скорости эмиссии фотовозбуждённых дырок из островков и скорости рекомбинации избыточных носителей заряда в островках. Показана необходимость эксплуатации кремниевых р—п фотодиодов с самоформирующимися наноструктурами GeSi в условиях достаточно больших напряжений смещения для реализации 100 % эмиссии дырок из островков.

3. Методом газофазного осаждения с разложением моногермана на горячей нити (HWCVD) при низкой температуре подложки (350 °C) выращены толстые (толщиной ~ 1 мкм и более) монокристаллические эпитаксиальные слои Ge/Si(001) с низкой плотностью прорастающих дислокаций (плотность ямок травления $\sim 10^5$ см⁻²) и гладкой поверхностью ($\sim 0,4$ нм). Установлены режимы роста, обеспечивающие получение структур на базе таких слоев с параметрами, сопоставимыми с лучшими аналогами, выращенными высокотемпературными методами и дополнительным отжигом.

4. Получены лабораторные образцы фотодиодов на базе толстых эпитаксиальных слоёв Ge/Si(001), предназначенные для использования в инфракрасном диапазоне длин волн. Электрические и фотоэлектрические параметры полученных образцов сопоставимы с параметрами фотодиодов, опубликованными в литературе.

5. Установлено, что фоточувствительность кремниевых р—п фотодиодов с наноструктурами GeSi в ОПЗ р—п перехода в спектральной области межзонного оптического поглощения в наноструктурах изменяется слабее после гамма-нейтронного облучения, чем собственная фоточувствительность кремния, а также фоточувствительность фотодиодов на базе эпитаксиальных слоёв Ge/Si(001) в области собственной фоточувствительности германия (в диапазон длин волн излучения от 1,7 до 1 мкм). Эффект объясняется пространственной локализацией области фотогенерации электронно-дырочных пар в островках GeSi. Полученные данные подтверждены морфологическими исследованиями (АСМ), показавшими высокую структурную устойчивость самоформирующихся островков при облучении.

6. Показана принципиальная возможность использования в радиационно-стойких оптоэлектронных парах в качестве приемников оптического излучения фотодиодов на базе кремниевых р—п структур с островками GeSi и эпитаксиальными слоями Ge/Si(001).

Таким образом, поставленная цель достигнута, а все сформулированные задачи решены в полном объёме. Полученные результаты вносят существенный вклад в развитие кремниевой оптоэлектроники и создают научно-техническую основу для разработки нового поколения Si-совместимых ИК-фотоприёмников с повышенной радиационной стойкостью.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

A_R — аспектное отношение

a — параметр кристаллической решётки эпитаксиального слоя

a_s — параметр кристаллической решётки подложки

B_r — степень покрытия поверхности подложки наноструктурами

c — скорость света

D — средний размер самоформирующихся наноструктур GeSi/Si(001) (по основанию)

$D_{n(p)}$ — коэффициент диффузии электронов (дырок)

D_s — коэффициент поверхностной диффузии адатома

d_b — толщина буферного слоя

d_c — толщина покровного слоя

d_{Ge} — номинальная толщина слоя Ge

d_r — критическая толщина образования дислокаций несоответствия в эпитаксиальном слое

d_s — толщина спейсерного слоя (между массивами наноструктур GeSi)

d_{WL} — толщина смачивающего слоя

E — энергия

E_0 — энергия межзонного оптического перехода между основными состояниями электронов и дырок в наноструктурах GeSi/Si(001)

E_g — ширина запрещённой зоны

e — элементарный заряд

F — напряжённость электрического поля

H — высота самоформирующихся наноструктур GeSi/Si(001)

$h\nu$ — энергия фотона

I_{ph} — фототок

I_s — ток насыщения диода

j_s — плотность обратного темнового тока диода

k_B — постоянная Больцмана

$L_{n(p)}$ — диффузионная длина электронов (дырок)

L_{ph} — интенсивность фотовозбуждения

$N_D (N_A)$ — концентрация донорной (акцепторной) легирующей примеси

N_a — фоновая концентрация акцепторов в p -Ge

N_s — поверхностная плотность наноструктур GeSi/Si(001)

$n (p)$ — концентрация электронов (дырок)

p_g — давление GeH₄ в ростовой камере

q — коэффициент качества диода

R_c — коэффициент оптического отражения на границе входного окна фотодиода с окружающей средой

R — скорость рекомбинации

r — среднее расстояние между радиационными дефектами в полупроводнике

S_{ph} — фоточувствительность

T — коэффициент туннельной прозрачности

T — температура

T_g — температура роста

T_s — температура источника

T_A — температура отжига

t_g — время напуска GeH_4 в ростовую камеру

U — напряжение (разность электрических потенциалов)

U_b — напряжение обратного смещения на диоде

V_{ph} — фотоЭДС

x — атомная доля Ge в твёрдом растворе $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$

W — толщина области пространственного заряда p — n перехода

w — толщина квазинейтральной области эпитаксиальных слоёв Ge/Si(001)

α — показатель оптического поглощения

β — коэффициент оптического поглощения слоя наноструктур

ΔE_c (ΔE_v) — разрыв зоны проводимости (валентной зоны)

ΔL_{ph} — амплитуда интенсивности модулированного фотовозбуждения

ε — относительная упругая деформация

ε_{rel} — степень упругой релаксации

λ — длина волны электромагнитного излучения

λ_0 — красная граница полосы фоточувствительности

$\mu_{n(p)}$ — подвижность электронов (дырок)

$\tau_{n(p)}$ — рекомбинационное время жизни электронов (дырок)

η — внешняя квантовая эффективность фотодетектора

η_i — внутренняя квантовая эффективность p — n перехода

η_Q — внутренняя квантовая эффективность излучения, поглощенного в наноструктурах GeSi/Si(001)

\hbar — постоянная Планка

$\hbar\Omega$ — энергия фонона

σ_D — стандартное отклонение латеральных размеров наноструктур GeSi/Si(001)

σ_H — стандартное отклонение высоты наноструктур GeSi/Si(001)

σ_s — сечение захвата фотона наноструктурой GeSi/Si(001) при межзонном оптическом поглощении

ν — частота падающего света

Ω — угловая частота

АСМ — атомно-силовая микроскопия

ГП — гетеропереход

ГС — гетероструктура

ГФЭ — газофазная эпитаксия

ИК — инфракрасный

ИС — интегральная схема

КМОП — комплементарные МОП (электронные схемы)

КНИ — кремний на изоляторе

КРМ — конфокальная рамановская микроскопия

КРС — комбинационное рассеяние света

КТ — квантовая точка

ЛД — лазерный диод

МЛЭ — молекулярно-лучевая эпитаксия

МС — монослой

МОП — металл-оксид-полупроводник

ОПЗ — область пространственного заряда

ОРР — обратное резерфордское рассеяние

РО — разупорядоченная область

СВВ — сверхвысокий вакуум

СИД — светоизлучающий диод

СМЛЭ — сублимационная молекулярно-лучевая эпитаксия

СТМ — сканирующая туннельная микроскопия

ФД — фотодетектор

ФЛ — фотолюминесценция

ФП — фотопроводимость

ЭКБ — электронная компонентная база

ЭЛ — электролюминесценция

ЭС — эпитаксиальный слой

БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаю искреннюю благодарность своему научному руководителю Владимиру Геннадьевичу Шенгурову за выбор направлений исследований, помощь в решении возникающих вопросов и постоянный интерес к работе.

Также хочу поблагодарить Станислава Владимировича Катина и Константина Владимировича Киселева за интерес к моим исследованиям и неоценимые рекомендации, которые они смогли дать, опираясь на свой колоссальный опыт, мне в начале диссертационного пути.

Отдельно хочу выразить благодарность профессору Давиду Исааковичу Тетельбауму за выявление в моей работе «узких» мест и рекомендаций по их исправлению.

Также благодарю Дмитрия Олеговича Филатова за постоянную поддержку, интерес к результатам исследований и помощь в интерпретации полученных результатов, за ценные обсуждения и дискуссии.

Выражаю благодарность моим руководителям и коллегам: Александру Николаевичу Качемцеву, Алексею Николаевичу Труфанову, Дмитрию Александровичу Смирнову, Антону Владимировичу Скупову, Юрию Аркадьевичу Кабальнову за интерес к моей работе, ценные рекомендации и научно-техническую поддержку.

Безусловно, выражаю огромную благодарность своей семье - мужу Роману и сыну Георгию - за неоценимую моральную поддержку меня на этом длинном и долгом пути.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ:**- в журналах, рекомендованных ВАК РФ:**

- A1. Фотодиоды на базе массивов самоформирующихся наноструктур GeSi/Si(001), выращенных методом комбинированной сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии Si и газовой эпитаксии Ge / М.М. Иванова, А. П. Горшков, Н. С. Волкова [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2015. – Т. 49, № 3. – С. 399-405. – EDN UJMABR.
- A2. Фотодетекторы на базе гетероструктур Ge/Si(001), выращенных методом горячей проволоки / М.М. Иванова, В. Ю. Чалков, С. А. Денисов [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2015. – Т. 49, № 10. – С. 1411-1414. – EDN UJMCUV.
- A3. Иванова, М. М. Светоизлучающие и фотоприемные структуры на основе Ge/Si для оптоэлектронных пар / М. М. Иванова, Ю. А. Кабальнов // Успехи прикладной физики. – 2025. – Т. 13, № 2. – С. 124-131. – DOI 10.51368/2307-4469-2025-13-2-124-131. – EDN FRJJJU.
- A4. Влияние импульсного гамма-нейтронного облучения на морфологию самоформирующихся наноструктур GeSi/Si(001) / М. М. Иванова, Д. О. Филатов, А. В. Нежданов [и др.] // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2020. – № 2. – С. 55-62. – DOI 10.31857/S1028096020020090. – EDN SMNCNG.
- A5. Влияние импульсного гамма-нейтронного облучения на фоточувствительность фотодиодов на базе Si с наноструктурами GeSi и эпитаксиальными слоями Ge / М. М. Иванова, А. Н. Качемцев, А. Н. Михайлов [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2018. – Т. 52, № 6. – С. 651-655. – DOI 10.21883/FTP.2018.06.45931.8670. – EDN YYQRMD.
- A6. Иванова, М. М. Радиационная стойкость светоизлучающих и фотоприемных структур для оптоэлектронных пар на базе гетероэпитаксиальных слоев Ge/Si / М.М. Иванова, Ю.А. Кабальнов, А.Н. Качемцев, А.В. Скупов // Успехи прикладной физики. – 2025. – Т. 13, № 3. – С. 201-208. – DOI 10.51368/2307-4469-2025-13-3-201-208. – EDN UMSQLS.

- в материалах Российских и международных научных конференций

A7. Иванова, М. М. Влияние импульсного гамма-нейтронного облучения на фотоэлектрические свойства фотодиодов на базе гетеро (нано) структур Ge(Si)/Si(001) / М. М. Иванова // Труды XIII Межотраслевой конференции по радиационной стойкости ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ": В 4-х т., Саров, 13–17 сентября 2021 года. – Саров: ФГУП «Российский Федеральный Ядерный Центр - Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики», 2024. – С. 148-154. – EDN ABEBDI.

A8. Влияние импульсного гамма-нейтронного облучения на морфологию самоформирующихся наноостровков GeSi/Si(001) / М. М. Иванова, Д. О. Филатов, А. В. Нежданов [и др.] // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. – 2022. – № 27-2. – С. 254-265. – DOI 10.53403/9785951505316_2022_27_2_254. – EDN NLIUBP.

A9. Фотодиоды с Ge гетеропереходом на Si подложке, выращенном методом "горячей проволоки" / М. М. Иванова, В. Г. Шенгуров, Д. О. Филатов [и др.] // Лазерные, плазменные исследования и технологии - ЛаПлаз-2018: Сборник научных трудов IV Международной конференции, Москва, 30 января – 01 февраля 2018 года. – Москва: Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 2018. – С. 163-164. – EDN YUMEKL.

A10. Эпитаксиальный рост слоев Ge методом "горячей проволоки" NW CVD / М.М. Иванова, А. В. Зайцев, С. А. Денисов [и др.] // Высокочистые вещества и материалы получение, анализ, применение: сборник тезисов XVI Всероссийской конференции и IX Школы молодых ученых, посвященные 100-летию академика Г.Г. Девярых, Нижний Новгород, 28–31 мая 2018 года. – Нижний Новгород: Б. и., 2018. – С. 177. – EDN XZVOYX.

A11. In-situ легирование фосфором слоев Ge при выращивании их методом Hot Wire CVD / М.М. Иванова, Д. С. Прохоров, С. А. Денисов [и др.] // Нанозлектроника: Труды XXII Международного симпозиума, Нижний Новгород, 12–15 марта 2018 года. Том 22-2. – Нижний Новгород: Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 2018. – С. 741-742. – EDN URENXA.

A12. Влияние морфологии и состава самоформирующихся наноостровков германия в матрице кремния на радиационную стойкость оптоэлектронных приборов / Л.Е. Довбыш, И.Ю. Дроздов, М.М. Иванова [и др.] // Сб. тезисов докладов IX Международной конференции и VIII Школа молодых ученых и специалистов по актуальным проблемам физики, материаловедения, технологии и

диагностики кремния, наноразмерных структур и приборов на его основе «Кремний -2012», Санкт-Петербург, 9 – 13 июля 2012. – СПб: ФТИ им. Иоффе, 2012. – С. 374.

A13. Деградация полупроводниковых изделий на основе сложных гетероструктур с самоформирующимися nanoостровками германия в матрице кремния при радиационном воздействии / А.Н. Качемцев, М.М. Иванова, О.В. Ткачев [и др.] // Сборник докладов X Межотраслевой конференции по радиационной стойкости «Стойкость-2012», Саров, 2012. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2012. – С.227-235.

A14. Влияние облучения на фоточувствительность кремниевых фотодетекторов с nanoостровками SiGe в активной области / М.М. Иванова, А.Н. Качемцев, А.Н. Михайлов [и др.] // Тезисы докладов XI Российской конференции по физике полупроводников, 16 - 20 сентября 2013. СПб: ФТИ им. Иоффе, 2013. – С. 437.

A15. Исследование влияния облучения на изменение концентрации неравновесных носителей заряда в базе кремниевого p-i-n-диода с кванторазмерными включениями германия / М.М. Иванова, А.Н. Качемцев, О.В. Ткачев [и др.] // Тезисы докладов XI Российской конференции по физике полупроводников, 16 - 20 сентября 2013. СПб: ФТИ им. Иоффе, 2013. – С. 457.

A16. Влияние технологических факторов на электрические характеристики p-i-n-диодов с кванторазмерными включениями германия в активной области / М.М. Иванова, Ю. С. Лебедева, А.Н. Михайлов [и др.] // Материалы XII научно-технической конференции «Молодежь в науке», Саров, 29 - 31 октября 2013. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2013. С. 292-297.

A17. Иванова, М. М. Перспективные радиационно-стойкие Si-SiGe изделия оптоэлектроники для «систем на кристалле» с оптическими интерфейсами сопряжения / М.М. Иванова, Ю. С. Лебедева // Материалы IX научно-технической конференции молодых специалистов Росатома "Высокие технологии атомной отрасли. Молодежь в инновационном процессе", Нижний Новгород, 11-13 сентября 2014. – С. 27-31.

A18. Иванова, М. М. Фотодетекторы на базе гетероэпитаксиальных слоев Ge/Si(001) для кремниевой оптоэлектроники / М.М. Иванова, Ю. С. Лебедева // Материалы IX научно-технической конференции молодых специалистов Росатома "Высокие технологии атомной отрасли. Молодежь в инновационном процессе", Нижний Новгород, 11-13 сентября 2014. – С. 52-56

A19. Иванова, М. М. Проблемы обеспечения радиационной стойкости оптопар на кремнии / М.М. Иванова, Ю. С. Лебедева // Тезисы докладов XIII научно-

техническая конференция «Молодежь в науке», Саров, 28 - 30 октября 2014. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2014. С. 88.

A20. Иванова, М. М. Исследование радиационной стойкости p-i-n-фотодетекторов на базе соединений SiGe / М.М. Иванова, Ю. С. Лебедева. // Тезисы докладов XIII научно-техническая конференция «Молодежь в науке», Саров, 28 - 30 октября 2014. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2014. С. 102.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Kasap, S. O. Optoelectronics and photonics: principles and practices / Safa. O. Kasap. - 2nd ed. – Pearson, 2012. – 544 p.
2. Белкин Е. М., Новые принципы построения радиоэлектронной аппаратуры СВЧ-диапазона с использованием радиофотонной технологии / Е. М. Белкин, С. А. Кудж, А. С. Сигов // Российский технологический журнал. – 2016. – № 1 (10). – С. 4–20.
3. Ананьев, Р. О. Планирование следующего поколения кремниевой фотоники / Р. О. Ананьев // Научное обозрение. Технические науки. – 2024. – № 6. – С. 10-13.
4. Ionizing Radiation Effects in Electronics: From Memories to Imagers (Devices, Circuits, and Systems) / Eds. M. Bagatin, S. Gerardin. – CRC Press, 2015. – 412 p.
5. Кравчук, С. Ионизирующие излучения и их воздействие на полупроводниковые материалы (по данным литературных источников). Часть 2 / С. Кравчук, В. Соколов, М. Марченко, О. Вовк // Современная электроника. – 2022. – № 6. – С. 54-61.
6. Radiation-induced degradation in optoelectronic devices for satellite applications: a review/ N.N. Sulaiman, N. F. Hasbullah, N. Saidin [et al.] //Discover Materials. – 2025. – P. 1-22.
7. Changes in luminescence emission induced by proton irradiation: InGaAs/GaAs quantum wells and quantum dots / R. Leon, G. M. Swift, B. Magness [et al.] // Applied Physics Letters. – 2000. – Vol. 76, No. 15. – P. 2074-2076.
8. Особенности излучательных характеристик гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовыми ямами и точками, облученных нейтронами/ Н. В. Байдусь, О. В. Вихрова, Б. Н. Звонков [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2015. – Т. 49, № 3. – С. 370-375.
9. Huang, M. B. Enhanced radiation hardness of photoluminescence from InAs quantum dots embedded in an AlAs/GaAs superlattice structure / M. B. Huang, J. Zhu, S. Oktyabrsky // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2003. – Vol. 211, No. 4. – P. 505-511.

10. Influence of defects on the optical and structural properties of Ge dots embedded in an Si/Ge superlattice / A. Fonseca, N.A. Sobolev, J.P. Leitão [et al.] // *Journal of Luminescence*. – 2006. – Vol. 121, No. 2. – P. 417-420.
11. Radiation hardness of GeSi heterostructures with thin Ge layers / J. P. Leitão, N. M. Santos, N. A. Sobolev [et al.] // *Materials Science and Engineering: B*. – 2008. – Vol. 147, No. 2-3. – P. 191-194.
12. Влияние радиационного воздействия на люминесцентные свойства низкоразмерных гетероструктур SiGe/Si(001) / А. В. Новиков, А. Н. Яблонский, В. В. Платонов [и др.] // *Физика и техника полупроводников*. – 2010. – Т. 44, № 3. – С. 346-351.
13. Сравнительный анализ радиационного воздействия на электролюминесценцию кремния и SiGe/Si(001)-гетероструктур с самоформирующимися наноструктурами / З. Ф. Красильник, К. Е. Кудрявцев, А. Н. Качемцев [и др.] // *Физика и техника полупроводников*. – 2011. – Т. 45, № 2. – С. 230-234.
14. Кремний-германиевые наноструктуры с квантовыми точками: механизмы образования и электрические свойства О б з о р / О. П. Пчеляков, Ю. Б. Болховитянов, А. В. Двуреченский [и др.] // *Физика и техника полупроводников*. – 2000. – Т. 34, № 11. – С. 1281-1299.
15. Pavesi, L. Will silicon be the photonic material of the third millenium? * / L. Pavesi // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2003. – Vol. 15, No. 26. – P. R1169-R1196.
16. Photoluminescence of the self assembled GeSi/Si(001) nanoislands grown by sublimation molecular beam epitaxy in GeH₄ ambient / D. O. Filatov, M. A. Isakov, V. G. Shengurov [et al.] // *Photoluminescence: Applications, Types and Efficacy*. – 2012. – P. 1-53.
17. Морфология и фотолюминесценция самоформирующихся нанокластеров GeSi/Si, выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии в среде германа / Д. О. Филатов, М. В. Круглова, М. А. Исаков [и др.] // *Известия Российской академии наук. Серия физическая*. – 2008. – Т. 72, № 2. – С. 268-271.
18. Фотолюминесценция нанокластеров GeSi/Si, формирующихся в процессе сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии в среде германа /

Д. О. Филатов, М. В. Круглова, М. А. Исаков [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2008. – Т. 42, № 9. – С. 1116-1121.

19. Конфокальная рамановская микроскопия самоформирующихся островков GeSi/Si(001) / А. И. Машин, А. В. Нежданов, Д. О. Филатов [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2010. – Т. 44, № 11. – С. 1552-1558

20. Wang, J.; Ge-Photodetectors for Si-Based Optoelectronic Integration / J. Wang, S. Lee // Sensors. – 2011, Vol. 11. – P. 696-718.

21. High performance germanium-on-silicon detectors for optical communications / S. Fama, L. Colace, G. Masini [et al.] // Applied Physics Letters. – 2002. – Vol. 81, No.4. – P. 586-588.

22. Low temperature growth of the epitaxial Ge layers on Si(100) by Hot Wire Chemical Vapor Deposition / S. A. Matveev, S. A. Denisov, D. V. Guseinov [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. – 2014. – Vol. 541, No. 1. – P. 012026.

23. Ю, П. Основы физики полупроводников / П. Ю, М. Кардона. Пер. с англ. И. И. Решиной. Под ред. Б. П. Захарчени. – 3-е изд. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. – 560 с.

24. Шалимова, К. В. Физика полупроводников: учебник / К. В. Шалимова. – Изд. 4-е, стер. – Санкт-Петербург: Лань, 2010. – 400 с.

25. Herman, M.A. Molecular Beam Epitaxy: Fundamentals and Current Status / M. A. Herman, H. Sitter. – Berlin-Heidelberg: Springer, 2012. – 382 p.

26. Chang, L. L. Molecular Beam Epitaxy and Heterostructures / L. L. Chang, K. Ploog. – Stuttgart: Springer, 1985. – 453 p.

27. Kasper, E. Silicon Molecular Beam Epitaxy / E. Kasper, J. C. Bean. – CRC Press, 1988. – 256 p.

28. Малышева, И. А. Технология производства интегральных микросхем / И. А. Малышева. – М.: Радио и связь, 1991. – 344 с.

29. Tsukidate, Y. Infrared study of SiH₄-adsorbed Si(100) surfaces: observation and mode assignment of new peaks / Y. Tsukidate, M. Suemitsu // Japanese Journal of Applied Physics. - 2001. - Vol. 40, No.11. – P. 5206 - 5210.

-
30. Hirayama, H. Gas source silicon molecular beam epitaxy using disilane / H. Hirayama, T. Tatsumi, N. Aizaki // *Applied Physics Letters*. – 1988. – Vol. 52, No.18. – P. 1484-1486.
31. Observation of hydrogen coverage and temperature dependent adsorption kinetics of disilane on Si(100) during Si gas-source molecular beam epitaxy/ M. Suemitsu, H. Nakazawa, T. Morita [et al.] // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 1997, Vol. 36, –P. L625-L628.
32. Gas-source molecular-beam epitaxy using Si_2H_6 and GeH_4 and X-ray characterization of $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($0 \leq x \leq 0.33$) alloys / S. H. Li, S. W. Chung, J. K. Rhee [et al.] // *Journal of Applied Physics*. – 1992. – Vol. 71, No.10. – P. 4916-4919.
33. Senthil, K. Adsorption and desorption kinetics of organosilanes at Si(001) surfaces / K. Senthil, H. Nakazawa, M. Suemitsu // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 2003. – Vol. 42, No.11. – P. 6804 6808.
34. Panish, M. B. Gas Source Molecular Beam Epitaxy / M. B. Panish, H. Temkin. – Berlin-Heidelberg: Springer, 2011. – 428 p.
35. Гетероэпитаксиальные структуры $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$, полученные сублимационной молекулярно–лучевой эпитаксией кремния в среде GeH_4 / С. П. Светлов, В. Г. Шенгуров, В. Ю. Чалков [и др.] // *Известия РАН: Серия Физическая*. – 2001. – Т. 65, № 2. – С. 203-207.
36. Фотоэлектрические свойства и электролюминесценция p-i-n-диодов на основе гетероструктур с самоорганизованными нанокластерами GeSi/Si / Г. А. Максимов, З. Ф. Красильник, Д. О. Филатов [и др.] // *Физика твердого тела*. – 2005. – Т. 47, № 1. – С. 26-28.
37. Mukherjee, C. Growth of epitaxial germanium films on silicon using hot-wire chemical vapor deposition / C. Mukherjee, H. Seitz, B. Schroder // *Applied Physics Letters*. – 2001. – Vol. 78, No. 22. – P. 3457-3459.
38. Орлов, Л. К. Особенности кинетики роста слоёв твёрдого раствора кремний-германий из силана и германа при наличии в вакуумной камере дополнительного нагретого элемента / Л. К. Орлов, А. В. Потапов, С. В. Ивин // *Журнал технической физики*. – 2000. – Т.70, № 6. – С. 102-107.

-
39. LeGoues, F. K. Measurement of the activation barrier to nucleation of dislocation in thin films / F. K. LeGoues, P. M. Mooney, J. Tersoff // *Physical Review Letters*. – 1993. – Vol. 71, No.3. – P. 396-399.
40. Paul, D. J. Si/SiGe heterostructures: from material and physics to devices and circuits / D. J. Paul // *Semiconductor Science and Technology*. – 2004. – Vol. 19. – P. R75-R108.
41. Teichert, C. Self-organization of nanostructures in semiconductor heteroepitaxy / C. Teichert // *Physics Reports*. – 2002. – Vol. 365, – P. 335-432.
42. STM study of the Ge growth mode on Si(001) substrates / M. Tomitori, K. Watanabe, M. Kobayashi [et al.] // *Applied Surface Science*. – 1994. – Vol. 76–77. – P. 322-328.
43. Stranski, I. N. Zur Theorie der orientierten Ausscheidung von Ionenkristallen aufeinander / I. N. Stranski, L.von Krastanov // *Monatshefte für Chemie und verwandte Teile anderer Wissenschaften*. – 1938. – Vol. 7. – P. 351-364.
44. Tersoff, J. Competing relaxation mechanisms in strained layers / J. Tersoff, F. K. LeGoues // *Physical Review Letters*. – 1994. – Vol. 72, No. 22. – P. 3570-3573.
45. Исследование зависимости морфологии самоформирующихся нанокластеров GeSi/Si, полученных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии в среде GeH₄, от условий роста / Д. О. Филатов, М. В. Круглова, М. А. Исаков [и др.] // *Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки*. – 2007. – № 1. – С. 71-79.
46. Voigtländer, B. Fundamental processes in Si/Si and Ge/Si epitaxy studied by scanning tunneling microscopy during growth / B. Voigtländer // *Surface Science Reports*. – 2001. – Vol. 43, No. 5-8. – P. 127-254.
47. Shape transition of germanium nanocrystals on a silicon (001) surface from pyramids to domes / G. Medeiros-Ribeiro, A. M. Bratkovski, T. I. Kamins [et al.] // *Science*. – 1998. – Vol. 279, No. 5349. – P. 353-355.
48. Однородные nanoостровки Ge на Si(001) / Н. В. Востоков, И. В. Долгов, Ю. Н. Дроздов [и др.] // *Известия РАН: Серия физическая*. – 2000. – Т. 63, № 2 – С. 302-305.

-
49. Ross, F. M. Transition states between pyramids and domes during Ge/Si island growth / F. M. Ross, R. M. Tromp, M. C. Reuter // *Science*. – 1999. – Vol. 286. – P. 1931-1934.
50. Упругие напряжения и состав самоорганизующихся наноостровков GeSi на Si (001) / Н. В. Востоков, С. А. Гусев, И. В. Долгов [и др.] // *Физика и техника полупроводников*. – 2000. – Т. 34, № 1. – С. 8-12.
51. Ostwald, W. Z. Über die vermeintliche Isomerie des rotten und gelben Quecksilberoxyds und die Oberflächenspannung fester Körper / W. Z. Ostwald // *Zeitschrift für Physikalische Chemie*. – 1900. – Vol. 34. – P. – 495-503.
52. Wagner, C. Z. Theorie der Alterung Von Niederschlagen durch Umlösen (Ostwald-Reifung) / C. Z. Wagner // *Zeitschrift für Elektrochemie*. – 1961. – Vol. 65. – P. 581–591.
53. Thomson William LX. On the equilibrium of vapour at a curved surface of liquid // *The London Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. – 1871. – Vol. 42. No. 282. – P. 448-452.
54. Gibbs, J. W. On the equilibrium of heterogeneous substances / J. W. Gibbs // *Transactions of the Connecticut Academy*. – 1876. – Vol. 3, P. 108-248.
55. Evolution of Ge islands on Si(001) during annealing / T. I. Kamins, G. Medeiros-Ribeiro, D. A. A. Ohlberg [et al.] // *Journal of Applied Physics*. – 1999. – Vol. 85, No. 2. – P. 1159-1171.
56. Особенности процесса роста и фотолюминесценции самоформирующихся островков GeSi/Si(001), выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии в среде GeH₄ / М. А. Исаков, Д. О. Филатов, М. О. Марычев [и др.] // *Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского*. – 2010. – № 5 (1). – С. 36-45.
57. Spontaneous ordering of arrays of coherent strained islands / V. A. Shchukin, N. N. Ledentsov, P. S. Kop'ev [et al.] // *Physical Review Letters*. – 1995. – Vol. 75, No. 16. – P. 2968-2971.
58. Bimodal distribution of Ge islands on Si (001) grown by LPCVD / M. Goryll, L. Vescan, H. Lüth // *Materials Science and Engineering B*. – 2000. – Vol. 69-70. – P. 251-256.

-
59. О возможностях подавления формирования dome-кластеров при молекулярно-пучковой эпитаксии Ge на Si (001) / А. А. Тонких, Г. Э. Цырлин, В. Г. Дубровский [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2004. – Т. 38, № 10. – С. 1239-1244.
60. Strain relaxation by alloying effects in Ge islands grown on Si(001) / X. Z. Liao, J. Zou, D. J. H. Cockayne [et al.] // Physical Review B. – 1999. – Vol. 60, No. 23. – P. 15605-15608.
61. Strain-driven alloying: effect on sizes, shape and photoluminescence of GeSi/Si(001) self-assembled islands / A. V. Novikov, B. A. Andreev, N. V. Vostokov [et al.] // Materials Science and Engineering: B – 2002. – Vol. 89, No. 1-3. – P. 62-65.
62. Composition analysis of single GeSi/Si nanoclusters by Scanning Auger Microscopy / G. A. Maximov, Z. F. Krasil'nik, A. V. Novikov [et al.] // Nanophysics, Nanoclusters, and Nanodevices. – Ed. Kimberly S. Gehar. New York: Nova Science. – 2006. – P. 87–123.
63. People, R. Band alignments of coherently strained $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ heterostructures on (001) $\text{Ge}_y\text{Si}_{1-y}$ substrates / R. People, J. C. Bean // Applied Physics Letters. – 1986. – Vol. 48, No. 8. – P. 538-540.
64. Colombo, L. Valence-band offsets at strained Si/Ge interfaces / L. Colombo, R. Resta, S. Baroni // Physical Review B. – 1991. – Vol. 44, No. 11. – P. 5572-5579.
65. Fukatsu, S. Optical investigation of interwell coupling in strained $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ quantum wells / S. Fukatsu, Y. Shiraki // Applied Physics Letters. – 1993. – Vol. 63, No. 17. – P. 2378-2380.
66. Houghton, D. C. Type I band alignment in $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ quantum wells: Photoluminescence under applied [110] and [100] uniaxial stress / D. C. Houghton, G. C. Aers, S.-R. Eric Yang // Physical Review Letters. – 1995. – Vol. 75, No. 5. – P. 866-869.
67. Kurdi, M. El. Band-edge alignment of SiGe/Si quantum wells and SiGe/Si self-assembled islands / M. El Kurdi, S. Sauvage, G. Fishman // Physical Review B. – 2006. – Vol. 73, No. 19. – P. 195327.
68. Tunneling Atomic Force Microscopy of Self-Assembled In(Ga)As/GaAs Quantum Dots and Rings and of GeSi/Si(001) Nanoislands / D. Filatov, V. Shengurov,

N. Nurgazizov [et al.] // Fingerprints in the Optical and Transport Properties of Quantum Dots. Ed. A. Al-Ahmadi. Rijeka: InTech. – 2012. – P. 273-298.

69. Красильник, З.Ф. Оптические свойства напряжённых гетероструктур на основе $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ и $\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y$ // З. Ф. Красильник, А. В. Новиков // Успехи физических наук. – 2000. – Т. 170, № 3. – С. 338-341.

70. Vasko, F. T. Electronic states and optical transitions in semiconductor heterostructures / F. T. Vasko, A. V. Kuznetsov. – Berlin: Springer, 1999. – 401 p.

71. Бассани, Ф. Электронные состояния и оптические переходы в твердых телах: пер. с англ. / Ф. Бассани, Дж. Пастори Парравичини, под ред. В.Л. Бонч-Бруевича. – М.: Наука, 1982. – 391 с.

72. Двуреченский, А. В. Квантовые точки 2 типа в системе Ge/Si / А. В. Двуреченский, А. И. Якимов // Физика и техника полупроводников. – 2001. – Т. 35, № 9. – С. 1143-1153.

73. Карпович, И. А. Диагностика гетероструктур с квантовыми ямами методом спектроскопии конденсаторной фотоЭДС / И. А. Карпович, Д. О. Филатов // Физика и техника полупроводников. – 1996. – Т. 30, № 10. – С. 1745-1755.

74. Бонч-Бруевич, В. Д. Физика полупроводников / В. Д. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников. – М.: Энергия, 1972. – 678 с.

75. Фотодиоды Ge/Si со встроенными слоями квантовых точек Ge для ближней инфракрасной области (1.3-1.5 мкм) / А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, А. И. Никифоров [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2003. – Т. 37, № 11. – С. 1383-1388.

76. Филатов, Д. О. Фотоэлектрические свойства наноструктур GeSi/Si. Учебное пособие / Д. О. Филатов, М. А. Исаков, М. В. Круглова. – Н. Новгород: Изд. ННГУ им. Н. И. Лобачевского, 2010. – 118 с.

77. Исследование фотоэлектрических свойств гетероструктур GeSi/Si с самоформирующимися нанокластерами методом спектроскопии фотоэдс на барьере полупроводник/электролит / Д. О. Филатов, М. В. Круглова, М. А. Исаков [и др.] // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2006. – № 2. – С. 40-47.

78. Exciton and phonon effects in the absorption spectra of germanium and silicon / G. G. Macfarlane, T. P. McLean, J. E. Quarrington [et al.] // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. – 1959, Vol. 8. – P. 388-392.
79. Грибковский, В. П. Теория поглощения и испускания света в полупроводниках / В. П. Грибковский. – Минск: Наука и техника, 1975. – 464 с.
80. Алешкин, В. Я. Спектры электронов и дырок и правила отбора для оптических переходов в гетероструктуре $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}$ / В. Я. Алешкин, Н. А. Бекин // *Физика и техника полупроводников*. – 1997. – Т. 31, № 2. – С. 171-178.
81. Фотоэлектрические свойства гетероструктур с самоформирующимися нанокластерами GeSi/Si , выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии в среде GeH_4 / Д. О. Филатов, М. В. Круглова, М. А. Исаков [и др.] // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*. – 2009. – № 9. – С. 58-67.
82. Steady-state carrier escape from single quantum wells / J. Nelson, M. Paxman, K. W. J. Barnham [et al.] // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1993. – Vol. 29, No. 6. – P. 1460-1468.
83. Ge on Si *p-i-n* photodiodes operating at 10 Gbit/s / L. Colace, M. Balbi, G. Masini [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2006. – Vol. 88. – P. 101111.
84. Near infrared image sensor with integrated germanium photodiodes / R. Kaufmann, G. Isella, A. Sanchez-Amores [et al.] // *Journal of Applied Physics*. – 2011. – Vol. 110, No. 2. – P. 023107-1171.
85. Ohta, J. *Smart CMOS Image Sensors and Applications* / J. Ohta. – Raton: CRC Press, 2007. – 272 p.
86. Michel, J. High-performance Ge-on-Si photodetectors / J. Michel, J. Liu, L. C. Kimerling // *Nature Photonics*. – 2010. – Vol. 4, No. 8. – P. 527-534.
87. Totally relaxed $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ layers with low threading dislocation densities grown on Si substrates / E. A. Fitzgerald, Y. H. Xie, M. L. Green [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 1991. – Vol. 59. – P. 811-813.

-
- 88 Controlling threading dislocation densities in Ge on Si using graded SiGe layers and chemical-mechanical polishing / M.T. Currie, S.B. Samavedam, T.A. Langdo [et al.] // Applied Physics Letters. – 1998. – Vol. 72, No. 14. – P. 1718-1720.
- 89 Germanium waveguide photodetectors integrated on silicon with MBE / M. Oehme, J. Werner, M. Kaschel [et al.] // Thin Solid Films. – 2008. – Vol. 517, Iss. 1. – P. 137-139.
- 90 Влияние условий роста и отжига на параметры релаксированных слоев Ge/Si(001), полученных методом молекулярно-пучковой эпитаксии / Д.В. Юрасов, А.И. Бобров, В.М. Данильцев [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2015. – Т. 49, № 11. – С. 1463-1468.
91. Reduced pressure-chemical vapor deposition of Ge thick layers on Si(001) for 1.3-1.55- μm photodetection / J. M. Hartmann, A. Abbadie, A. M. Papon [et al.] // Journal of Applied Physics. – 2004. – Vol. 95, No. 10. – P. 5905-5913.
92. Epitaxial Growth of Germanium on Silicon for Light Emitters / C. Chen, C. Li, S. Huang [et al.] // International Journal of Photoenergy. – 2012. – Vol. 95, No. 10. – P. 5905-5913
- 93 Impact of the H_2 anneal on the structural and optical properties of the thin and thick Ge layers on Si; Low temperature surface passivation of Ge by Si / J. M. Hartmann, A. Abbadie, J. P Barnes [et al.] // Journal of Crystal Growth. – 2010. – Vol. 312, No. 4. – P. 532-541/
94. Молекулярно-лучевая эпитаксия германия на Si(001) для фотодетекторов спектрального диапазона 1,31-1,55 мкм / К. Б. Фрицлер, А. С. Дерябин, И.Д. Лошкарев (и др.) // Автометрия. – 2024. – Т. 60, № 4. – С. 14–19.
95. Efficient high-speed near-infrared Ge photodetectors integrated on Si substrates / L. Colace, G. Masini, G. Assanto [et al.] // Applied Physics Letters. – 2000. – Vol. 76, No.10. – P. 1231-1233.
- 96 Sze, S. M. Physics of Semiconductor Devices / S. M. Sze, K. K. Ng. – 3rd ed. Hoboken : Wiley, 2007 – 1256 p.

- 97 Патент № RU2739863C1. Способ создания диодных оптоэлектронных пар, стойких к гамма-нейтронному излучению / Анастасия Евгеньевна Лебединская, Юрий Аркадьевич Кабальнов, Алексей николаевич Труфанов. – 2020.
- 98 On-chip infrared photonics with Si-Ge-heterostructures: What is next? / I. A. Fischer, M. Brehm, M. De Seta [et al.] // APL Photonics. – 2022. – Vol. 7. – P. 050901-1- P. 050901-20.
- 99 Новиков, А.В. SiGe гетероструктуры, выращенные на различных подложках: релаксация упругих напряжений, лиминисценция и селективное легирование: дис...д-ра физ.-мат. наук: 01.04.10 / Новиков Алексей Витальевич. - Нижний Новгород, 2021. – 327 с.
100. ГОСТ 18298-79. Стойкость аппаратуры, комплектующих элементов и материалов радиационная. Термины и определения: межгосударственный стандарт. – Москва: Стандартинформ, 2005. – 13 с.
101. Сычёв, Б. С. Физическая энциклопедия – В 5 тт. / Гл. ред. А. М. Прохоров. – М.: Советская энциклопедия, 1988.
102. Радиационная стойкость материалов радиотехнических конструкций. Справочник / Ред. Н. А. Сидоров, В.К. Князев. – М.: Советское радио, 1976. – 568 с.
103. Вавилов, В. С. Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах / В. С. Вавилов, Н. А. Ухин. – М.: Атомиздат, 1969. – 312 с.
104. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники / В. М. Кулаков, Е. А. Ладыгин, В.И. Шаховцов [и др.]; Под. ред. Е. А. Ладыгина. – М.: Советское радио, 1980. – 224 с.
105. Mechanisms of radiation effects in electronic materials / V. A. van Lint, T. M. Flanahant, R. E. Leadon [et al.]. – Wiley-Interscience, 1980. – 370 p.
106. Srour, J. R. Radiation effects in microelectronics in space / J. R. Srour, J. M. McGarrity // Proceedings of the IEEE. – 1988, Vol. 76, No. 11. – P. 1443-1469.
107. Watkins, G. D. Intrinsic defects in silicon / G. D. Watkins // Materials Science in Semiconductor Processing. – 2000. – Vol. 3. – P. 227-235.

-
108. Claeys, C. Radiation Effects in Advanced Semiconductor Materials and Devices / C. Claeys, E. Simön. – Springer, 2002. – 426 p.
109. Барабаш, Л. І. Сучасні методи підвищення радіаційної стійкості напівпровідникових матеріалів / Л. І. Барабаш, І. М. Вишневський, А. А. Гроза // Вопросы атомной науки и техники. – 2007. – №2. – С. 182-189.
110. Electron-irradiation-induced defects in Si-Ge alloys / J. J. Goubet, D. Stievenard, D. Mathior [et al.] // Physical Review B. – 1992. – Vol. 46, No. 16. – P. 10113-10118.
111. Enhanced radiation hardness of InAs/InP quantum wires / N. A. Sobolev, N. M. Santos, J. P. Leitão [et al.] // Physica Status Solidi (b). – 2015. – Vol. 252, No. 1. – P. 134-138.
112. Influence of electron irradiation on *p-n* junctions in Si-Ge superlattices / A. I. Siahlo, N. A. Poklonski, S. B. Lastovski [et al.] // Physica Status Solidi (b). – 2015. – Vol. 252, No. 1. – P. 153-158.
113. Установка и вакуумный метод эпитаксиального выращивания многослойных структур, содержащих слои Si, Ge и SiGe / В. Г. Шенгуров, В. Ю. Чалков, С. А. Денисов [и др.] // Вакуумная техника и технология. – 2011. – Т. 21, № 1. – С. 45-48.
114. Шенгуров, В. Г. Молекулярно-лучевая эпитаксия кремния, стимулированная ионным облучением: дис...д-ра физ.-мат. наук: 01.04.07 / Шенгуров Владимир Геннадьевич. - Нижний Новгород, 2002. – 327 с.
115. Денисов, С. А. Молекулярно-пучковая эпитаксия из сублимационного источника слоев кремния и гетероструктур SiGe/Si на сапфире: дис...канд. физ.-мат. наук: 01.04.07/Денисов Сергей Александрович. - Нижний Новгород, 2012. – 154 с.
116. Фотолюминесценция самоформирующихся нанокластеров в гетероструктурах GeSi/Si, выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии в среде GeH₄ / Д. О. Филатов, М. В. Круглова, М. А. Исаков [и др.] // Неорганические материалы. – 2008. – Т. 44, № 11. – С. 1287-1292.
117. Фотолюминесценция самоформирующихся нанокластеров GeSi/Si, выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии в среде

- германа / Д. О. Филатов, М. В. Круглова, М. А. Исаков [и др.] // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. – 2007. – № 1. – С. 40-46.
118. Спектроскопия комбинационного рассеяния света и электроотражение самоорганизованных SiGe-наноструктур, сформированных при различных температурах / М. Я. Валах, Р. Ю. Голиней, В. Н. Джаган [и др.] // Физика твердого тела. – 2005. – Т. 47, № 1. – С. 54-57.
119. Low-defect-density germanium on silicon obtained by a novel growth phenomenon / D. P. Malta, B. Postbill, R. J. Markunas [et al.] // Applied Physics Letters. – 1992. – Vol. 60, No. 7. – P. 844-846.
120. Luminescence decay dynamics of self-assembled germanium islands in silicon / B. Julsgaard, P. Balling, J. Lundsgaard Hansen [et al.] // Applied Physics Letters. – 2011. – Vol. 98. – P. 093101.
121. Rogalski, A. Infrared detectors: status and trends / A. Rogalski // Progress in Quantum Electronics. – 2003. – Vol. 27. – P. 59-210.
122. Голикова, О. А. Подвижность дырок в германии в зависимости от концентрации и температуры / О. А. Голикова, Б. Я. Мойжес, Л. С. Стилбанс // Физика и техника полупроводников. – 1969. – Т. 3, № 9. – С. 3105-1121.
123. Optical Fiber Communications: Devices, Circuits and Systems. – Eds. M. J. Howes, D. V. Morgan / New York: Wiley & Sons, 1980. – 316 p.
124. Photodiodes based on Thick Ge/Si(001) Epilayers Grown by Hot Wire Chemical Vapor Deposition / D. O. Filatov, V. G. Shengurov, S. A. Denisov [et al.] // Horizons in World Physics. – Ed. A. Reimer / New York: Nova Science. – 2017. – P. 171–200
125. Photocurrent analysis of a fast Ge *p-i-n* detector on Si / M. Oehme, J. Werner, E. Kasper [et al.] // Applied Physics Letters. – 2007. – Vol. 91. – P. 051108.
126. Зи, С. М. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х книгах. Кн. 2 / С. М. Зи. – Пер. с англ. – М.: Мир, 1984. – 456 с.
- 127 Кремниевые солнечные элементы с SiGe микрогетеропереходами/ Б. А. Абдурахманов, Х. М. Илиев, С. А. Тачилин. [и др.] // Микроэлектроника. – 2012. – Т. 41, № 3. – С. 188-190.
128. Moss, T. S. Photovoltaic and photoconductive theory applied to InSb / T. S. Moss // International Journal of Electronics. – 1955. – 126-133.

-
129. Goodman, A. M. A method for the measurement of short minority carrier diffusion lengths in semiconductors / A. M. Goodman // *Journal of Applied Physics*. – 1961. – Vol. 32, No. 12. – P. 2550-2552.
130. Скупов, А. В. Моделирование процессов образования радиационных дефектов в гетероструктурах с самоформирующимися наноостровками Ge(Si)/Si(001) при облучении нейтронами / А. В. Скупов // *Физика и техника полупроводников*. – 2015. – Т. 49, № 5. – С. 634-637.
131. Chen, Y. C. Suppression of defect propagation in semiconductors by pseudomorphic layers / Y. C. Chen, J. Singh, P. K. Bhattacharya // *Journal of Applied Physics*. – 1993. – Vol. 74, No. 6. – P. 3800-3804.
132. Bhattacharya, P. *Semiconductor Optoelectronic Devices* / P. Bhattacharya. - Cambridge: Pearson Press, 1996. – 613 p.
- 133 Кабальнов, Ю. А. Влияние низкоинтенсивного гамма-нейтронного облучения на Параметры КНИ транзисторных структур / Ю. А. Кабальнов, А. Н. Качемцев, С. В. Оболенский // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру*. – 2019. – № 3. – С. 12-18.
- 134 Gossik, B.R., *Disordered Region in Semiconductors Bombarded by Fast Neutron* / B.R Gossik // *Journal of Applied Physics*. – 1954. – No. 9. – P. 1214-1218.
- 135 Скупов, А. В. Влияние разупорядоченных областей на оптоэлектронные свойства облученных быстрыми нейтронами гетероструктур с наноостровками Ge/Si / А. В. Скупов, С. В. Оболенский // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*. – 2020. – № 11. – С. 53-60.