

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Национальный исследовательский Томский политехнический университет»

На правах рукописи

Сысоева Светлана Геннадьевна

**ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ И РАЗРУШЕНИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР
НА ОСНОВЕ InGaN/GaN ПРИ ОБЛУЧЕНИИ СИЛЬНОТОЧНЫМ
ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ**

Специальность 01.04.07 – Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор Олешко Владимир Иванович

Томск – 2017

Оглавление

Введение	5
Глава 1. Обзор литературы и постановка задач диссертационной работы... 13	13
1.1 Взаимодействие СЭП с полупроводниками и диэлектриками.....	14
1.2 Излучательная рекомбинация в квантовых ямах InGaN.....	17
1.2.1 Модель идеальной квантовой ямы.....	17
1.2.2 Хвосты плотности состояний в квантовых ямах InGaN.....	19
1.2.3 Пьезоэлектрические поля в квантовых ямах InGaN	20
1.2.4 Модель двумерной комбинированной плотности состояний	21
1.2.5 Модель двумерной донорно-акцепторной рекомбинации в квантовых ямах InGaN/GaN.....	24
1.2.6 Стимулированная люминесценция и лазерная генерация в гетероструктурах InGaN/GaN	25
1.3 Деградация гетероструктур на основе InGaN/GaN	27
1.3.1 Деградация светодиодных гетероструктур на основе InGaN/GaN.....	28
1.3.2 Катастрофическая деградация лазерных гетероструктур на основе InGaN/GaN	37
Выводы по главе 1	39
Глава 2. Исследуемые образцы и методика эксперимента.....	41
2.1 Образцы для исследования	41
2.1.1 Гетероструктуры на основе квантоворазмерной активной области InGaN/GaN	41
2.1.2 Эпитаксиальные слои GaN с разной плотностью дислокаций	43
2.2 Методика эксперимента	44
2.2.1 Время-разрешённая люминесцентная спектрометрия.....	44
2.2.2 Низкотемпературные измерения спектров КЛ.....	49
2.2.3 Измерение интегральных спектров люминесценции.....	50
2.2.4 Измерение спектров возбуждения и ФЛ при облучении Хе-лампой.....	52
2.2.5 Измерение спектров пропускания.....	53
2.2.6 Фотографирование спектров КЛ гетероструктур.....	53

2.2.7 Фоторегистрация пространственного распределения свечения по поверхности образцов	54
Глава 3. Особенности люминесценции гетероструктур InGaN/GaN и эпитаксиальных слоёв GaN при возбуждении СЭП	56
3.1 Стимулированная КЛ в гетероструктурах на основе InGaN/GaN	56
3.2 Флуктуации спектральных и амплитудных характеристик стимулированной КЛ в гетероструктурах InGaN/GaN.....	61
3.3 Низкотемпературная КЛ InGaN – квантовых ям и слоёв GaN.....	64
3.4 Влияние уровня возбуждения на спектрально-кинетические характеристики спонтанной люминесценции гетероструктур InGaN/GaN	66
3.5 Время-разрешённая люминесценция гетероструктур InGaN/GaN	71
3.6 Фотовозбуждение и фотолюминесценция гетероструктур InGaN/GaN.....	73
3.7 Вклад излучения сапфировой подложки в спектр КЛ исследуемых структур.....	79
3.8 Влияние плотности дислокаций на люминесценцию эпитаксиальных слоёв GaN	83
3.9 Обсуждение особенностей излучательной рекомбинации в гетероструктурах InGaN/GaN при возбуждении СЭП.....	87
Выводы по главе 3.....	94
Глава 4. Разрушение гетероструктур InGaN/GaN и эпитаксиальных слоёв GaN при возбуждении СЭП.....	96
4.1 Морфология разрушений в гетероструктурах InGaN/GaN.....	96
4.2 Морфология разрушений в эпитаксиальных слоях GaN	104
4.3 Обсуждение механизмов разрушения структур на основе нитрида галлия под действием СЭП.....	109
4.4 Способ диагностики электрических микронеоднородностей в гетероструктурах на основе InGaN/GaN.....	113
Выводы по главе 4.....	120
Глава 5. Взаимодействие люминесценции гетероструктур InGaN/GaN с электронно-пучковыми разрушениями	122

5.1 Пространственное распределение спонтанной люминесценции InGaN-КЯ в образцах с электронно-пучковыми разрушениями	122
5.2 Пространственное распределение стимулированной люминесценции InGaN-КЯ в образцах с электронно-пучковыми разрушениями.....	124
5.2.1 Локальные «зеркала».....	124
5.2.2 Дифракционные микроструктуры	127
Выводы по главе 5.....	131
Основные выводы.....	133
Список сокращений и условных обозначений.....	136
Список литературы.....	137

Введение

Актуальность темы. Исследование наноструктурированных материалов является одним из наиболее активно развивающихся направлений современной физики конденсированного состояния. В этих исследованиях важное место отводится изучению люминесцентных свойств и радиационной стойкости гетероструктур на основе квантоворазмерной активной области InGaN/GaN, что связано с необходимостью решения новых фундаментальных и прикладных проблем оптоэлектроники и нанофотоники.

Благодаря созданию и совершенствованию гетероструктур на основе нитридов III-группы твердотельная электроника за последние два десятилетия достигла впечатляющих результатов. На базе данных материалов разработаны различные компоненты фотоники, силовой и СВЧ-электроники [1-3]. Потребность в гетероструктурах на основе InGaN/GaN продолжает неуклонно расти. Производство высококачественных наногетероструктур с заданными характеристиками и высокой надежностью требует, в первую очередь, глубокого понимания механизмов излучательной рекомбинации и деградации в данных материалах. Кроме того, в процессе выращивания гетероструктур необходимы эффективные, экспрессные и недорогие методы их диагностики.

Степень разработанности темы исследования. Свойства наноразмерных структур сильно отличаются от таковых для объёмных полупроводниковых макрокристаллов и могут быть исследованы с применением современных высокоинформативных методов, в частности метода импульсной люминесцентной спектроскопии с временным разрешением и возбуждением сильноточным электронным пучком (СЭП) наносекундной длительности. Термин «сильноточный электронный пучок» используется в значении, которое было заложено в него в первых работах [4-6] по исследованию взрывной электронной эмиссии с применением высоковольтных генераторов импульсных напряжений. На сегодняшний день СЭП успешно применяется в качестве

источника возбуждения люминесценции макрокристаллов [4-8], позволяя получить информацию о процессах излучательной рекомбинации в образцах, линейные размеры которых превышают глубину проникновения высокоэнергетических электронов. Значение тока СЭП достигает величины $10^3 - 10^5$ А. В отличие от слабых электронных пучков, плотность тока j которых не превышает 10^{-5} А/см², сильноточные характеризуются величиной $j \geq 1$ А/см², что обуславливает создание высокого уровня и плотности ионизации одновременно, формирование плотной электронно-дырочной плазмы (ЭДП), передачу кристаллической решётке энергии, достаточной для быстрого разогрева (термоудар), формирование больших электрических полей и интенсивных продольных и изгибных акустических волн [4, 9].

В отличие от макрокристаллов возможности и преимущества применения СЭП для исследования свойств наногетероструктур, выращенных в различных технологических условиях, на момент начала данной работы были не изучены, кроме того отсутствовали работы по определению радиационной стойкости гетероструктур на основе InGaN-квантовых ям (КЯ), в частности их разрушения, под действием СЭП, что необходимо для применения высокоэнергетических электронных пучков в качестве источника возбуждения люминесценции данных материалов.

Цель работы – экспериментальное выявление закономерностей люминесценции и определение механизма разрушения гетероструктур на основе квантоворазмерной активной области InGaN/GaN, выращенных на сапфировых подложках, при облучении СЭП наносекундной длительности.

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

1. Проведение измерений амплитудных и спектрально-кинетических характеристик катодолюминесценции (КЛ) гетероструктур InGaN/GaN и эпитаксиальных слоёв GaN с разной плотностью дислокаций при возбуждении СЭП и их сравнение с характеристиками фотолюминесценции (ФЛ) исследуемых образцов.

2. Определение влияние уровня возбуждения на люминесцентные характеристики гетероструктур InGaN/GaN.

3. Выявление особенностей и определение механизма формирования разрушений в гетероструктурах InGaN/GaN и эпитаксиальных слоях GaN при облучении СЭП.

4. Оценка возможности и преимуществ применения СЭП для исследования и диагностики гетероструктур InGaN/GaN и эпитаксиальных слоёв GaN, выращенных в разных технологических условиях.

Научная новизна работы

1. Обнаружен переход спонтанного излучения InGaN-КЯ и слоёв GaN в сверхлинейный режим в гетероструктурах с плотностью дислокаций $\sim 10^7 - 10^8 \text{ см}^{-2}$, не имеющих искусственно созданных зеркал обратной связи, при достижении порогового значения плотности энергии СЭП, величина которого индивидуальна для каждого образца и варьируется в пределах $H = 0,1 \div 0,2 \text{ Дж/см}^2$ при $T = 300 \text{ К}$.

2. Обнаружена жёлто-зелёная полоса в спектрах ФЛ синих светодиодных гетероструктур InGaN/GaN, которая имеет одинаковое положение максимума (2,25 эВ) в образцах с различным дизайном активной области InGaN/GaN, а положение максимума её полосы возбуждения совпадает с максимумом спонтанной КЛ слоёв GaN (3,36 – 3,37 эВ), что дает основания предполагать о связи жёлто-зелёной полосы с излучательной рекомбинацией в дефектах, присутствующих в слоях GaN. Для жёлто-зелёной люминесценции исследуемых гетероструктур сформирована схема энергетических переходов.

3. Установлена величина плотности дислокаций в эпитаксиальных слоях GaN $\sim 8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, ниже которой наблюдается резкое (близкое к линейному) увеличение интенсивности экситонной полосы КЛ и ФЛ слоёв GaN, а выше которой наблюдается существенное снижение порога инициирования радиационно-стимулированного электрического пробоя и хрупкого раскола в данных материалах.

4. Установлены два механизма формирования разрушений в гетероструктурах InGaN/GaN под действием СЭП – электроразрядный и термоупругий. Первый реализуется при многократном импульсном облучении образцов СЭП с плотностью энергии $H \geq 0,15 \div 0,30$ Дж/см², второй – при однократном импульсном облучении с $H \geq 0,6$ Дж/см².

5. На основе анализа закономерностей и особенностей разрушения гетероструктур InGaN/GaN различной предыстории установлено, что микроразрушения, индуцированные в гетероструктурах под действием СЭП, формируются в местах локализации электрических микронеоднородностей технологического происхождения, что легло в основу запатентованного способа диагностики электрических микронеоднородностей [10] в данных материалах.

6. Обнаружено, что микроразрушения, образовавшиеся в гетероструктурах InGaN/GaN под действием СЭП, проявляются в виде тёмных точек и линий на фоне спонтанной люминесценции InGaN-КЯ и могут выступать в роли пассивных оптических элементов, которые перераспределяют стимулированное излучение InGaN-КЯ в пространстве.

Теоретическая значимость работы

Результаты диссертационной работы вносят вклад в фундаментальные исследования процессов излучения в тонкоплёночных гетероструктурах с квантоворазмерной активной областью InGaN/GaN и формирования в них электронно-пучковых разрушений при облучении высокоэнергетическим СЭП наносекундной длительности. Установлен ряд закономерностей люминесценции гетероструктур InGaN/GaN, возбуждаемой СЭП. Сформирована схема энергетических переходов, приводящих к формированию дефектной жёлто-зелёной люминесценции в гетероструктурах InGaN/GaN, выращенных в различных технологических условиях. Экспериментально обоснована применимость моделей электроразрядного и термоупругого механизмов разрушения гетероструктур InGaN/GaN и эпитаксиальных слоёв GaN при облучении СЭП.

Практическая значимость работы

В диссертационной работе показана возможность использования СЭП наносекундной длительности для люминесцентного контроля и диагностики гетероструктур на основе квантоворазмерных слоёв InGaN/GaN, главными преимуществами которого являются однородное возбуждение всех слоёв и получение информации о структуре как о сложной оптической системе, не вызывая появления новых полос в спектрах КЛ. Разработан способ диагностики электрических микронеоднородностей в гетероструктурах с различным дизайном активной области InGaN/GaN, позволяющий визуализировать пространственное распределение электрических микронеоднородностей при облучении гетероструктуры СЭП. Обнаружено, что микроразрушения, возникающие в гетероструктурах InGaN/GaN под действием СЭП, не изменяют спектральный состав люминесценции, а лишь перераспределяют стимулированное излучение квантовых ям InGaN/GaN в пространстве, что делает возможным применение данных электронно-пучковых разрушений в качестве пассивных оптических элементов.

Методология и методы исследования

Методологической основой диссертационного исследования являются общенаучные и специальные методы, применяемые в области радиационной физики твердого тела. Среди специальных методов исследования можно выделить: время-разрешённую люминесцентную спектрометрию, регистрацию интегральных спектров люминесценции, измерение спектров возбуждения и пропускания, микрофотографирование распределения остаточных разрушений и люминесценции образцов.

Люминесцентные характеристики исследуемых образцов измерялись с использованием различных источников возбуждения (СЭП, N₂ лазер, Хе-лампа), что позволило варьировать уровень возбуждения в широком диапазоне и изучать нелинейные процессы в наногетероструктурах, такие как переход спонтанной люминесценции в режим стимулированного излучения, электрической пробой и разрушение. Проведены аналогии между наблюдаемыми закономерностями

разрушения в гетероструктурах на основе квантоворазмерной активной области InGaN/GaN и в макрокристаллах полупроводников и диэлектриков. Многочисленные экспериментальные данные обобщены, на их основе сформулированы научные положения и выводы.

Положения, выносимые на защиту

1. В гетероструктурах на основе квантоворазмерной активной области InGaN/GaN с плотностью дислокаций менее 10^8 см^{-2} , не имеющих искусственно созданных зеркал обратной связи, осуществляется переход спонтанной люминесценции квантовых ям InGaN и базового слоя GaN в стимулированный режим при облучении образцов СЭП с плотностью энергии, превышающей пороговое значение, величина которого индивидуальна для каждой гетероструктуры и варьируется в диапазоне $0,1 - 0,2 \text{ Дж/см}^2$ при $T = 300 \text{ К}$.

2. Основными факторами разрушающего воздействия сильноточного электронного пучка на гетероструктуры InGaN/GaN, выращенные на сапфировых подложках, являются – электрический пробой, приводящий к формированию микроразрушений в зоне облучения, и термоударные напряжения, приводящие к формированию макротрещин и отколов в зоне облучения и за её пределами.

3. Микроразрушения, индуцированные сильноточным электронным пучком в гетероструктурах InGaN/GaN, выращенных на сапфировых подложках, имеют неоднородное пространственное распределение по поверхности гетероструктуры и формируются в местах локализации электрических микронеоднородностей технологического происхождения.

Достоверность результатов

Научные положения и выводы, представленные в работе, подкреплены результатами многочисленных экспериментов, которые характеризуются воспроизводимостью и непротиворечивостью. Для решения поставленных задач использовались современные методы исследования и комплексный подход, включающий применение различных источников возбуждения люминесценции (СЭП, N₂-лазер, Хе-лампа), обеспечивающих варьирование уровня возбуждения

гетероструктур в широком диапазоне. Измерения осуществлялись при использовании аттестованного оборудования, выполнении требуемых калибровок приборов и юстировки оптических трактов. Спектры люминесценции пересчитывались с учетом спектральной чувствительности фотодетекторов. Обработка данных проводилась с применением статистических методов, расчеты – на основе известных формул. Полученные результаты не противоречат фундаментальным положениям физики конденсированного состояния, радиационной физики твердого тела и согласуются с литературными данными, полученными для полупроводниковых макрокристаллов.

Личный вклад автора

Общая постановка цели и задач исследования были проведены совместно с научным руководителем. Выбор методов их решения, планирование и проведение экспериментов, обработка, анализ и интерпретация результатов, формулирование защищаемых положений и выводов диссертации выполнены лично автором. В работах, опубликованных в соавторстве, соискателю принадлежат результаты, которые вошли в сформулированные защищаемые положения.

Апробация результатов работы

Основные результаты диссертационной работы обсуждались на научных семинарах кафедры Лазерной и световой техники НИ ТПУ, докладывались на Международных и Всероссийских конференциях: 3rd International Congress on Radiation Physics and Chemistry of Condensed Matter, High Current Electronics and Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows (Tomsk, 2012); Международная научно-практическая конференция «Актуальные проблемы радиофизики» (Томск, 2012; Томск, 2013); Всероссийская конференция «Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы» (Москва, 2013; Санкт-Петербург, 2015); 17th International Conference on Radiation Effects in Insulators (Helsinki, 2013); International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (Tomsk, 2014; Tomsk, 2016); VI Международная научно-техническая

конференция молодых ученых, аспирантов и студентов «Высокие технологии в современной науке и технике» (Томск, 2017).

Публикации

Основные результаты диссертации опубликованы в 16 печатных работах, из них 7 научных статей в рецензируемых журналах из перечня ВАК, 1 патент на изобретение, 1 научная статья в рецензируемом электронном журнале, 7 тезисов в материалах конференций.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка цитируемой литературы, изложенных на 156 страницах машинописного текста. Работа включает 65 рисунков, 11 таблиц и список литературы из 174 наименований.

Благодарности

Автор выражает благодарность и глубокую признательность своему научному руководителю д.ф.-м.н. Олешко Владимиру Ивановичу за постановку задачи и советы в ходе написания диссертации, д.ф.-м.н. Корепанову Владимиру Ивановичу за предоставленную возможность использования измерительного оборудования лаборатории импульсной оптической спектроскопии, а также всему коллективу кафедры лазерной и световой техники Томского политехнического университета за ценные замечания при обсуждении результатов работы на научных семинарах.

Глава 1. Обзор литературы и постановка задач диссертационной работы

Исследованию гетероструктур на основе квантоворазмерных слоёв InGaN посвящено не малое количество отечественных и зарубежных публикаций. Интерес к данным структурам определяется их востребованностью и перспективностью в оптоэлектронной технике [1, 2, 11]. Потенциал этих материалов огромен и до конца не раскрыт.

С момента создания первых образцов гетероструктур InGaN/GaN и до сегодняшнего дня главной технологической задачей является получение высококачественных структур с заданными свойствами. Её решение связано с целым рядом ключевых моментов: глубоким пониманием фундаментальных физических и химических процессов, протекающих в данных материалах при разных условиях, высоким уровнем развития производственного оборудования для выращивания структур, наличием эффективных методов диагностики гетероструктур на разных стадиях роста.

Среди методов исследования светоизлучающих гетероструктур с квантово-размерными слоями особое место занимают люминесцентные. В качестве источников возбуждения свечения данных материалов часто используются лазеры [12-16], стационарные пучки низкоэнергетических электронов [17-20], рентгеновское излучение [18, 19, 21]. Однако работы, в которых для разностороннего исследования гетероструктур на основе квантоворазмерной активной области InGaN/GaN применялся СЭП, автору не известны.

Цель данной главы – провести литературный обзор в области взаимодействия СЭП с полупроводниками и диэлектриками, проанализировать современное состояние экспериментальных и теоретических исследований люминесценции и деградации гетероструктур InGaN/GaN, выявить актуальные проблемы в данных областях исследования, на основе которых обозначить ключевые задачи диссертационной работы.

1.1 Взаимодействие СЭП с полупроводниками и диэлектриками

Сильноточные импульсные электронные пучки нашли широкое применение в области исследования люминесцентных и радиационно-физических свойств твёрдых тел [4-8, 22-28]. Значение тока СЭП достигает величины $10^3 - 10^5$ А. В отличие от слаботочных электронных пучков, плотность тока j которых не превышает 10^{-5} А/см², сильноточные характеризуются величиной $j \geq 1$ А/см², что обуславливает ряд особенностей их взаимодействия с конденсированными средами.

Среди явлений, развивающихся в твёрдых телах под действием СЭП, выделяют следующие: люминесценцию, в том числе фундаментальную плазменную [8], радиационно-индуцированную высокоэнергетическую проводимость [8, 29], мощную пороговую электронную эмиссию в диэлектриках [26], радиационно-индуцированный электрический пробой [22] и разрушение материалов [25, 27, 28]. Их возникновение обусловлено созданием высокого уровня и плотности ионизации одновременно, формированием плотной ЭДП, передачей кристаллической решётке энергии, достаточной для быстрого разогрева (термоудар), формированием сильных электрических полей и интенсивных продольных и изгибных акустических волн [4, 9].

В области люминесцентных исследований конденсированных сред импульсные электронные пучки высокой плотности зарекомендовали себя как эффективные неселективные источники возбуждения [30, 31]. Варьирование уровня возбуждения при облучении СЭП позволяет изучать дефектную люминесценцию, обусловленную присутствием в кристаллической решётке собственных и примесных дефектов, экситонную люминесценцию, излучательную рекомбинацию зона-зона, а также рекомбинацию в ЭДП. Формирование ЭДП в твёрдых телах обусловлено высоким уровнем возбуждения, создающим условия перехода Мотта, которые характеризуются высокой концентрацией электронно-дырочных пар ($\geq 10^{18}$ см⁻³) [32].

Под действием СЭП в слабопроводящих материалах может наблюдаться электризация вещества. Радиационная электризация обусловлена тем, что при облучении ионизирующей радиацией одновременно с возбуждением и ионизацией атомов среды возникает отрицательный объёмный заряд, формирующий электрическое поле в отсутствие внешнего приложенного напряжения [33-36]. Среди основных физических процессов, ответственных за радиационную электризацию диэлектриков, выделяют термализацию избыточных зарядов при торможении первичных заряженных частиц; фотоэффект и комптоновский эффект, приводящие к пространственному разделению вторичных зарядов.

Существенное влияние на величину формируемого электрического поля (E) оказывает радиационно-индуцированная проводимость среды ($E = j/\sigma$, где j – ток электронного пучка, σ – проводимость среды). Быстрые первичные электроны, взаимодействуя с электронной подсистемой атомов вещества, рождают на своем пути большое количество вторичных электронов ($\sim 10^4$), тем самым, делая среду проводящей. Под действием электрического поля электроны начинают двигаться, образуя ток проводимости, стремящийся скомпенсировать формирующееся поле.

Зависимость электрического поля от времени определяется мощностью источника ионизирующего излучения и динамикой развития проводимости среды. При высокой плотности тока пучка на характер взаимодействия электронов с веществом оказывают влияние собственные и наведенные в среде электромагнитные поля. Процесс взаимодействия СЭП с веществом становится нелинейным и нестационарным.

Запасаемая в электрическом поле инжектированного объёмного заряда энергия может быть эффективным каналом диссипации энергии СЭП [23, 33, 35, 36]. Эта энергия затем выделяется или в каналах электрического пробоя за счёт кумуляции энергии СЭП в твёрдом диэлектрике [23, 35, 36], или в виде джоулева тепла (за счёт гомогенно распределённой по облучаемому объёму радиационной проводимости).

Мощная пороговая электронная эмиссия инициируется в слабопроводящих твёрдых телах сильным электрическим полем ($\sim 10^6 - 10^7$ В/см), которое создается на поверхности и внутри кристалла зарядом поглощенного пучка [26]. Интенсивная вторичная эмиссия с поверхности диэлектриков всех классов (щелочно-галогидные кристаллы, стекла, керамики, органические материалы) наблюдалась при достижении плотности пучка $(3 - 8) \cdot 10^{-7}$ Кл/см². Мощная эмиссия электронов из диэлектриков в вакуум может переходить в вакуумный разряд либо пробой образца [37-40].

Разрушение под действием СЭП характерно как для полупроводников [41] и диэлектриков [27], так и для стекол [28] и металлов [42, 43]. Данное явление носит пороговый характер, при этом пороговое значение плотности тока СЭП индивидуально для различных материалов.

Механизмы формирования разрушений в твёрдых телах дискутируются рядом авторов [27, 41, 43-45]. Среди моделей, объясняющих данное явление, можно выделить электроразрядную и термоупругую. Электроразрядный механизм разрушения обусловлен высокой скоростью ввода заряда ($10^{10} - 10^{11}$ Кл·м⁻³·с⁻¹), термоупругий – высокой скоростью ввода энергии СЭП ($10^{11} - 10^{13}$ Гр·с⁻¹) в материал [46].

Морфология разрушений при электроразрядном и термоупругом механизмах различается. Для первого характерно появление локальных каналов электрического пробоя в зоне облучения, обусловленных формированием сильных электрических полей, связанных с инжектированным в образец отрицательным объёмным зарядом СЭП. Для второго механизма характерно формирование трещин как в зоне облучения, так и за её пределами, возникновение которых обусловлено мгновенным разогревом области торможения СЭП, образованием биполярной акустической волны, взаимодействие которой со свободными поверхностями образца приводит к его разрушению.

Таким образом, становится понятно, что физико-химические процессы, протекающие в полупроводниках и диэлектриках под действием СЭП, сложны и

многообразны, взаимосвязаны и оказывают взаимное влияние друг на друга. Это является основной трудностью при изучении взаимодействия СЭП с твёрдыми телами [47]. На сегодняшний день отсутствует единая теория, которая позволила бы осуществлять количественное описание всего разнообразия процессов, возникающих при облучении сильноточными высокоэнергетическими электронными пучками. Многочисленные экспериментальные данные [4-9, 22-29, 41-50] внесли значительный вклад в понимание природы и механизмов наблюдаемых явлений при взаимодействии СЭП с твёрдыми телами, однако требуется продолжение исследований в данном направлении.

В литературе вопросы взаимодействия СЭП с гетероструктурами на основе квантоворазмерной активной области InGaN практически не освещены. На ранних этапах развития технологии роста структур InGaN/GaN и создания оптоэлектронных приборов на их основе наносекундные (1-2 нс) электронные пучки высокой энергии ($E_{\text{макс}} = 150 \text{ кэВ}$, $j_{\text{макс}} > 500 \text{ А/см}^2$) применялись для получения лазерной генерации гетероструктур при комнатной температуре [51]. Исследования взаимодействия СЭП с гетероструктурами на основе наноразмерных слоёв InGaN, выращенными на диэлектрических подложках, позволили бы, с одной стороны, расширить наши знания в области физики мощных радиационных воздействий, с другой – изучить особенности люминесценции и радиационной стойкости данных материалов под действием высокоэнергетических электронов.

1.2 Излучательная рекомбинация в квантовых ямах InGaN

1.2.1 Модель идеальной квантовой ямы

Квантовая яма в отличие от объёмного кристалла имеет зону проводимости, расщепленную на ряд подзон, нумеруемых квантовыми числами $q = 1, 2, 3, \dots$, и имеющую собственное соотношение между энергией E и импульсом k и свою плотность состояний [52]. Энергия дна каждой из подзон в

зоне проводимости складывается из энергий E_c и E_q , где E_c – энергия дна зоны проводимости в объёмном кристалле, E_q – энергия электрона с эффективной массой m_c в потенциальной яме с шириной l :

$$E_q = \hbar^2 \cdot \frac{(q \cdot \pi/l)^2}{2 \cdot m_c}, \quad q = 1, 2, 3, \dots \quad (1.1)$$

Распределение соотношения $E - k$ в каждой подзоне имеет параболический характер, а плотность состояний постоянна и не зависит от энергии. Полная плотность состояний в зоне проводимости $\rho_c(E)$ принимает вид ступенчатого распределения, у которого ступени соответствуют энергиям $E_c + E_q$.

Валентная зона имеет аналогичные подзоны при энергиях $E_v + E_q^*$, где E_v – энергия потолка валентной зоны в объёмном кристалле, E_q^* – энергия дырки с эффективной массой m_v в потенциальной яме с шириной l :

$$E_q^* = \hbar^2 \cdot \frac{(q \cdot \pi/l)^2}{2 \cdot m_v}, \quad q = 1, 2, 3, \dots \quad (1.2)$$

Оптическая совместная плотность состояний $\rho(v)$ имеет вид ступенчатого распределения, в котором ступени соответствуют энергетическим расстояниям между подзонами с одним и тем же квантовым числом [52].

Взаимодействие фотонов с электронами и дырками в КЯ происходит в виде переходов между валентной зоной и зоной проводимости, которые подчиняются тем же правилам, что и в объёмных кристаллах. Энергия E , импульс k и квантовое число q сохраняются при таких переходах. При этом для КЯ применимы также выражения для вероятностей переходов и коэффициента усиления в объёмном кристалле, если заменить ширину запрещённой зоны E_g энергетическим расстоянием между подзонами $E_{gq} = E_g + E_q + E_q^*$ и использовать постоянную плотность состояний вместо плотности состояний, меняющейся как квадратичный корень из энергии. Полный коэффициент

усиления равен сумме коэффициентов усиления для каждой подзоны ($q = 1, 2, 3, \dots$) [52].

В отдельную группу кантоворазмерных структур можно выделить сверхрешётки, которые содержат множественные КЯ с тонкими энергетическими барьерами между соседними ямами, что позволяет электронам легко туннелировать из одной ямы в другую. В сверхрешётках дискретные энергетические уровни, характерные для множественных КЯ, расширяются с образованием мини-зон. Данное явление аналогично формированию зон в твёрдых телах, когда атомы, имеющие дискретные энергетические уровни и находящиеся в непосредственной близости, начинают взаимодействовать друг с другом.

1.2.2 Хвосты плотности состояний в квантовых ямах InGaN

В реальных структурах с кантоворазмерными слоями энергетическая диаграмма отличается от той, которая представлена в модели идеальной квантовой ямы. Твёрдый раствор InGaN известен как неустойчивая система (особенно при большой концентрации In), в которой могут возникать фазовые разделения. Варьирование состава твёрдого раствора и толщины кантоворазмерного слоя приводит к формированию так называемых «хвостов» в запрещённой зоне вблизи дна зоны проводимости и потолка валентной зоны [53]. Хвост плотности состояний представляет собой области с высокой локализацией носителей [54]. Заселение глубоких локализованных состояний в нём играет ключевую роль в формировании излучения InGaN, способствуя подавлению латеральной диффузии носителей к центрам безызлучательной рекомбинации [14, 53]. В [53] также высказано предположение о том, что в формировании хвостов плотности состояний могут принимать участие дислокации, образовавшиеся в процессе роста гетероструктуры.

Электронно-дырочные пары, захваченные на уровнях хвостов зон, можно рассматривать как локализованный экситон [53]. Их рекомбинация происходит

через вертикальные переходы. Энергию локализации экситонов в хвостах плотности состояний характеризует энергия Урбаха. Её значения для квантовых точек InGaN были определены в [55] из анализа низкоэнергетической части спектральной линии ФЛ.

Модель зонных хвостов используется многими исследователями для интерпретации излучательных процессов в активной области InGaN лазеров и светодиодов. В [53, 56] предполагается, что хвосты зон имеют гауссовскую форму, и на основе данного предположения проведено количественное описание высокоэнергетического сдвига максимума полосы излучения InGaN при повышении температуры. Авторы [14, 57- 62], основываясь на предположении об экспоненциальной форме хвостов зон, проводят описание основной полосы люминесценции светодиодов на базе гетероструктур InGaN/GaN. В [58] отмечается, что заполнение хвостов плотности состояний в InGaN может осуществляться не только за счёт захвата свободных носителей заряда, но также путём их туннелирования на состояния хвостов и термализации из менее глубоко локализованных состояний. С ростом температуры хвосты плотности состояний расширяются [53], запрещённая зона сужается и максимум полосы излучения InGaN сдвигается в низкоэнергетическую область [58].

Проявлением хвоста плотности локализованных состояний в запрещённой зоне КЯ авторы [13] объяснили высокоэнергетический сдвиг максимума полосы люминесценции $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}/\text{GaN}$ при повышении плотности мощности возбуждающего лазера от 10 до 1000 кВт/см².

1.2.3 Пьезоэлектрические поля в квантовых ямах InGaN

Полупроводники на основе нитридов известны как пьезоэлектрические материалы [63]. Их важной особенностью является то, что из-за наличия одиночной оси симметрии в кристаллах со структурой вюрцита на поверхностях и гетерограницах, перпендикулярных этой оси, могут самопроизвольно возникать поляризационные заряды, приводящие к появлению в кристалле

внутренних электрических полей. Поляризационные заряды могут возникать как за счёт спонтанной поляризации, так и в результате пьезоэффекта за счёт механических напряжений внутри полупроводника [64]. В работах [65-67] отмечается, что для активной области InGaN/GaN, выращенной вдоль c -оси, из-за несоответствия решётки GaN и InGaN характерно возникновение сжимающих тангенциальных напряжений на гетерограницах, что приводит к росту энергии межзонного перехода и возникновению поля пьезоэлектрической поляризации. При этом напряжённость встроенного пьезоэлектрического поля может превышать 1 МВ/см. Наличие такого поля в гетероструктуре уменьшает энергию излучения за счёт квантово-размерного эффекта Штарка [65].

О сильном влиянии встроенного пьезоэлектрического поля, возникающего за счёт деформации материала КЯ, на электроны и дырки в квантоворазмерной области, участвующие в процессе излучательной рекомбинации, сообщалось в [68]. В [12] показано, что наличие встроенных полей способствует пространственному разделению носителей, т.е. локализации и делокализации носителей на флуктуациях границ, появление которых вызвано различными причинами.

Улучшить оптическую эффективность светодиодов возможно путём устранения внутренних поляризационных полей в КЯ [69]. Избавиться от них можно, выращивая структуры на основе InGaN/GaN вдоль неполярных осей. Для изготовления неполярных устройств используются подложки с рассогласованной решёткой, такие как r -Al₂O₃, m -SiC либо γ -LiAlO₂. Однако слои GaN, выращенные на такой подложке, обычно имеют высокую плотность пронизывающих дислокаций ($\sim 10^{11}$ см⁻²) и дефектов упаковки в основной плоскости ($\sim 10^6$ см⁻¹).

1.2.4 Модель двумерной комбинированной плотности состояний

Модель двумерной комбинированной плотности состояний позволяет получить удовлетворительное описание основной спектральной полосы

светодиодов на базе гетероструктур с одиночной и множественными КЯ InGaN. Данная модель развита в цикле работ [59-62], авторы которых опирались на экспериментальные измерения спектров электролюминесценции синих и зелёных светодиодов при разных температурах и значениях тока. Модель позволяет описать положение максимума полосы излучения, экспоненциальные спады интенсивности в высокоэнергетической и низкоэнергетической областях, а также их зависимость от тока.

Предполагается, что излучательные переходы осуществляются между краями двумерных зон проводимости и валентной, которые имеют экспоненциальный спад хвоста приведенной плотности состояний, обусловленного флуктуациями потенциала. Причины возникновения таких флуктуаций могут быть самыми разными: неоднородности состава твёрдого раствора активной области, шероховатости гетерограниц, наличие легирующих примесей с кулоновским потенциалом в прилегающих слоях и т. д. [59]. В расчетах учитывается двумерная комбинированная плотность состояний в активной области с флуктуациями потенциала, невырожденная статистика заполнения ям носителями заряда и особенности вывода излучения из структуры [62]. Итоговое выражение, описывающее форму спектров излучения светодиодов, выглядит следующим образом:

$$I(\hbar\omega) = A_0 \cdot N^{2D} \cdot f_F \cdot f_{if}, \quad (1.3)$$

где A_0 – константа, зависящая от интенсивности и нормировки спектров, N^{2D} – функция двумерной комбинированной плотности состояний, f_F – функция заполнения состояний, f_{if} – функция интерференционной модуляции [62].

В модели двумерная комбинированная плотность состояний N^{2D} определяется энергией прямого оптического перехода $\hbar\omega$, эффективной шириной запрещённой зоны E_g^* и параметром экспоненциального спада E_0 [59, 62]:

$$N^{2D}(\hbar\omega, E_g^*, E_0) = (1 + \exp(-(\hbar\omega - E_g^*)/E_0))^{-1}. \quad (1.4)$$

Экспоненциальный спад интенсивности основной полосы InGaN в низкоэнергетической области характеризуется значениями E_0 в диапазоне 40 – 70 мэВ [59, 60]. В высокоэнергетической области спектры спадают также экспоненциально $I \sim \exp(-\hbar\omega/E_1)$. Для голубых светодиодов параметр $E_1 = 40 \div 45$ мэВ, для зелёных $E_1 > 50$ мэВ [60].

Несмотря на то, что реальная структура активной области InGaN намного сложнее простой двумерной модели, авторы [62] отмечают хорошее согласие экспериментально измеренных спектров люминесценции светодиодов на основе InGaN-КЯ с моделью их аппроксимации (Рисунок 1.1).

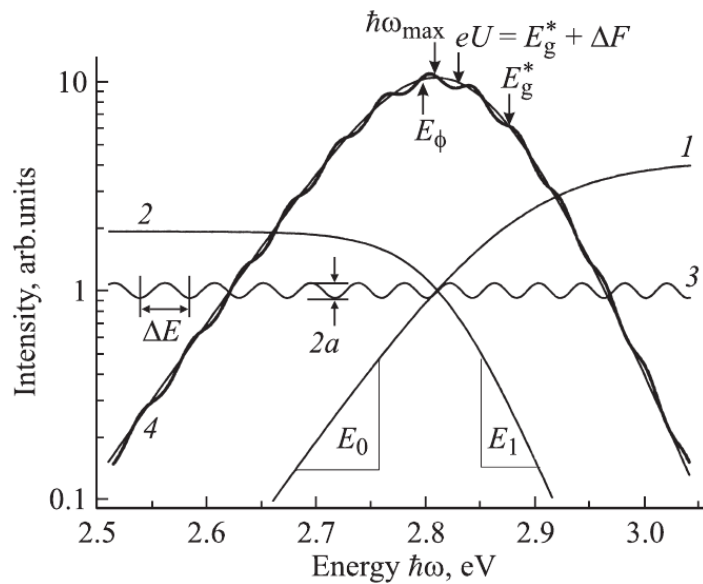


Рисунок 1.1 – Пример описания основной полосы электролюминесценции светодиода на основе InGaN-КЯ формулой (1.3): 1 – функция двумерной комбинированной плотности состояний N^{2D} ; 2 – функция заполнения состояний f_F ; 3 – функция интерференционной модуляции f_{if} ; 4 – произведение функций $N^{2D} \cdot f_F$. Жирной линией обозначен экспериментальный спектр [62]

Однако стоит отметить, что в модели двумерной комбинированной плотности состояний имеются трудности с однозначностью определения

параметров. Так, эффективная ширина запрещённой зоны не может быть определена однозначно, а остальные параметры имеют однозначное определение в случае предположения, что экспоненциальный спад высокоэнергетического крыла полосы свечения InGaN $E_1 = kT$ соответствует температуре активной области гетероструктуры T , значение которой оценивалось по температуре корпуса светодиода в радиаторе, тепловому сопротивлению диода и подаваемой на него мощности [62].

1.2.5 Модель двумерной донорно-акцепторной рекомбинации в квантовых ямах InGaN/GaN

Авторы [15, 70] предложили объяснять излучательную рекомбинацию в КЯ InGaN/GaN в рамках модели двумерной донорно-акцепторной рекомбинации, основываясь на многочисленных экспериментальных исследованиях время-разрешённой ФЛ данных материалов. С ростом интенсивности накачки гетероструктур наблюдался высокоэнергетический сдвиг полосы ФЛ, при увеличении времени задержки регистрации спектров полоса свечения КЯ смещалась в низкоэнергетическую область, затухание ФЛ имеет неэкспоненциальный характер, близкий к степенной функции типа $t^{-\gamma}$. Все перечисленные особенности свойственны для донорно-акцепторной рекомбинации. По оценке авторов [15], суммарная энергии связи акцептора и донора в нелегированных КЯ InGaN/GaN составляет 250 мэВ. Предполагается, что донорно-акцепторные пары в КЯ могут формироваться при участии примесей, структурных дефектов, а также благодаря структурным особенностям, характерным для III-нитридов с гексагональной модификацией (мозаичность и колончатость).

В отличие от модели рекомбинации в хвостах плотности состояний для донорно-акцепторной рекомбинации плотность локализованных состояний имеет вид δ -функции на энергиях доноров и акцепторов, что должно приводить к плавному изменению кинетики затухания по спектру люминесценции в

результате перехода рекомбинации от близких пар к далеким [15]. Рекомбинация в хвостах плотности состояний должна приводить к более сильной зависимости кинетики затухания от энергии излучения InGaN-КЯ. Теоретические расчеты, сопоставляющие эти две модели рекомбинации в литературе, отсутствуют.

1.2.6 Стимулированная люминесценция и лазерная генерация в гетероструктурах InGaN/GaN

Первый импульсный лазерный диод на основе множественных квантовых ям InGaN/GaN с электрической накачкой был разработан в японской фирме Nichia в середине 1990-х годов [11, 71]. С этого момента началось их применение в разнообразных электронных и оптоэлектронных приборах, которое сопровождалось исследованием особенностей лазерной генерации в данных материалах.

Авторы [72, 73] отмечают, что гетероструктуры на основе InGaN/GaN обладают сильно выраженным порогом лазерной генерации, выше которого в спектре люминесценции на низкоэнергетическом крыле полосы InGaN наблюдается формирование узкой полосы вынужденного излучения, обладающего ТЕ поляризацией и модовой структурой. Возбуждение гетероструктур азотным лазером с плотностью мощности $10^2 \div 3 \cdot 10^6$ Вт/см² позволило получить лазерную генерацию в диапазоне от 376,5 до 442,5 нм при комнатной температуре [72].

Теоретические расчеты пороговых характеристик лазеров на основе InGaN/GaN проведены в [74]. Показано, что для лазерных гетероструктур оптимальное число КЯ InGaN, содержащихся в активной области, составляет $N = 5 \div 10$. При $N > 10$ пороговая концентрация носителей практически не зависит от N , а пороговый ток растет линейно с ростом N . Уменьшение числа КЯ приводит к линейному уменьшению порогового тока, что в свою очередь ослабляет процессы разогрева носителей заряда и подавляет токи утечки.

Авторы [75] наблюдали лазерную генерацию с поверхности гетероструктуры на основе InGaN в вертикальном направлении без использования распределённых брэгговских отражателей при температуре $T < 200$ К. Полученный результат связывают с высокой концентрацией нанодоменов ($\sim 10^{17}$ см $^{-3}$) в данных материалах. В [75] также была получена зависимость пороговой плотности возбуждения (p_{exc}^{th}) структур на основе InGaN от температуры (Рисунок 1.2, а). При низких температурах (16 – 110 К) наблюдается слабая температурная зависимость пороговой плотности возбуждения, при более высоких температурах зависимость резко увеличивается.

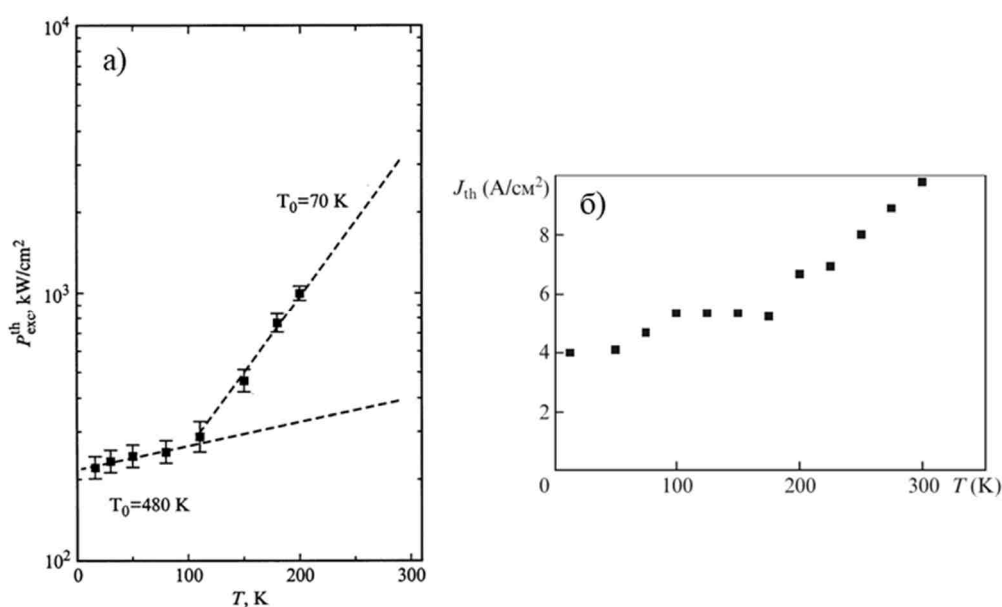


Рисунок 1.2 – Температурная зависимость пороговой плотности возбуждения (p_{exc}^{th}) для гетероструктуры на основе InGaN без распределённых брэгговских отражателей (а) [75] и пороговой плотности тока (J_{th}) в лазере на основе структуры AlGaIn/InGaIn/GaN с пятью квантовыми ямами InGaIn (б) [76]

В [76] осуществлена накачка лазерных гетероструктур на основе квантоворазмерной области InGaIn пучком электронов при комнатной температуре. Определены минимальные параметры электронного пучка для лазерной генерации в гетероструктуре с пятью квантовыми ямами InGaIn: энергия электронов составила 9 кэВ, а пороговая плотность тока пучка электронов – 8 А/см 2 при энергии электронов 18 кэВ. Авторы [76] отмечают, что

в лазерах на основе квантоворазмерных структур значения энергии и пороговой плотности тока электронного пучка накачки значительно меньше, чем у лазеров на основе монокристаллов. Понижение температуры приводит к уменьшению пороговой плотности тока электронного пучка (Рисунок 1.2, б), необходимой для лазерной генерации гетероструктур с множественными квантовыми ямами InGaN.

1.3 Деградация гетероструктур на основе InGaN/GaN

Гетероструктуры на основе InGaN/GaN, благодаря сильной химической связи входящих в их состав соединений, довольно устойчивы к термическому, механическому и другим видам разрушения. Тем не менее, деградация активной области на основе гетероструктур InGaN/GaN считается одной из основных причин выхода из строя светоизлучающих приборов. Количественная оценка деградации интенсивности люминесценции гетероструктур осуществляется с помощью экспоненциального закона [77], согласно которому интенсивность люминесценции I в определённый момент времени t :

$$I(t) = I_0 \cdot e^{-\alpha t}, \quad (1.5)$$

где I_0 – интенсивности люминесценции в начальный момент времени, α – коэффициент деградации.

Особенно остро вопрос деградации данных материалов встал после создания оптоэлектронных приборов на основе нитрида галлия с высокой мощностью, а также в условиях неуклонного роста потребности в них, в том числе для изделий военного, космического и двойного назначения. Рассмотрим известные на сегодняшний день сведения о деградации светоизлучающих гетероструктур на основе InGaN/GaN.

1.3.1 Дегградация светодиодных гетероструктур на основе InGaN/GaN

На первых этапах исследования дегградации светодиодных гетероструктур на основе GaN предпринимались попытки объяснить её механизмы с точки зрения дегградации традиционных полупроводников III-V. Однако такой подход оказался несостоятельным, т.к. базировался на процессе мультипликации дислокаций с образованием дислокационной сетки. В то время как миграция дислокаций в структурах на основе GaN оказалась практически невозможной [78].

Для эпитаксиальных слоёв GaN и гетероструктур InGaN/GaN характерно наличие системы протяжённых дефектов, включающей мозаичную (доменную) структуру [79], в которой наиболее «слабыми местами» являются дислокационные стенки на границах доменов мозаичной структуры и дилатационные границы между крупными доменами [80]. Для образцов с дефектной структурной организацией типично наличие большого количества дислокационных доменных стенок (Рисунок 1.3, а) и неравновесного Ga [79]. Облучение структур электронным пучком приводит к выделению Ga, проявляющегося в виде тёмных пятен (Рисунок 1.3, б).

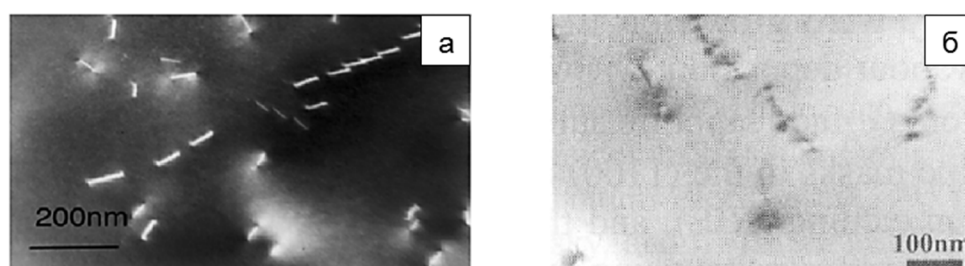


Рисунок 1.3 – Изображение дислокационных доменных стенок в просвечивающем электронном микроскопе до (а) и после (б) воздействия электронного пучка [79]

По мере ухудшения упорядоченности твёрдого раствора гетероструктур наблюдалось существенное (в десятки раз) повышение скорости дегградации [81]. Высказано предположение о том, что миграция и сегрегация Ga на

дислокационных границах домена мозаичной структуры и изменение энергии активации центров связанных на Mg способствуют развитию деградации светодиодов.

Авторы [82] считают, что взаимодействие неравновесных носителей заряда с системой протяжённых дефектов может играть ключевую роль в процессе деградации оптических свойств светодиодов. Сравнение вольтамперных характеристик (ВАХ) светодиодов до и после длительного протекания тока большой плотности в [83] выявило необратимые изменения свойств системы протяжённых дефектов, понижая активную область. Через дислокационные каналы осуществляется туннельная безызлучательная рекомбинация. Длительное протекание тока провоцирует перестройку системы протяжённых дефектов с формированием глубоких центров, на которых происходит эффективный захват электронов [82].

Локальный характер деградации светодиодных гетероструктур InGaN/GaN с участием системы протяжённых дефектов продемонстрирован в работах [81, 84, 85]. Непредсказуемость развития процесса деградации гетероструктур связывают с неоднородностью генерации и невозпроизводимостью системы протяжённых дефектов, а также с обусловленным ими локальным перегревом, который способствует миграции Ga и In и их накоплению в областях, обогащенных собственными дефектами [86].

Именно неоднородность генерации дефектов и их предпочтительная концентрация вблизи протяжённых дефектов является качественным отличием светодиодных гетероструктур InGaN/GaN от структур на основе GaAs/AlGaAs. В GaAs-структурах деградация обусловлена сравнительно однородной генерацией дефектов Шокли–Рида–Холла в области объёмного заряда и их взаимодействием с неравновесными носителями [87].

Эффект токовой локализации – одна из наиболее острых проблем деградации активной области светодиодов на основе InGaN/GaN. Данный эффект активизирует безызлучательную рекомбинацию, приводит к локальному разогреву структуры и уменьшению квантовой эффективности светодиодов [88]. Наличие

областей локального перегрева в деградировавших светодионных гетероструктурах InGaN/GaN прямо регистрируется методом инфракрасной тепловизионной микроскопии [89].

В ряде работ [90, 91] показано, что непосредственно нагрев не влияет на деградацию светодиодов на основе InGaN/GaN. Существенное падение квантового выхода люминесценции светодиодов наблюдается при увеличении плотности тока [90, 91, 92], способствующего неравномерному распределению температуры в активной области гетероструктуры [90] и образованию дефектов, являющихся центрами безызлучательной рекомбинации [93, 94]. Согласно [95], неоднородная инжекция способствует образованию диполя на гетерограницах в деградировавших структурах. Повышение плотности тока через гетероструктуру увеличивает влияние диполя.

В [92] показано, что положение спада на кривой зависимости коэффициента инжекции от плотности тока накачки определяется эффектом увеличения энергии активации Mg в растворах AlGaN при увеличении мольной доли Al. При увеличении доли Al уровень Mg в p-легированном эмиттере AlGaN заглубляется [96], так что в растворе $Al_{0,15}Ga_{0,85}N$ энергия активации Mg составляет 0,25 эВ вместо 0,15 эВ в GaN.

В ряде работ [90, 93] наблюдалось повышение интенсивности электролюминесценции голубых светодиодов на основе InGaN/GaN в начальный период наработки (500–600 ч), после чего регистрировался её спад. Рост интенсивности объяснялся активацией акцепторов Mg в слое p-GaN при разрушении остаточных комплексов Mg-N под действием инжекции носителей, образующихся в процессе эпитаксиального роста гетероструктуры. Повышение плотности тока приводило к увеличению выхода люминесценции в начальный период наработки светодиодов, что свидетельствовало о более эффективном процессе активации акцепторов при увеличении плотности тока в гетероструктуре. Следующее за этим снижение выхода люминесценции гетероструктур InGaN/GaN в течение последующего времени наработки объяснялось в [93] образованием донорных дефектов при длительной инжекции

горячих электронов в квантовую яму, компенсирующих акцепторы и увеличивающих безызлучательную рекомбинацию и интенсивность жёлтой полосы дефектов.

Модель механизма образования точечных дефектов в p-n переходе светодиодных структур на основе InGaN/GaN разработана авторами [97]. Показано, что причиной деградации характеристик светодиодов является накопление точечных дефектов в активной области p-n перехода в результате взаимодействия кристаллической решётки с горячими электронами. Горячие электроны образуются в компенсированном слое p-n перехода, когда в нём возникает сильное дрейфовое электрическое поле при прямом смещении. В таком режиме наблюдается отклонение ВАХ от экспоненты и снижение внешнего квантового выхода из-за электрических потерь на участке дрейфового поля в компенсированном слое.

В [98] свойства светодиодов рассматриваются на основе модели неравномерного распределения состава $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ в активной области гетероструктуры. Согласно данной модели, светодиод представляет собой совокупность параллельно включенных микродиодов, имеющих одинаковые параметры широкозонных n-GaN и p-GaN эмиттеров, но отличающихся друг от друга содержанием In в квантовых ямах (Рисунок 1.4). Площади микродиодов с различным содержанием индия (x) в квантовых ямах в первом приближении могут быть описаны гауссовским распределением относительно средних значений $x = 0,2$ для синих светодиодов. Данная модель позволила установить связь между изменениями суммарных характеристик всей структуры и отдельных её составляющих.

При длительной работе синих светодиодов деградация величины светового потока экспоненциально зависит от плотности тока [98]:

$$\Phi(t) = \Phi_0 \cdot e^{-J \cdot b \cdot t}, \quad (1.6)$$

где $\Phi(t)$ – световой поток (лм) через время наработки t (ч), Φ_0 – начальный световой поток (лм), J – плотность тока ($\text{А}/\text{см}^2$), b – коэффициент, описывающий скорость деградации ($\text{см}^2/(\text{А}\cdot\text{ч})$).

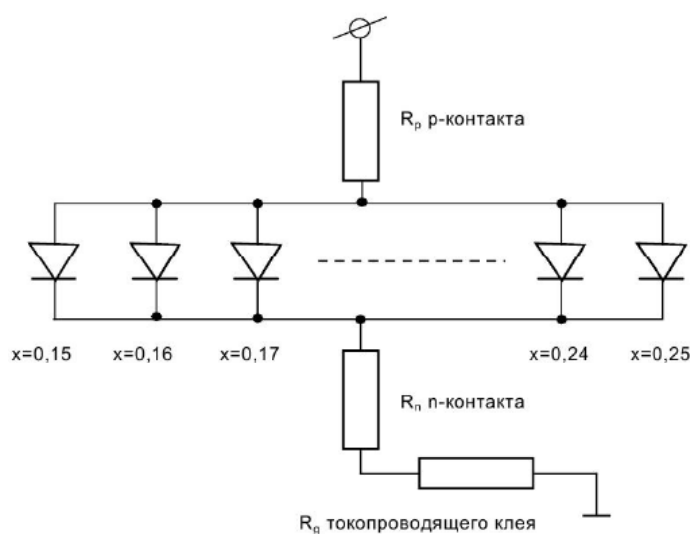


Рисунок 1.4 – Электрическая модель светодиода [98]

Области с малыми значениями $x = 0,15 \dots 0,17$ в наибольшей степени подвержены деградации, так как через них протекают токи с большой плотностью. В результате спектры люминесценции смещаются в длинноволновую область, поскольку в процессе наработки более коротковолновая часть спектрального распределения деградирует быстрее.

В [95] образование каналов утечек тока на начальной стадии деградации светодиодов связывают с электрической активностью остаточных примесей. Подтверждением служит корреляция ВАХ светодиодов до и после деградации, свидетельствующая о том, что дефекты, генерируемые в процессе деградации на гетерограницах, характеризуются теми же уровнями энергии, что и до деградации.

В [99] отмечается, что существенное влияние на электрические и люминесцентные характеристики светодиодов могут оказывать микронеоднородности, образовавшиеся в гетероструктурах на основе InGaN/GaN при эпитаксиальном росте. Нарушения пространственной однородности электрооптических характеристик в слоях гетероструктуры могут быть

скрытыми, т. е. не связанными с видимыми нарушениями однородности микрорельефа. Электрические неоднородности проявляются как встроенные электрические барьеры, дефекты искусственно выращенных р-п переходов, пространственные флуктуации высоты искусственного потенциального барьера. Люминесцентные неоднородности гетероструктур наблюдаются в виде локальных изменений квантового выхода и вариаций спектрального состава излучения. Наличие в базовых слоях GaN фигур роста, межблочных границ и границ зерен, точечных макродефектов и «булавочных проколов», механических трещин, областей стока точечных микродефектов и локализации дислокаций, пространственных флуктуаций глубины квантовых ям и подобных неоднородностей различной физической природы может оказаться основным фактором, определяющим рабочие характеристики и полезный выход оптоэлектронных приборов.

Авторы [100] также полагают, что деградация гетероструктур InGaN/GaN возникает на участках, где уже существуют дефекты. На рисунке 1.5 (а) показано распределение свечения на поверхности светодиода при обратном смещении тока. Наблюдаемые пятна люминесценции представляют собой предпочтительные пути для утечки тока проводимости, их расположение коррелирует с наличием структурных дефектов. После выхода из строя светодиод вел себя как при коротком замыкании. Место отказа отмечено стрелкой на рисунке 1.5 (b), его положение соответствует локализации одного из эмиссионных пятен, показанных на рисунке 1.5 (a).

В ряде работ [101-104] рассмотрены вопросы деградации светодиодов под действием быстрых нейтронов и гамма-квантов. Процессы деградации светодиодов существенно зависят от величины флюенса нейтронов [101]. При низких значениях флюенса нейтронов инициируется радиационная перестройка имеющихся дефектов и их комплексов в активной области светодиодов, например, комплексов Mg-H [102]. Это приводит к введению ограниченного числа центров безызлучательной рекомбинации. Большие значения флюенса нейтронов вызывают появление новых радиационных дефектов в

светоизлучающих структурах. Дegradaция светодиодов при облучении гамма-квантами ^{60}Co происходит по идентичному механизму [103, 104] и обусловлена введением центров безызлучательной рекомбинации в активную область.

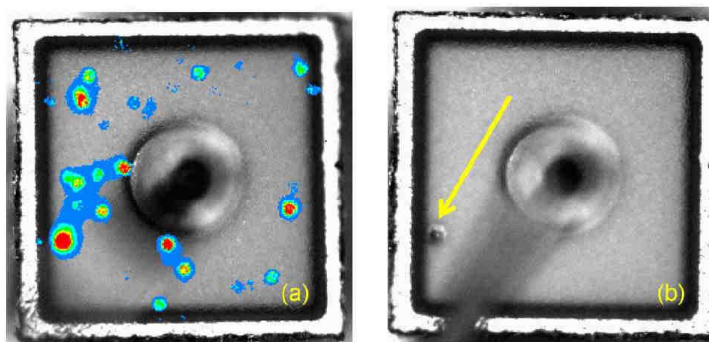


Рисунок 1.5 – Фотографии светодиода площадью $290 \times 290 \text{ мкм}^2$, полученные с помощью спектрозональной эмиссионной микроскопии при токе смещения минус 120 мА/см^2 (а) и эмиссионной микроскопии после отказа из-за электростатического разряда (b) [100]

В [101, 103] отмечается, что на начальном этапе деградиационного процесса наложение внешних и встроенных электрических полей приводит к снижению скорости деградации за счёт разделения электронно-дырочных пар, генерируемых ионизирующим излучением. Появление новых радиационных дефектов становится возможным при более высоких уровнях воздействия. На следующем этапе деградиационного процесса наложение внешних и встроенных электрических полей приводит к ускорению деградиационного процесса. При этом термический отжиг практически исключен, поскольку температура активной области светодиода не превышает $30 \text{ }^\circ\text{C}$, а выдержка в рабочем (активном) режиме питания диодов после облучения в течение достаточно длительного времени не приводит к заметным изменениям мощности излучения.

Изучение влияния низкоэнергетических электронов на электрофизические свойства гетероструктур InGaN/GaN до их установки в светоизлучающий прибор также позволило глубже понять основные механизмы деградации данных материалов. Хотя пространственное распределение неравновесных носителей заряда не идентично распределению, возникающему при возбуждении

светодиодов током инжекции, основные механизмы изменения свойств гетероструктур в результате такого воздействия в обоих случаях подобны [105]. Облучение гетероструктур пучком низкоэнергетических электронов обычно осуществляют в сканирующем электронном микроскопе с энергией электронов $\sim 10 - 40$ кэВ, что на несколько порядков ниже пороговой энергии образования собственных точечных дефектов. Тем не менее, в структурах с множественными КЯ InGaN/GaN под воздействием таких электронов с подпороговыми энергиями возникают существенные изменения электрических и оптических свойств [65, 105-108]. Наблюдается изменение, как интенсивности, так и спектрального положения полос люминесценции (Рисунок 1.6) [105-107].

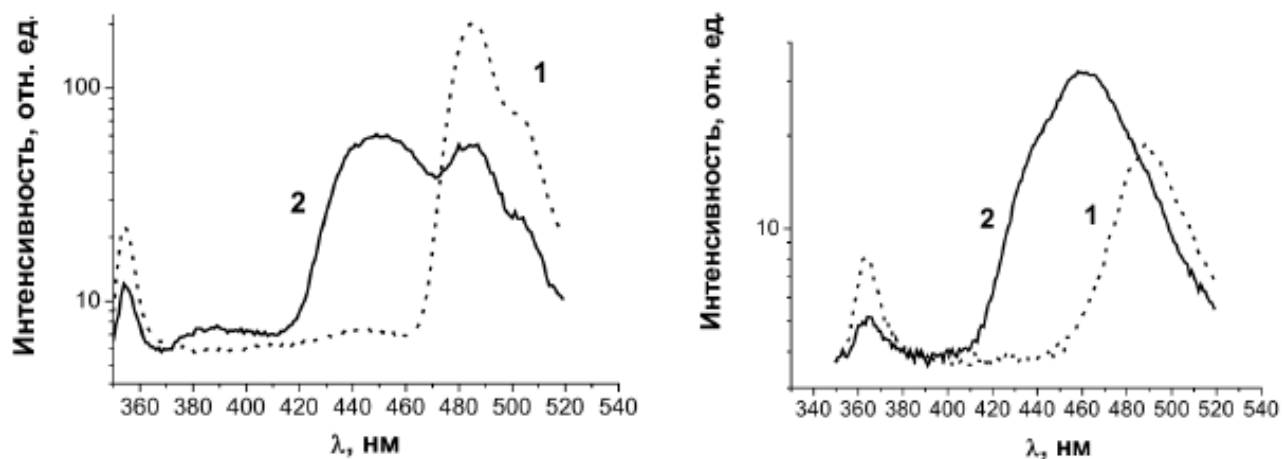


Рисунок 1.6 – Спектры КЛ гетероструктуры InGaN/GaN до (1) и после (2) облучения электронным пучком с энергией 10 кэВ при 90 К (слева) и 295 К (справа) [105]

В [105] отмечается, что интенсивность КЛ гетероструктуры сначала быстро возрастала и становилась в несколько раз больше, чем интенсивность излучения необлученной структуры, а затем медленно спадала. Облучение электронным пучком привело к появлению одной или нескольких новых полос люминесценции в высокоэнергетической области по сравнению с положением исходной полосы, связанной с квантовыми ямами. Зависимость интенсивности новых полос излучения от энергии пучка была аналогична зависимости интенсивности полосы излучения, связанной с квантовыми ямами, что позволяет

связывать появившиеся полосы излучения с множественными квантовыми ямами [105-107].

Авторы [105] пришли к выводу, что даже при самой маленькой дозе облучения заметно падает эффективная скорость рекомбинации электронов в р-области, что может быть связано с распадом комплексов Mg-H и пассивацией водородом различных центров рекомбинации электронов. В результате облучения повышается интенсивность люминесценции, связанной со слоем р-GaN, и эффективная концентрация доноров в активной области [106, 107].

Наблюдаемые изменения также связывают с диффузией In, собственных точечных дефектов и примесей [105, 108], стимулированной облучением низкоэнергетическими электронами. При этом в квантовых ямах формируются кластеры с содержанием In, отличным от его содержания в других областях квантовой ямы. В предположении, что сдвиг полосы КЛ определяется изменением состава InGaN, изменения состава должны достигать 4-5%.

Для облученных низкоэнергетическими электронами гетероструктур наблюдается более слабая температурная зависимость интенсивности КЛ квантовых ям [65]. Предполагается, что электронное облучение способствует локальной (вблизи протяжённых дефектов) релаксации напряжений, обусловленных несоответствием параметров решеток InGaN и GaN. Процесс релаксации связывают с образованием и перераспределением точечных дефектов. Увеличение дозы облучения вызывает рост областей с релаксацией напряжений. Как следствие, полоса излучения КЯ не смещается монотонно с дозой облучения, а формируется новая полоса, дополнительно к наблюдаемой изначально. Оценить влияние перераспределения «запасенных» в структуре дефектов, способствующих релаксации напряжений, на скорость рекомбинации оказалось затруднительным. Наблюдаемое уменьшение интенсивности КЛ при высоких дозах облучения может быть связано как с формированием новых центров безызлучательной рекомбинации, так и с образованием углеродной пленки на поверхности образца при его облучении и поэтому не может рассматриваться как доказательство генерации точечных дефектов [65].

В [109] структуры на основе InGaN-квантовых ям облучались электронным пучком с энергией, варьируемой в диапазоне 5 – 20 кэВ. Отмечается, что чем ниже кинетическая энергия электронного пучка, тем больше приповерхностных повреждений КЯ возникает при облучении образцов. Проведенные в [109] расчеты показали, что при низкой энергии электронного пучка его энергия сильнее поглощается в поверхностной области.

1.3.2 Катастрофическая деградация лазерных гетероструктур на основе InGaN/GaN

Катастрофическая деградация лазерных гетероструктур на основе InGaN/GaN при оптической накачке с длительностью импульса 8 нс приводит к разрушению, как правило, не зеркал, а активной области резонаторов [110]. При этом наблюдается образование дефектных участков с низкой эффективностью люминесценции в виде тёмных пятен. Причину формирования этих разрушений связывают с высокой плотностью мощности собственного лазерного излучения.

В [111] высказано предположение о том, что разрушению в наибольшей степени подвержены узкозонные участки активной области лазерных гетероструктур с повышенной концентрацией In. В этих местах происходит поглощение собственного лазерного излучения. В результате спектры ФЛ после начала деградации гетероструктур смещаются в коротковолновую область, а интенсивность люминесценции резко падает (Рисунок 1.7).

Авторы [112] предположили, что деградация лазерных гетероструктур InGaN/GaN происходит по следующему механизму: собственное излучение лазера поглощается некоторыми дефектами, случайно распределёнными в объёме материала, выделяющееся при этом тепло успевает рассеиваться при небольшой плотности мощности собственного излучения. Однако при достижении определённого её уровня нагрев оказывается достаточно сильным, чтобы активизировать дополнительные центры безызлучательной рекомбинации и/или локально сузить запрещённую зону материала, что приводит к

дополнительному поглощению и выделению тепла. Возникшая положительная обратная связь и приводит к быстрому чрезмерному разогреву вплоть до расплавления материала и распространению повреждения, главным образом вдоль оси резонатора (Рисунок 1.8). Деградировавшие таким образом области вносят оптические потери, подавляющие генерацию.

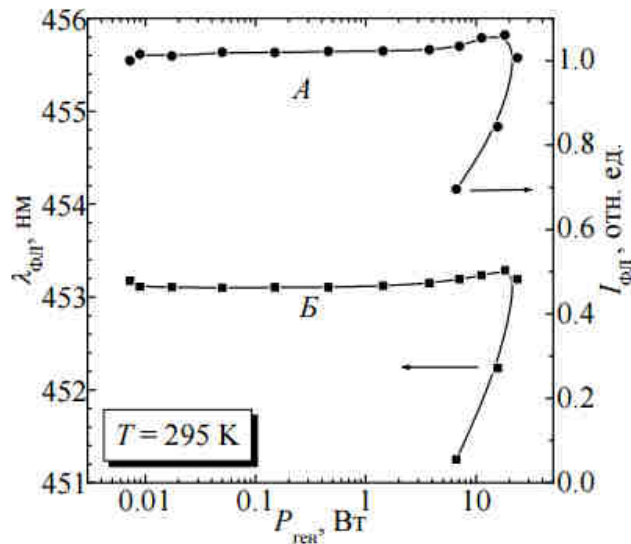


Рисунок 1.7 – Интегральная интенсивность (А) и положение спектра ФЛ (Б) лазера на основе InGaN/GaN в зависимости от его выходной мощности, измеренные при $I_{\text{возб}} < I_{\text{пор}}$ [111]

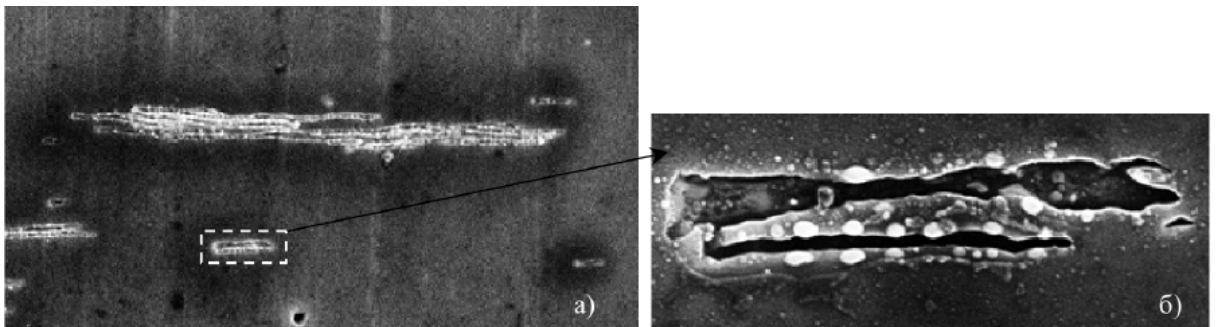


Рисунок 1.8 – Разрушения в активной области катастрофически деградировавшей гетероструктуры на основе множественных КЯ InGaN/GaN. Высота левого рисунка – 20 мкм, правого – 1,5 мкм [112]

Оптическая прочность эпитаксиальных структур на основе GaN при облучении фемтосекундными лазерными импульсами с длиной волны генерации лазеров на их основе исследована в [113]. Величина порога разрушения

составила 20 ТВт/см^2 при облучении лазерными импульсами с длиной волны 400 нм , что намного превышает рабочие интенсивности светового потока, реализуемые при работе лазера с той же активной средой. Следовательно, GaN имеет очень высокую устойчивость к оптическому разрушению под действием фемтосекундных лазерных импульсов и интенсивностей $\sim 10^{13} \text{ Вт/см}^2$, при этом признаки теплового распада не наблюдались.

При тех же параметрах режима лазерного облучения, что и для GaN, в [113] были определены пороги разрушения других прозрачных материалов, таких как сапфир (Al_2O_3) и стеклообразный SiO_2 . Экспериментально установлено, что интенсивность лазерного облучения на пороге поверхностного повреждения вышеперечисленных материалов под действием единичных импульсов (150 фс , 400 нм) растет пропорционально ширине запрещённой зоны в степени $3,1 - E_g^{3,1}$.

Выводы по главе 1

1. Высокоэнергетические СЭП ($j \geq 1 \text{ А/см}^2$) благодаря своим уникальным характеристикам, позволяющим изучать явления в твёрдых телах, которые не наблюдаются при облучении слаботочными электронными пучками ($j \leq 10^{-5} \text{ А/см}^2$), нашли широкое применение в области исследования люминесцентных и радиационно-физических свойств макрокристаллов полупроводников и диэлектриков. Однако на момент постановки задач диссертационной работы СЭП не применялись для разностороннего исследования люминесцентных свойств и радиационной стойкости тонкоплёночных полупроводниковых гетероструктур на основе квантоворазмерной активной области InGaN/GaN, в связи с чем, первостепенной задачей в данной работе является выяснение возможности использования такого источника возбуждения для люминесцентных исследований гетероструктур InGaN/GaN.

2. Несмотря на многочисленные работы по исследованию опико-электронных характеристик гетероструктур на основе InGaN-КЯ, наблюдается недостаток данных по механизмам излучательной рекомбинации в этих материалах. Большое количество работ посвящено изучению люминесцентных характеристик гетероструктур, уже собранных в светоизлучающие приборы. Практически отсутствуют разносторонние исследования одних и тех же образцов гетероструктур InGaN/GaN, что является важным, учитывая существенное влияние особенностей роста на свойства структур, приводящее к сильной зависимости их излучательных и электрических параметров от технологических режимов. Комплексное исследование люминесцентных характеристик гетероструктур InGaN/GaN, выращенных в различных технологических условиях, при использовании разных источников возбуждения, в первую очередь СЭП, обеспечивающих варьирование уровня возбуждения в широком диапазоне, является актуальной задачей как для понимания механизмов излучательной рекомбинации в данных материалах, так и изучения особенностей взаимодействия СЭП с тонкоплёночными светоизлучающими наногетероструктурами.

3. На сегодняшний день процессы деградации гетероструктур на основе InGaN/GaN, являющихся основой светоизлучающих диодов и лазеров, можно охарактеризовать как малоизученные, при этом однозначная трактовка механизмов данного процесса отсутствует. В связи с чем актуальной задачей видится получение дополнительных экспериментальных и теоретических данных в этой области. На момент начала диссертационной работы вопросы изучения особенностей и механизмов разрушающего воздействия СЭП на структуры на основе GaN в литературе не освещались, их исследование позволит глубже понять процессы деградации данных материалов в мощных оптоэлектронных приборах.

Глава 2. Исследуемые образцы и методика эксперимента

2.1 Образцы для исследования

В качестве исследуемых образцов использовались светодиодные гетероструктуры на основе квантоворазмерной активной области InGaN/GaN, эпитаксиальные слои GaN с различным содержанием пронизывающих дислокаций и сапфировая подложка Al₂O₃ (без нанесённых слоёв гетероструктуры). Исследуемые материалы выращены в различных технологических условиях на предприятиях, расположенных в России, Германии и Тайване. В рамках данной работы образцам присвоены условные обозначения: ГС-1 – ГС-7 для гетероструктур на основе InGaN/GaN и GaN-1 – GaN-4 для эпитаксиальных слоёв нитрида галлия с разной плотностью дислокаций.

2.1.1 Гетероструктуры на основе квантоворазмерной активной области InGaN/GaN

Гетероструктуры на основе InGaN/GaN выращены методом металлоорганической газофазной эпитаксии на сапфировых подложках Al₂O₃ с ориентацией [0001]. Все исследуемые структуры предназначены для изготовления синих светоизлучающих диодов. На рисунке 2.1 показана общая схема образцов. Подробная структура образцов ГС-1 – ГС-4 приведена в таблице 2.1.

Как видно из таблицы 2.1, исследуемые гетероструктуры имеют различный дизайн активной области и отличаются плотностью пронизывающих дислокаций. Кроме того, образцы ГС-1 и ГС-2 имеют текстурированную поверхность сапфировой подложки. Микрорельеф на границе сапфир-гетероструктура снижает влияние эффекта полного внутреннего отражения на

выход излучения из гетероструктуры благодаря рассеянию света на микровыступах и микропадинах [114], а также способствует уменьшению плотности дислокаций в слое GaN, выращиваемом непосредственно на сапфировой подложке [115].

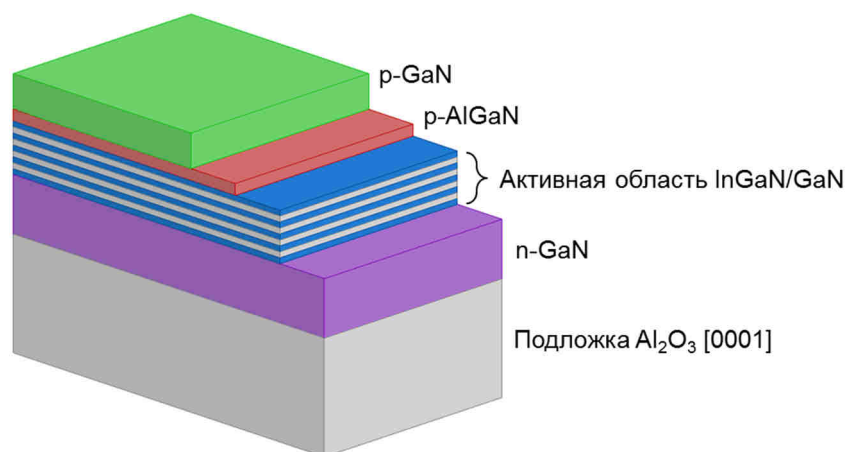


Рисунок 2.1 – Общая схема исследуемых гетероструктур на основе квантоворазмерной активной области InGaN/GaN

Таблица 2.1 – Структура образцов ГС-1 – ГС-4

Обозначение образца	Толщина слоёв образца					Плотность дислокаций, см ⁻²
	Al ₂ O ₃	n-GaN	Активная область	p-AlGaN	p-GaN	
ГС-1	400 мкм	4 мкм	10 КЯ In _{0,14} Ga _{0,86} N/GaN: InGaN ~2 нм; GaN ~15 нм.	30 нм	200 нм	(1-5) · 10 ⁷
ГС-2	400 мкм	4 мкм	Короткопериодные сверхрешётки с толщинами слоёв ~1 нм. Общая толщина активной области 100-150 нм.	15 нм	100 нм	(1-5) · 10 ⁸
ГС-3	400 мкм	3 мкм	1 КЯ In _{0,12} Ga _{0,88} N/GaN: InGaN ~2,5 нм, GaN ~10 нм.	20 нм	140 нм	(1-5) · 10 ⁹
ГС-4	400 мкм	3 мкм	7 КЯ In _{0,12} Ga _{0,88} N/GaN: InGaN ~2,5 нм, GaN ~10 нм.	20 нм	140 нм	(1-5) · 10 ⁹

Для образцов ГС-5 – ГС-7 отсутствовала подробная информация о толщине слоёв и дизайне активной области. Их общая структура соответствует схеме, представленной на рисунке 2.1. Активная область данных образцов состоит из множественных квантовых ям и барьеров InGaN/GaN.

2.1.2 Эпитаксиальные слои GaN с разной плотностью дислокаций

Для изучения влияния плотности пронизывающих дислокаций на особенности свечения и разрушения слоёв нитрида галлия под действием СЭП использовались образцы GaN-1 – GaN-4. На рисунке 2.2 показана общая схема исследуемых структур. В таблице 2.2 приведены предоставленные производителем сведения о содержании дислокаций в образцах, полученные путём подсчета ямок травления (погрешность измерения 10 %).

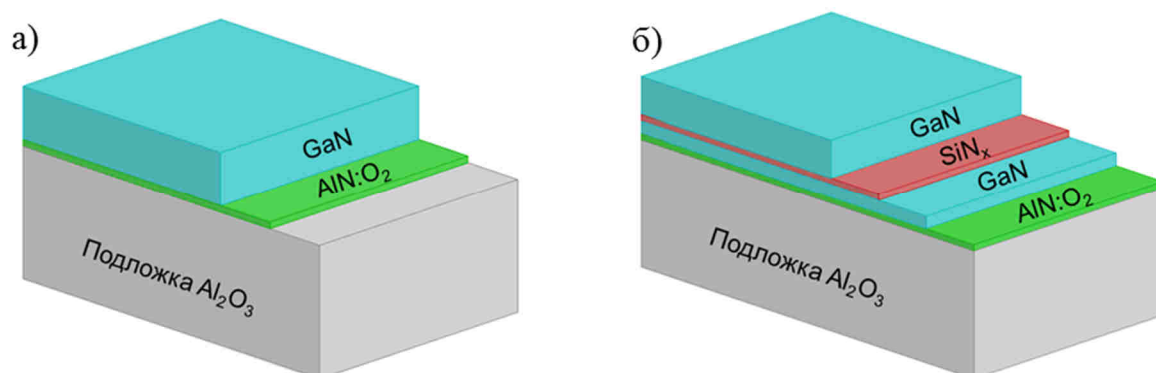


Рисунок 2.2 – Структура исследуемых образцов эпитаксиальных слоёв GaN, выращенных на сапфировых подложках: а) GaN-1, б) GaN-2 – GaN-4

Таблица 2.2 – Плотность дислокаций в образцах GaN-1 – GaN-4

Обозначение образца	GaN-1	GaN-2	GaN-3	GaN-4
Время осаждения SiN _x , с	0	120	150	180
Плотность дислокаций, см ⁻²	$2,0 \cdot 10^9$	$7,6 \cdot 10^8$	$4,8 \cdot 10^8$	$2,6 \cdot 10^8$

Осаждение слоёв в образцах GaN-1 – GaN-4 проводилось методом металлоорганической газофазной эпитаксии на сапфире с ориентацией [0001].

Вначале на подложку наносился зародышевый слой $\text{AlN}:\text{O}_2$ (~ 20 нм), затем осаждался непосредственно слой GaN. Получение слоёв GaN с разной плотностью дислокаций осуществлялось путём варьирования времени осаждения промежуточного слоя SiN_x . Введение SiN_x в дизайн структуры позволяет уменьшить содержание пронизывающих дислокаций в слоях нитрида галлия, т.к. данный слой действует в роли самоорганизующейся маски, способствующей скреплению дислокации. Толщина слоя нитрида галлия в образце GaN-1 составила 2,4 мкм, а в образцах GaN-2 – GaN-4 – 1,8 мкм (включая промежуточный слой SiN_x).

2.2 Методика эксперимента

Для экспериментальных исследований использовались следующие методы: катодо- и фотолюминесцентная спектрометрия с наносекундным временным разрешением, измерение спектров пропускания и возбуждения, интегральных (за импульс возбуждения) спектров люминесценции, низкотемпературные измерения спектров излучения, фотографирование спектров люминесценции и микрофотографирование распределения остаточных разрушений и люминесценции образцов. Все измерения проводились на аттестованном оборудовании при выполнении требуемой калибровки приборов и юстировки оптических трактов. Рассмотрим подробнее применяемые методики эксперимента.

2.2.1 *Время-разрешённая люминесцентная спектрометрия*

Сущность применяемого метода время-разрешённой люминесцентной спектрометрии заключается в измерении спектрально-кинетических характеристик люминесценции исследуемых образцов в широком временном диапазоне после возбуждения наносекундным импульсом радиации [30]. Данная методика широко используется для исследования и диагностики различных

конденсированных сред [31, 116, 117], в том числе гетероструктур на основе нитридов III группы [118-120].

Для измерения спектрально-кинетических характеристик люминесценции образцов при облучении СЭП использовался импульсный оптический спектрометр с длительностью импульса возбуждения 2–15 нс, временным разрешением 15 нс и временным диапазоном измерений – 10^{-8} – 10^1 с.

Блок-схема экспериментальной установки представлена на рисунке 2.3. В состав измерительной системы входят: источник возбуждения люминесценции – ускоритель электронов на основе ГИН-600 (либо N_2 -лазер); измерительная ячейка для размещения исследуемого образца; кварцевая линза; дифракционный монохроматор МДР-23; фотоэлектронный умножитель ФЭУ-84; осциллограф Tektronix DPO 3034, связанный с компьютером; блок питания ФЭУ; пульт управления; блок синхронизации, обеспечивающий срабатывание отдельных элементов системы в требуемой последовательности.

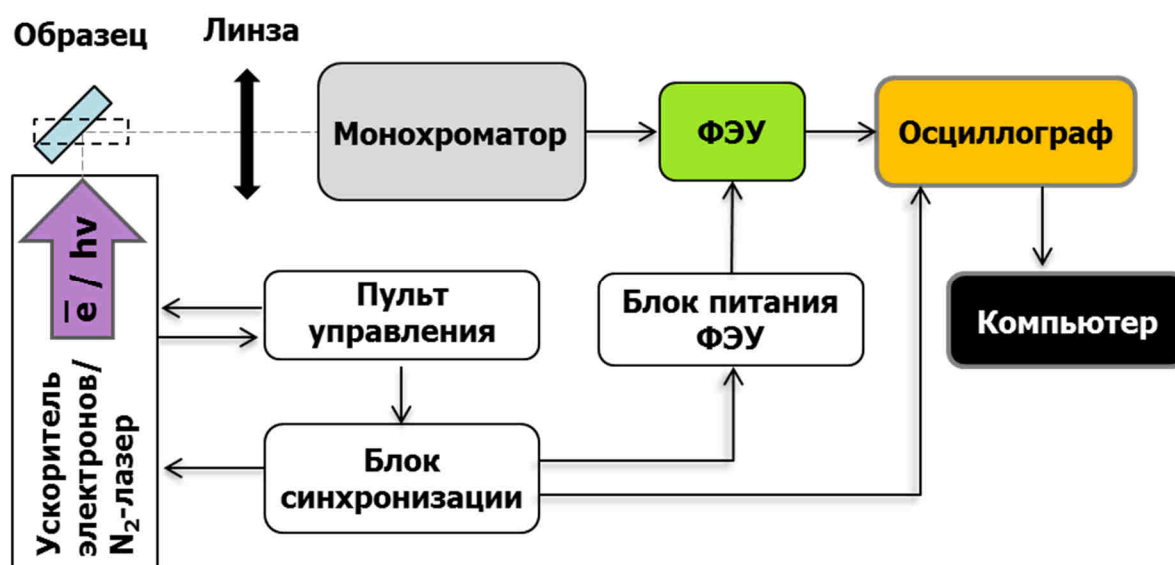


Рисунок 2.3 – Блок-схема люминесцентных измерений с временным разрешением при возбуждении образцов СЭП либо N_2 -лазером

СЭП формировался малогабаритным импульсным ускорителем электронов прямого действия, состоящим из генератора импульсных напряжений ГИН-600, выполненного по схеме Аркадьева-Маркса, нагруженного на вакуумный диод [5]. Генератор импульсных напряжений (ГИН) состоит из 8 ступеней,

собранных в колонну. Каждая ступень ГИНа представляет собой два соединённых последовательно конденсатора К-15-10 с ёмкостью 4700 пФ и рассчитана на рабочее напряжение до 60 кВ. На выводах каждой ступени ГИНа закреплены электроды, через которые коммутируется ток между ступенями. ГИН конструктивно размещен в заполненной азотом металлической трубе с давлением газа $(6 \div 10) \cdot 10^5$ Па.

Измерение энергии СЭП в месте потенциального расположения исследуемых образцов осуществлялось тремя независимыми методами: акустическим, калориметрическим и радиационно-химическим. Акустический метод основан на преобразовании механических напряжений, возникающих в пьезоэлектрическом кристалле под действием импульса СЭП, в электрический сигнал. В калориметрическом методе энергия СЭП оценивалась по величине термоЭДС, регистрируемой термопарой, контактирующей с алюминиевым поглотителем электронного пучка. Суть радиационно-химической дозиметрии ионизирующего излучения [121] заключалась в определении концентрации ионов нитрита NO_2^- , имеющих постоянный радиационно-химический выход ($G = 1,6$ ионов на 100 эВ поглощенной энергии), образовавшихся в спрессованных таблетках поликристаллического нитрата калия (KNO_3) при облучении СЭП. Погрешность определения энергии СЭП с помощью перечисленных методов не превышает 10 %. Полученные разными способами значения энергии СЭП согласуются между собой.

Основные параметры электронного пучка, формируемого с помощью импульсного ускорителя электронов на основе ГИН-600, приведены в таблице 2.3. В последующих главах при описании условий возбуждения исследуемых гетероструктур СЭП используется величина плотности энергии пучка электронов, падающей на образец и измеряемой в Дж/см². Варьирование плотности энергии СЭП осуществлялось за счёт изменения расстояния от анода электронного ускорителя до поверхности исследуемого образца, а также путём использования набора диафрагм с разными диаметрами отверстия, устанавливаемых на выходе пучка электронов из ускорителя.

Используемый ускоритель электронов обладает высокой стабильностью параметров формируемого пучка. Разброс значений энергии СЭП от импульса к импульсу не превышает 5 – 7 %, а погрешность измерения интенсивности люминесценции – 10 % [116].

Таблица 2.3 – Параметры СЭП

Параметр СЭП	Значение параметра СЭП
Максимальная энергия электронов, кэВ	350
Средняя энергия электронов, кэВ	250
Длительность импульса тока электронов, нс	15
Плотность тока пучка электронов, А/см ²	0,1 ÷ 1000
Плотность энергии пучка электронов, Дж/см ²	0,005 ÷ 1

Возбуждение люминесценции исследуемых образцов СЭП проводилось со стороны эпитаксиальных слоёв структуры под углами 45° и 90° к поверхности пластины. На рисунке 2.4 представлены обе схемы облучения образцов. Стрелка « $h\nu$ » показывает направление регистрации свечения образца. При регистрации люминесценции по схеме 90° (Рисунок 2.4, б) излучение структуры беспрепятственно проходит через подложку, так как сапфир является оптически прозрачным для полос люминесценции GaN и InGaN.

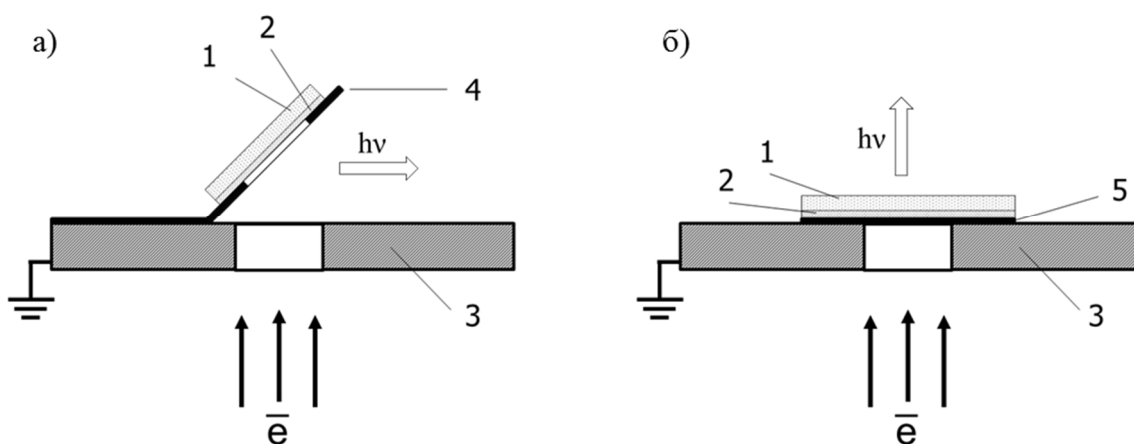


Рисунок 2.4 – Схемы облучения исследуемых образцов СЭП под углами 45° (а) и 90° (б) к поверхности пластины: 1 – сапфировая подложка; 2 – эпитаксиальные слои структуры; 3 – диафрагма-коллиматор; 4 – держатель; 5 – алюминиевая фольга

Спектрально-кинетические характеристики ФЛ измерялись с помощью того же оптического спектрометра, что при измерении КЛ (Рисунок 2.3) за исключением использования ускорителя электронов. В качестве источника возбуждения люминесценции применялся импульсный N₂-лазер, основные характеристики которого приведены в таблице 2.4. Увеличение плотности мощности оптического возбуждения от 10⁴ до 10⁶ Вт/см² осуществлялось за счёт фокусировки лазерного излучения с помощью кварцевой линзы на поверхность исследуемого образца.

Таблица 2.4 – Параметры импульсного N₂-лазера

Параметр лазера	Значение параметра
Длина волны излучения, нм	337,1
Длительность импульса, нс	4
Частота следования импульсов, Гц	10
Плотность мощности оптического возбуждения, Вт/см ²	10 ⁴ ÷ 10 ⁶

Исследование время-разрешённой люминесценции образцов проводилось при температуре 300 К в атмосферном воздухе. В общем случае, измерение спектров осуществлялось последовательной регистрацией осциллограмм изменения свечения исследуемых структур при разных длинах волн после возбуждения импульсом СЭП либо N₂-лазера. Исследуемый образец, подвергаясь интенсивному возбуждению, люминесцирует. Излучение образца линзой фокусируется на входной щели монохроматора, который выделяет свечение с заданной длиной волны. Полуширина выделенной полосы определяется обратной линейной дисперсией монохроматора, которая составляет 1,3 нм/мм для МДР-23. Преобразование оптического излучения в электрический сигнал и его усиление осуществляется с помощью ФЭУ, выбор которого обусловлен его спектральными и временными характеристиками. Далее сигнал выводится на экран осциллографа в виде кинетики затухания люминесценции. Значение сигнала определяется либо в момент возбуждающего импульса

(максимальное значение), либо через определённый промежуток времени после окончания импульса. Построенные таким образом спектры пересчитывались с учетом коэффициента чувствительности ФЭУ.

Одним из важнейших преимуществ время-разрешённой люминесцентной спектроскопии перед стационарными измерениями свечения является возможность анализировать сложные спектры люминесценции, состоящие из большого количества перекрывающихся полос, имеющих разные законы затухания свечения. Выделение отдельных полос из суммарного спектра люминесценции становится возможным при различии их характеристических времен затухания.

2.2.2 Низкотемпературные измерения спектров КЛ

Измерения спектров КЛ исследуемых образцов в диапазоне температур 15 – 300 К осуществлялись по схеме, представленной на рисунке 2.5. В состав измерительной системы входят: источник возбуждения люминесценции – ускоритель электронов на основе ГИН-600; криостат с вакуумной системой; микрокриогенная система; кварцевая линза; дифракционный монохроматор МДР-204; фотоприемник на основе ПЗС-линейки, подключенный к компьютеру.

Исследуемый образец помещали в криостат – измерительную камеру с кварцевым окном, в которой создавался вакуум с давлением остаточных газов $\sim 10^{-4}$ Па. Охлаждение образцов (до 15 К) осуществлялось с помощью промышленной микрокриогенной системы МСМР-150Н-5/20, работающей автономно по замкнутому циклу Гиффорда-МакМагона, который основан на эффекте охлаждения криоагента при расширении. Функционирование системы обеспечивается двухступенчатым микроохладителем. Температура первой ступени микроохладителя измеряется с помощью платинового термометра сопротивления МТСП-3, второй ступени – термометрическим элементом ЭЧП 180.

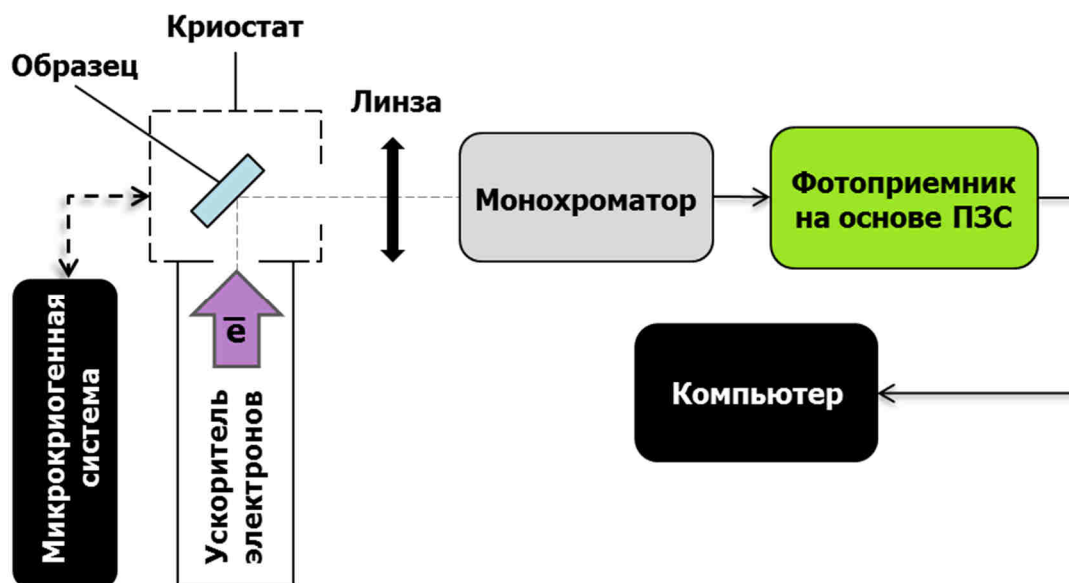


Рисунок 2.5 – Блок-схема измерения низкотемпературных спектров КЛ

Облучение образцов осуществлялось импульсным ($t = 10$ нс) СЭП с плотностью энергии $0,020 - 0,056$ Дж/см², варьируемой с помощью диафрагм, установленных на пути электронного пучка. Излучение от образца с помощью кварцевой линзы фокусировалось на входную щель монохроматора. В монохроматоре МДР-204 использовалась дифракционная решётка, имеющая 1200 штр./мм, позволяющая проводить измерения в спектральном диапазоне 200 – 1250 нм с дисперсией 2,6 нм/мм и разрешением 0,03 нм. При этом погрешность по длине волны составляла $\pm 0,5$ нм.

После монохроматора световой поток попадает на фотоприемник, выполненный на основе ПЗС-линейки. Фотоприемник устанавливается вместо выходной щели монохроматора и управляется через USB порт с помощью компьютера со специализированным программным обеспечением.

2.2.3 Измерение интегральных спектров люминесценции

Интегральные спектры люминесценции представляют собой зависимость суммарной (за время регистрации) интенсивности свечения образцов от энергии испускаемого света. Так, при возбуждении исследуемых гетероструктур на

основе квантоворазмерной активной области InGaN/GaN импульсом СЭП с длительностью $t = 15$ нс и времени регистрации 1000 мс измеренные спектры содержат суммарную интенсивность свечения, вызванного одним импульсом возбуждения. Информативность такого метода ниже по сравнению с методом время-разрешённой люминесцентной спектроскопии, так как не позволяет изучать процессы релаксации свечения после импульса возбуждения. Однако существенным преимуществом такого метода является возможность регистрации всего спектра люминесценции за один импульс возбуждения. Блок-схема измерения представлена на рисунке 2.6.



Рисунок 2.6 – Блок-схема измерения интегральных (за импульс возбуждения) спектров КЛ и ФЛ исследуемых образцов

Измерение интегральных спектров люминесценции проводилось при температуре 300 К. В качестве источников возбуждения люминесценции использовались СЭП либо импульсный N_2 -лазер. Регистрация спектров КЛ и ФЛ осуществлялась с применением высокочувствительных оптоволоконных спектрометров: AvaSpec 2048L [122], обеспечивающего возможность измерения спектра в диапазоне 340 – 1100 нм, однако имеющего невысокое спектральное разрешение (≈ 4 нм); AvaSpec DUAL [123], имеющего два канала, благодаря чему достигается высокая спектральная разрешающая способность ($\approx 1,5$ нм), позволяющая получать более точную информацию об узких и близкорасположенных линиях спектра в диапазоне 230 – 950 нм.

2.2.4 Измерение спектров возбуждения и ФЛ при облучении Хе-лампой

Измерения спектров ФЛ и возбуждения ФЛ исследуемых гетероструктур проводились на спектрофлуориметре Cary Eclipse (фирма-производитель – Agilent Technologies) в режиме флуоресценции. Технические характеристики спектрофлуориметра представлены в таблице 2.5. Данный прибор построен на основе оптики Шварцшильда с использованием двух монохроматоров Черни-Тёрнера с дифракционными решётками 30×35 мм и 1200 штр./мм.

Таблица 2.5 – Параметры спектрофлуориметра Cary Eclipse

Наименование параметра	Значение параметра
Рабочий диапазон, нм	200 – 900
Ширина щели, нм	1,5; 2,5; 5; 10; 20
Точность длин волн, нм	±1,5
Воспроизводимость длин волн, нм	±0,2

Импульсная Хе-лампа обеспечивает высокую чувствительность измерений и оказывает неразрушающее воздействие на исследуемые гетероструктуры. Частота следования импульсов Хе-лампы – 80 Гц, ширина каждого импульса на полувысоте – 2 мкс, пиковая мощность – 75 кВт. Перемещение дифракционной решётки осуществляется только при выключенной лампе. Хе-лампа производит импульс именно в момент осуществления очередных измерений. Таким образом, в процессе регистрации данных длина волны остается неизменной. Свечение гетероструктур детектировалось с помощью ФЭУ R928, который характеризуется высокой чувствительностью как в красной области спектра, так и в УФ диапазоне. Установка и мониторинг аналитических параметров спектрофлуориметра, а также обработка результатов измерения спектров ФЛ и возбуждения ФЛ исследуемых гетероструктур на основе InGaN/GaN осуществляется специализированным программным обеспечением WinFLR.

2.2.5 Измерение спектров пропускания

Спектры пропускания исследуемых образцов измерялись на автоматизированном двухлучевом сканирующем спектрофотометре СФ-256-УВИ, отдельные технические характеристики которого приведены в таблице 2.6. Спектрофотометр содержит два источника света: дейтериевую и галогенную лампы, которые переключаются автоматически. Принцип работы СФ-256-УВИ основан на измерении отношения двух световых потоков: прошедшего через исследуемый образец к прошедшему через образец сравнения [124]. При измерении спектров пропускания гетероструктур InGaN/GaN и эпитаксиальных слоёв GaN образцом сравнения являлся воздух.

Таблица 2.6 – Параметры спектрофотометра СФ-256-УВИ

Наименование параметра	Значение параметра
Спектральный диапазон, нм	190 – 1100
Погрешность по шкале длин волн, нм	1
Диапазон измерений коэффициентов пропускания, %	1 – 100
Абсолютная погрешность измерений коэффициентов пропускания, %	0,3 – 1,0

2.2.6 Фотографирование спектров КЛ гетероструктур

Фотографирование интегральных (за импульс) спектров КЛ (Рисунок 2.7) осуществлялось с помощью зеркальной цифровой фотокамеры SONY DSLR-A500 через монохроматор МДР-23. Для этого вместо выходной щели монохроматора устанавливалась фотокамера.

Одновременно с люминесценцией исследуемых гетероструктур на одном снимке регистрировалось излучение ртутной лампы, в частности линия $\lambda = 435,83$ нм. Расшифровка сфотографированных спектров проводилась, исходя из обратной линейной дисперсии монохроматора МДР-23 (1,3 нм/мм) и наличия

на фотографии спектра линии ртути с известным спектральным положением. Данный способ обеспечил возможность измерения спектров люминесценции InGaN-КЯ со спектральным разрешением 0,2 нм.

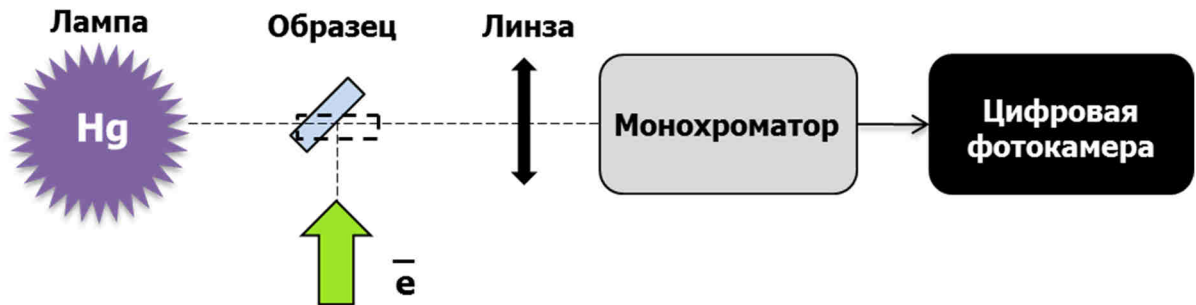


Рисунок 2.7 – Блок-схема фотографирования спектров КЛ

2.2.7 Фоторегистрация пространственного распределения свечения по поверхности образцов

Распределение люминесценции по поверхности образцов в процессе облучения СЭП регистрировалось с помощью метода оптической микроскопии и статической фотографии. Схема проведения эксперимента представлена на рисунке 2.8.

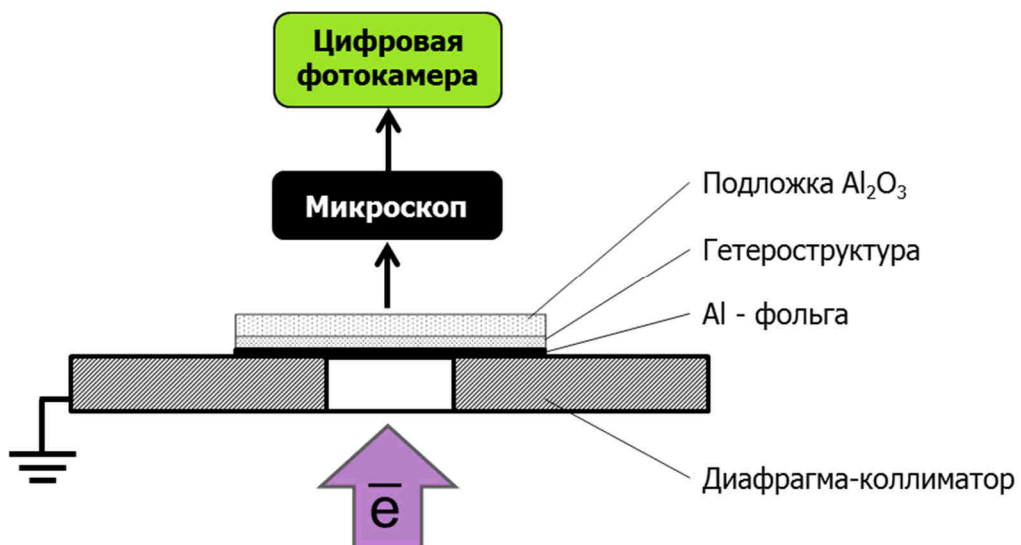


Рисунок 2.8 – Схема облучения и регистрации распределения КЛ по поверхности исследуемого образца

Облучение образцов осуществлялось со стороны эпитаксиальных слоёв гетероструктуры, нанесённых на подложку Al_2O_3 , в направлении, перпендикулярном гетерогранице, в атмосферном воздухе при температуре 300 К. Диаметр зоны облучения варьировался в диапазоне 2 – 5 мм с помощью диафрагмы-коллиматора электронного пучка. Для обеспечения однородности электрического поля на поверхности гетероструктуры использовалась алюминиевая фольга толщиной 10 мкм. Поверхность образца (со стороны подложки) в процессе облучения СЭП фотографировалась зеркальной цифровой фотокамерой SONY DSLR-A500 в режиме длительной экспозиции «Bulb» через микроскоп МБС-10 за один импульс возбуждения.

Глава 3. Особенности люминесценции гетероструктур InGaN/GaN и эпитаксиальных слоёв GaN при возбуждении СЭП

На сегодняшний день СЭП успешно применяется в качестве источника возбуждения люминесценции макрокристаллов, позволяя получить информацию о процессах излучательной рекомбинации в образцах, линейные размеры которых превышают глубину проникновения высокоэнергетических электронов. Использование СЭП наносекундной длительности для люминесцентных исследований гетероструктур с квантоворазмерными слоями могло бы расширить возможности люминесцентной диагностики данных материалов. В связи с этим, целью третьей главы является выявление закономерностей и особенностей КЛ гетероструктур InGaN/GaN и эпитаксиальных слоёв GaN при возбуждении СЭП с варьируемой плотностью энергии, которое позволит определить возможность применения СЭП для люминесцентных исследований гетероструктур с произвольным дизайном квантоворазмерной активной области (одионочная квантовая яма, множественные квантовые ямы, свёрхрешётки), а также получить дополнительную информацию об их амплитудных и спектрально-кинетических характеристиках люминесценции, важных для понимания механизмов излучательной рекомбинации в гетероструктурах InGaN/GaN и для направленной оптимизации технологии роста с целью улучшения параметров светоизлучающих устройств на их основе.

3.1 Стимулированная КЛ в гетероструктурах на основе InGaN/GaN

Облучение твёрдых тел потоком электронов приводит преимущественно к ионизации атомов и радиационным потерям. Для нерелятивистского случая ионизационные потери при прохождении электронов через вещество описываются выражением [125]:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}^e = \frac{4 \cdot \pi \cdot e^4}{m_e \cdot v^2} \cdot n \cdot Z \cdot \left[\ln \frac{m_e \cdot v^2}{2 \cdot I_{\text{ион}}} - \frac{1}{2} \cdot \ln 2 + \frac{1}{2} \right], \quad (3.1)$$

где m_e – масса электрона, v – скорость электронов, n и Z – массовое число и заряд ядер вещества, $I_{\text{ион}}$ – потенциал ионизации.

Масса электронов мала, поэтому при прохождении их через вещество имеет место преимущественно рассеяние на электронах вещества. Результатом такого рассеяния является возбуждение и ионизация атомов вещества. Глубину проникновения электронов в материал определяет плотность облучаемого твёрдого тела и плотность энергии электронного пучка. Например, при средней энергии электронов в пучке $E_{\text{ср}} = 0,3$ МэВ их пробег в алюминии составляет $R_e = 300$ мкм.

В исследуемых образцах толщина слоёв гетероструктур, выращенных на сапфировых подложках, не превышает нескольких микрон. При облучении СЭП высокоэнергетические электроны проходят все слои гетероструктуры, включая квантоворазмерную активную область InGaN/GaN, толщина которой составляет $\sim 10 \div 100$ нм, и тормозятся в основном в подложке. Полученные экспериментальные данные показывают, что спектральный состав КЛ исследуемых образцов зависит от плотности энергии СЭП [120, 126, 127], которая пропорциональна уровню возбуждения. В зависимости от условий возбуждения в спектрах люминесценции гетероструктур проявляются полосы, связанные с излучательной рекомбинацией в InGaN-КЯ, слоях GaN и подложке Al_2O_3 .

Обнаружено, что в отдельных исследуемых гетероструктурах на основе InGaN/GaN при достижении плотности энергии СЭП порогового значения наблюдается переход спонтанной люминесценции InGaN-КЯ и слоёв GaN в стимулированный режим [120, 126-128]. При этом пороговое значение индивидуально для каждого исследуемого образца и определяется предысторией гетероструктур.

Исследуемые образцы можно условно разделить на две группы по критерию величины порогового значения плотности энергии СЭП. Для гетероструктур, входящих в первую группу (ГС-1, ГС-2, ГС-5 и ГС-6), характерен относительно низкий порог перехода спонтанной КЛ квантоворазмерной активной области InGaN в режим стимулированного излучения ($H = 0,1 \div 0,2$ Дж/см² при $T = 300$ К). Для образцов во второй группе (ГС-3, ГС-4 и ГС-7) стимулированная КЛ InGaN отсутствует вплоть до верхнего значения плотности энергии СЭП ($H = 0,5$ Дж/см² при $T = 300$ К), используемого для возбуждения люминесценции исследуемых гетероструктур.

На рисунке 3.1 представлены интегральные (за импульс) спектры КЛ образцов первой и второй группы, возбуждаемых СЭП с $H = 0,25$ Дж/см². В синей области спектра в диапазоне 2,79 – 2,84 эВ наблюдается полоса, обусловленная излучательной рекомбинацией в квантоворазмерных слоях InGaN, в УФ области в диапазоне 3,28 – 3,37 эВ регистрируются полосы люминесценции, связанные с излучательной рекомбинацией в базовом слое GaN. Видно, что при данном значении H в образце ГС-1 (Рисунок 3.1, а) сформировались полосы стимулированной люминесценции как InGaN-КЯ, так и слоёв GaN; в образце ГС-5 (Рисунок 3.1, в) наблюдается стимулированная люминесценция только InGaN, при этом в его спектре присутствует полоса спонтанной люминесценции слоёв GaN; в ГС-4 и ГС-7 (Рисунок 3.1, б и г) отсутствует стимулированная люминесценция InGaN, а в спектре КЛ доминирует спонтанное излучение слоёв GaN.

Переход люминесценции InGaN-КЯ и слоёв GaN в стимулированный режим при $T = 300$ К наглядно показан на рисунке 3.2. Порог перехода спонтанной люминесценции InGaN-КЯ в стимулированный режим характеризуется появлением узкой линии излучения (FWHM ≈ 17 мэВ) на низкоэнергетическом крыле широкой синей полосы (FWHM ≈ 110 мэВ). Видно, что пороговое значение плотности энергии СЭП для ГС-1 составляет около 0,10 Дж/см², а для ГС-2 приближается к величине 0,15 Дж/см². Дальнейшее увеличение H приводит к сверхлинейному росту её интенсивности (Рисунок 3.3, а) и уменьшению

длительности импульса люминесценции. При плотности энергии $H \geq 0,3 \text{ Дж/см}^2$ наблюдается уширение полосы стимулированной КЛ InGaN (Рисунок 3.3, б).

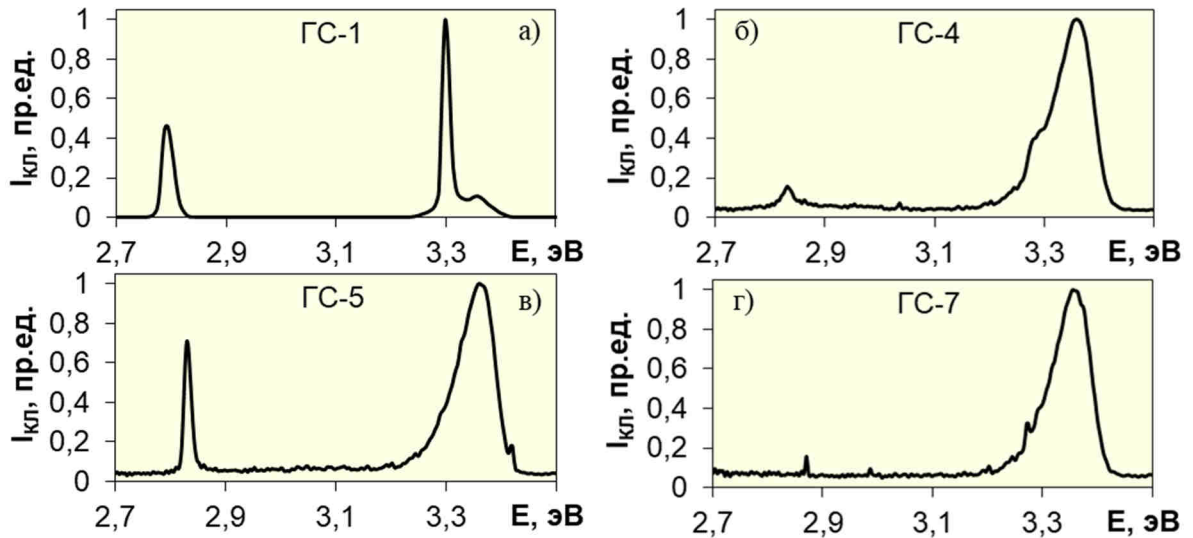


Рисунок 3.1 – Спектры КЛ образцов ГС-1 (а), ГС-4 (б), ГС-5 (в), ГС-7 (г) при облучении СЭП с плотностью энергии $H = 0,25 \text{ Дж/см}^2$

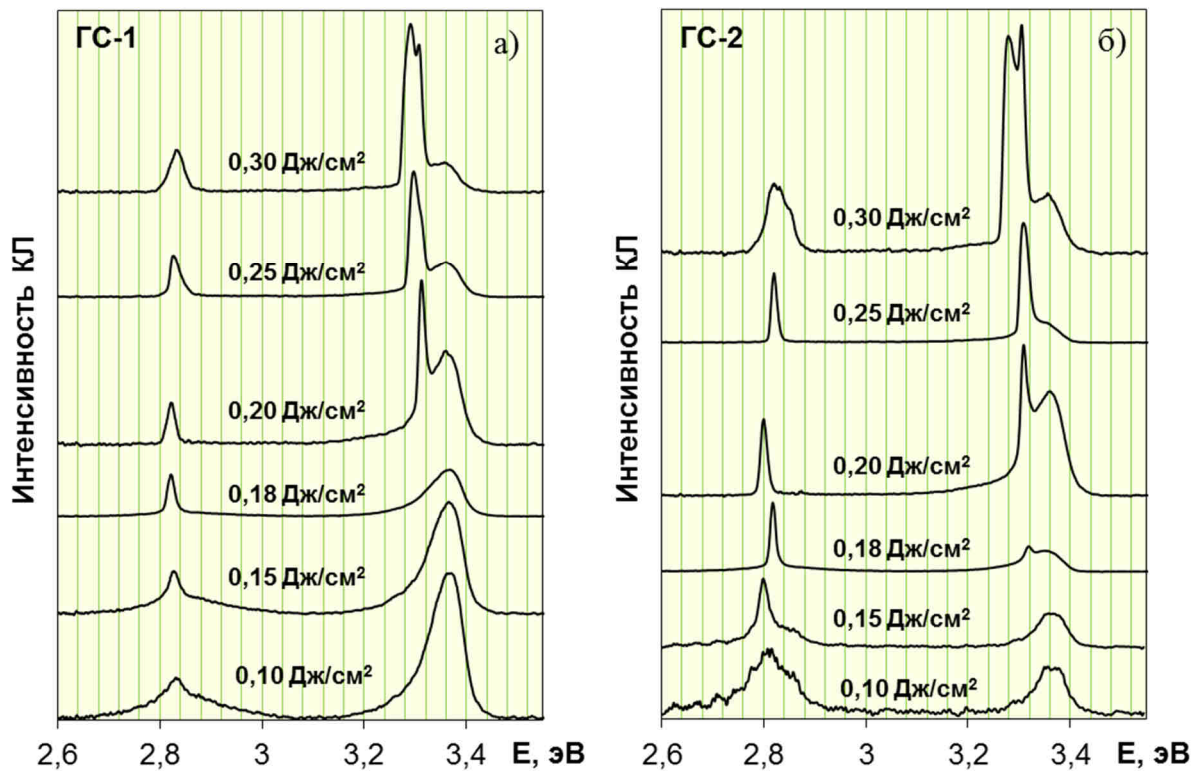


Рисунок 3.2 – Спектры КЛ образцов ГС-1 (а) и ГС-2 (б) при облучении СЭП с разной плотностью энергии, масштабированные таким образом, чтобы интенсивность КЛ полосы InGaN при всех уровнях возбуждения в рамках каждого образца была одинаковой

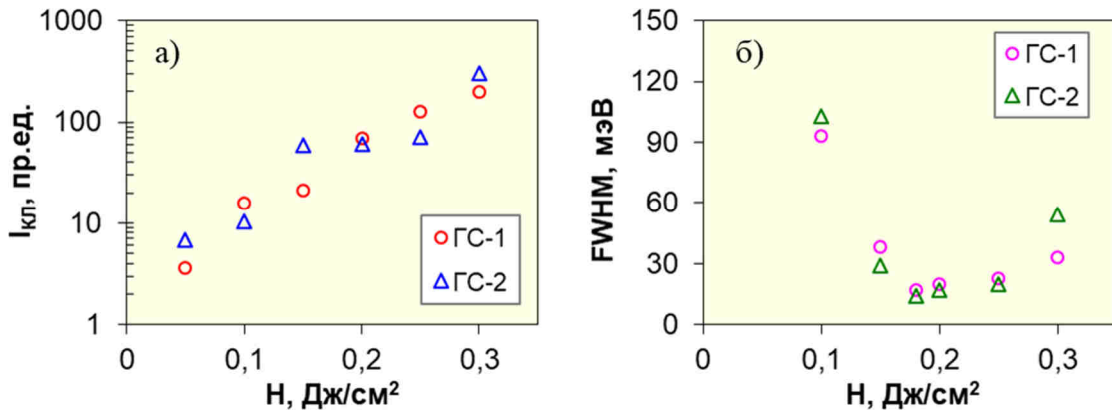


Рисунок 3.3 – Зависимость интенсивности (а) и полуширины (б) полосы КЛ InGaN-КЯ от плотности энергии СЭП в образцах ГС-1 и ГС-2

Стимулированная люминесценция InGaN-КЯ и слоёв GaN в исследуемых образцах характеризуется малым временем затухания $\tau \leq 15$ нс, не превышающим временное разрешение экспериментальной установки. Полоса стимулированного излучения базового слоя GaN также, как и InGaN-КЯ, формируется на низкоэнергетическом крыле спонтанной полосы (Рисунок 3.2). Однако стимулированная КЛ слоёв GaN имеет ряд особенностей. Во-первых, линии стимулированного излучения слоёв GaN в образцах ГС-1 и ГС-2 формируются при более высоких значениях плотности энергии СЭП ($H \approx 0,18 \div 0,20$ Дж/см²), чем для InGaN-КЯ. Во-вторых, интенсивность спонтанной полосы при 3,36 – 3,37 эВ достаточно высока, её присутствие заметно на фоне полосы стимулированной люминесценции GaN даже при значениях $H \geq 0,2$ Дж/см². В-третьих, при плотности энергии СЭП около 0,3 Дж/см² наблюдается уширение полосы стимулированного излучения GaN и появление дополнительной линии стимулированного излучения в более низкоэнергетической области, что свидетельствует о формировании дополнительного канала излучательной рекомбинации в слоях GaN.

Для исследуемых гетероструктур, имеющих текстурированную границу между сапфиром и GaN, переход в режим стимулированного излучения InGaN-КЯ сопровождается появлением светящегося «гало» вокруг зоны

возбуждения [120]. Стоит отметить, что во всех исследуемых образцах отсутствуют искусственно созданные зеркала обратной связи. Можно предположить, что механизм возникновения стимулированной КЛ в гетероструктурах InGaN/GaN при возбуждении СЭП обусловлен излучательной рекомбинацией в ЭДП, образующейся при высоких уровнях возбуждения [127], и самопроизвольным формированием обратной связи при участии граней облучаемой пластины и неоднородностей кристаллической решётки.

3.2 Флуктуации спектральных и амплитудных характеристик стимулированной КЛ в гетероструктурах InGaN/GaN

Измерение спектров КЛ исследуемых гетероструктур InGaN/GaN из разных областей пластины демонстрирует наличие флуктуаций спектрального положения, амплитуды и полуширины полосы люминесценции InGaN-КЯ, возбуждаемой СЭП [129, 130]. Причиной такого поведения является варьирование состава и толщины квантоворазмерной активной области, которое обуславливается неидеальностью технологического процесса выращивания, а также процессами разделения твёрдого раствора InGaN на фазы с различным содержанием In [56, 131]. Увеличение содержания In в активном слое приводит к усилению флуктуации потенциала в квантовых ямах [59]. Кроме того, может наблюдаться возникновение квантовых точек, «островков» и сегментированных КЯ [56, 131].

На рисунке 3.4 представлены несколько спектров КЛ образцов ГС-1 и ГС-2, измеренных из разных зон пластины при облучении СЭП с $H = 0,25$ Дж/см². Данное значение плотности энергии пучка электронов находится выше порогового значения, необходимого для перехода спонтанной люминесценции InGaN-КЯ и слоёв GaN в стимулированный режим для образцов ГС-1 и ГС-2. Флуктуации положения максимума полосы стимулированной люминесценции InGaN-КЯ в образце ГС-1 составляют 22 мэВ, для ГС-2 – 20 мэВ. При этом полуширина данной полосы изменяется в диапазоне 16 – 32 мэВ для ГС-1 и

17 – 25 мэВ для ГС-2 (Рисунок 3.5, а). Разброс значений интенсивности люминесценции КЯ из разных областей в пределах каждой гетероструктуры представлен на рисунке 3.5 (б). Зоны наблюдения были распределены равномерно по площади исследуемых образцов.

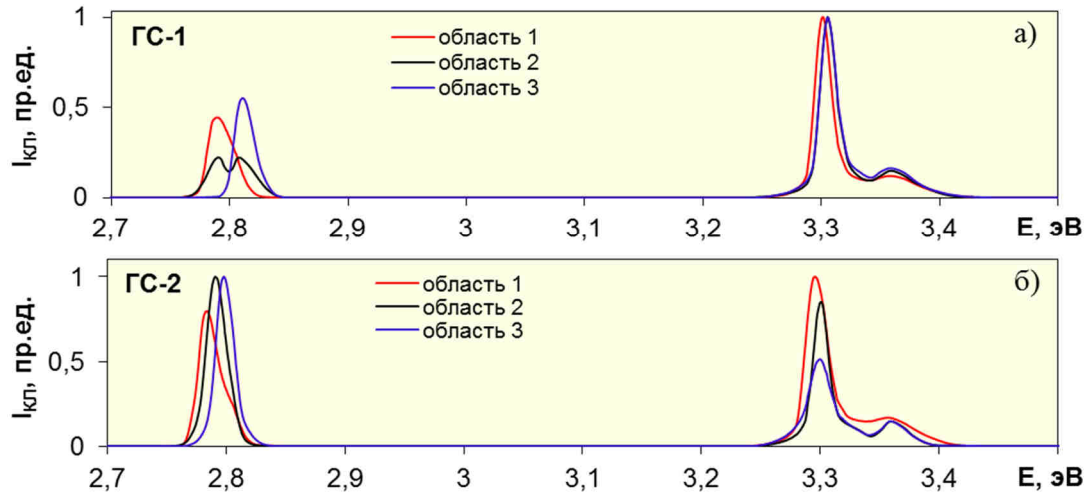


Рисунок 3.4 – Нормированные спектры КЛ ($H = 0,25 \text{ Дж/см}^2$), измеренные из разных областей гетероструктур ГС-1 (а) и ГС-2 (б)

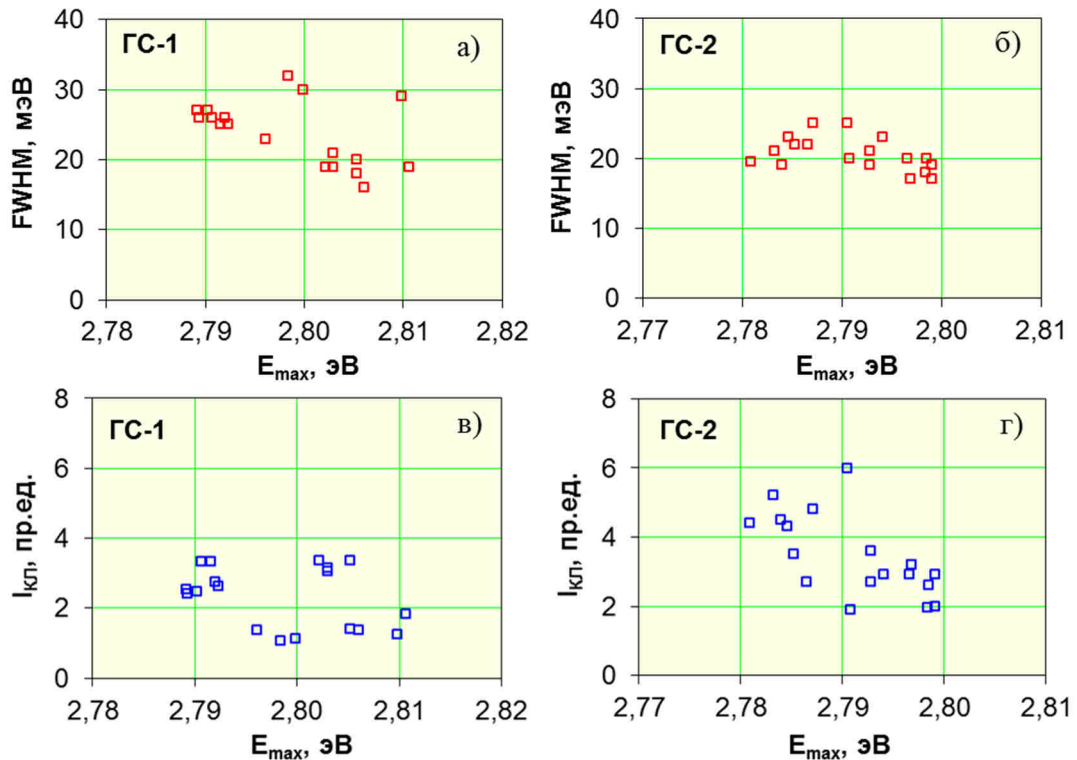


Рисунок 3.5 – Разброс значений полуширины (а, б), интенсивности (в, г) и спектрального положения полос КЛ ($H = 0,25 \text{ Дж/см}^2$) InGaN-КЯ при анализе различных областей гетероструктур ГС-1 и ГС-2

Положение максимума полосы стимулированной КЛ базового слоя GaN в УФ-области изменяется незначительно (≤ 10 мэВ) при возбуждении образцов в различных зонах пластины (Рисунок 3.4).

В отдельных областях гетероструктур наблюдается появление одновременно двух полос люминесценции InGaN-КЯ, что наглядно фиксируется при фотографировании спектров КЛ с помощью цифровой фотокамеры по методике, описанной в параграфе 2.2.6. Все спектры, представленные на рисунке 3.6, измерены в одинаковых условиях (геометрия возбуждения 90° , $T = 300$ К). Для образцов ГС-1 и ГС-2 на фотографиях спектров наблюдается относительно равномерное освещение по высоте щели монохроматора (Рисунок 3.6, а-г). Излучение образца ГС-5 имеет более сложное и неравномерное пространственное распределение (Рисунок 3.6, д). Данные отличия могут быть обусловлены особенностями дизайна многослойных структур, влияющих на вывод люминесценции из пластины и формирование определённого вида диаграммы направленности излучения.

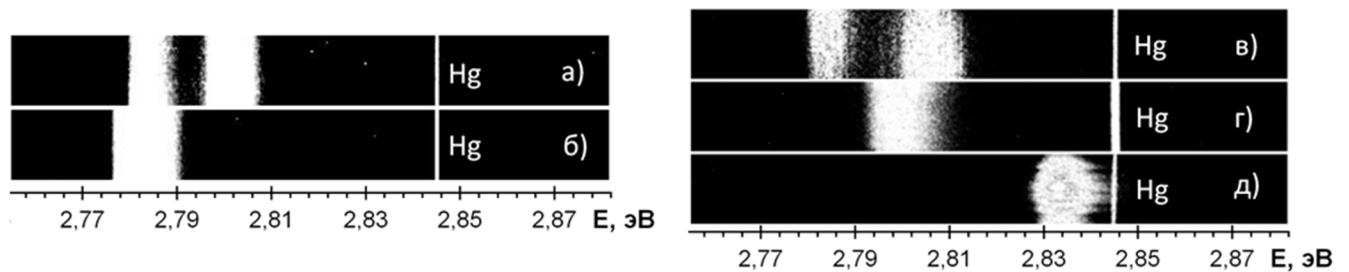


Рисунок 3.6 – Фотографии спектров стимулированной КЛ ($H = 0,25$ Дж/см²) InGaN-КЯ в образцах ГС-2 (а, б), ГС-1 (в, г) и ГС-5 (д)

Изучение стимулированной ФЛ из разных зон исследуемых гетероструктур при возбуждении N_2 -лазером, проведенное нами в [129], показало, что в спектрах ФЛ, также как и в спектрах стимулированной КЛ исследуемых образцов, зарегистрировано изменение положения максимума полосы люминесценции InGaN-КЯ на величину ≈ 22 мэВ и полуширины – в диапазоне 15 – 22 мэВ. Однако в спектрах ФЛ исследуемых образцов не наблюдались полосы люминесценции базового слоя GaN в УФ-области.

Представленные экспериментальные данные свидетельствуют о высокой чувствительности люминесцентных методов к варьированию состава и толщины квантоворазмерной активной области InGaN. Использование СЭП в качестве источника возбуждения исследуемых гетероструктур (в отличие от фотовозбуждения) позволяет получить информацию о люминесцентных характеристиках не только квантоворазмерной активной области InGaN, но и базового слоя GaN.

3.3 Низкотемпературная КЛ InGaN – квантовых ям и слоёв GaN

Изучение спектров КЛ квантоворазмерной активной области InGaN и слоёв GaN образца ГС-1 в диапазоне температур 15 – 300 К выявило следующие особенности. При облучении гетероструктуры электронным пучком с плотностью энергии $H = 0,056$ Дж/см² уменьшение температуры от 300 до 15 К приводит к высокоэнергетическому сдвигу полос излучения (Рисунок 3.7, а): InGaN – от 2,788 до 2,810 эВ, GaN – от 3,357 до 3,435 эВ. Характер смещения положения максимума данных полос КЛ отличается. Для полосы люминесценции слоёв GaN наблюдалось непрерывное перемещение в высокоэнергетическую область вплоть до $T = 15$ К. Для КЛ InGaN непрерывный высокоэнергетический сдвиг полосы продолжался до $T = 120$ К, затем до $T = 25$ К полоса переместилась в низкоэнергетическую область на величину 4 мэВ, после чего опять сместилась в высокоэнергетическую область при $T = 15$ К.

Изменение температуры от 300 до 15 К приводит к увеличению интенсивности КЛ (Рисунок 3.7, б): для GaN – в 3 раза, для InGaN – почти на порядок. Непрерывный рост интенсивности данных полос КЛ происходит вплоть до $T = 25$ К, достигая при данной температуре пикового значения. При дальнейшем снижении температуры до $T = 15$ К наблюдается небольшое понижение интенсивности КЛ.

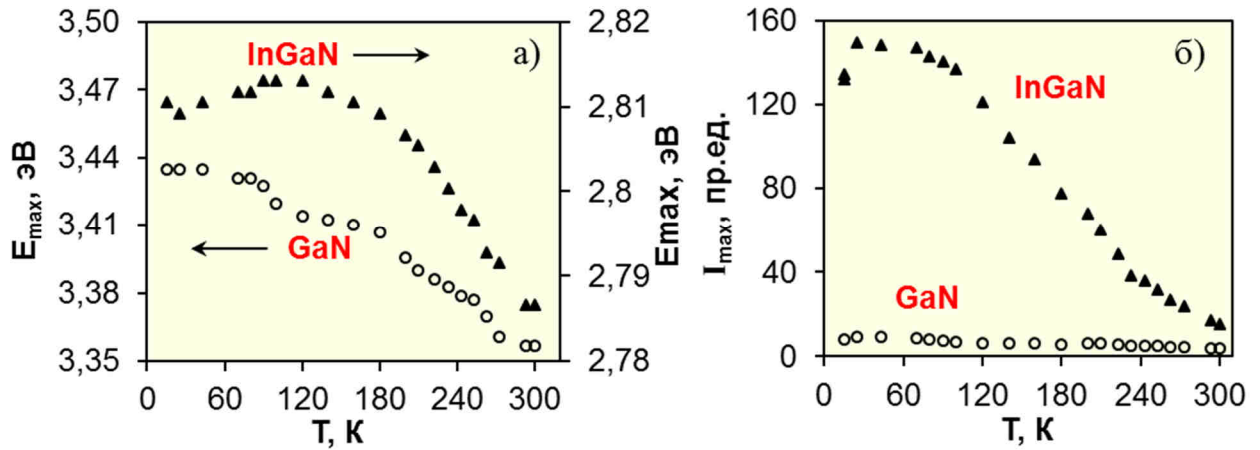


Рисунок 3.7 – Температурные зависимости положения максимума (а) и интенсивности (б) КЛ InGaN-КЯ и слоёв GaN в образце ГС-1 при плотности энергии СЭП $H = 0,056$ Дж/см²

Существенное увеличение интенсивности полосы InGaN при понижении температуры происходит за счёт перехода спонтанной люминесценции в стимулированный режим (Рисунок 3.8, а). При этом полуширина полосы излучения КЯ уменьшается от 125 до 17 мэВ (Рисунок 3.8, б). Для полосы КЛ слоя GaN образца ГС-1 переход в режим стимулированного излучения при плотности энергии $H = 0,056$ Дж/см² не наблюдался.

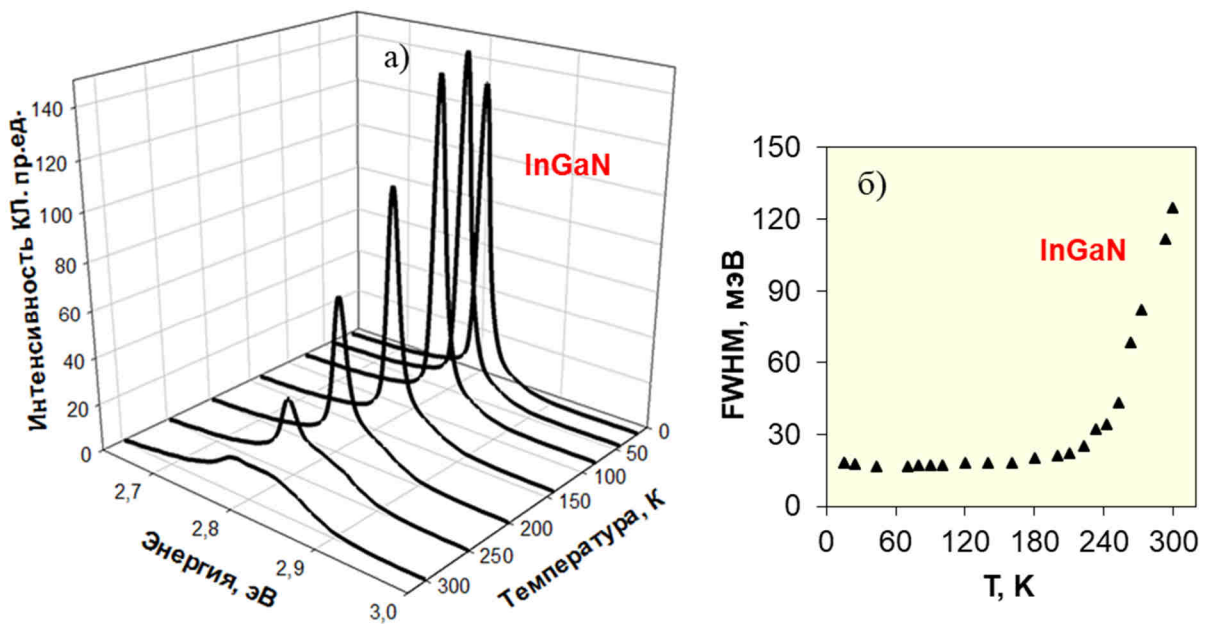


Рисунок 3.8 – Температурная зависимость спектров КЛ (а) и полуширины (б) полосы InGaN образца ГС-1 при плотности энергии СЭП $H = 0,056$ Дж/см²

При температуре 15 К варьирование плотности энергии СЭП от 0,020 до 0,056 Дж/см² приводит к смещению максимума полосы GaN в образце ГС-1 с 3,416 до 3,435 эВ. При этом положение максимума полосы люминесценции InGaN-КЯ остается практически неизменным – 2,810 эВ, однако полуширина полосы уменьшается от 78 до 18 мэВ (Таблица 3.1). Варьирование плотности энергии СЭП в указанном диапазоне приводит к увеличению интенсивности КЛ слоёв GaN примерно в 10 раз, а InGaN-КЯ – в 30 раз.

Таблица 3.1 – Зависимость интенсивности и полуширины полос КЛ InGaN и GaN в образце ГС-1 от плотности энергии СЭП при температуре T=15 К

Плотность энергии СЭП, Дж/см ²	I _{max} , пр.ед.		FWHM, мэВ
	GaN	InGaN	
0,020	0,78	4,21	78
0,040	2,28	42,00	20
0,056	8,27	136,84	18

3.4 Влияние уровня возбуждения на спектрально-кинетические характеристики спонтанной люминесценции гетероструктур InGaN/GaN

Как уже отмечалось в параграфе 3.1, в образцах ГС-3, ГС-4 и ГС-7 не зафиксировано появление стимулированной КЛ InGaN вплоть до верхнего значения плотности энергии СЭП ($H = 0,5$ Дж/см² при $T = 300$ К), используемого для возбуждения люминесценции исследуемых гетероструктур. Плотность дислокаций в образцах ГС-3 и ГС-4 составляет $\sim 10^9$ см⁻² (Таблица 2.1), что на порядок больше, чем в образце ГС-2 и на два порядка – чем в ГС-1. Известно, что в местах локализации дислокаций скапливаются другие собственные и примесные дефекты, являющиеся в том числе центрами безызлучательной рекомбинации. По всей видимости, высокая плотность пронизывающих

дислокаций препятствует формированию стимулированной КЛ в исследуемых гетероструктурах InGaN/GaN.

Рассмотрим влияние уровня возбуждения на характеристики спонтанной люминесценции InGaN-КЯ в образцах ГС-3 и ГС-4. Данные образцы выращены одним производителем в одинаковых технологических условиях и отличаются количеством КЯ в активной области: в ГС-3 содержится одна КЯ, в ГС-4 – семь КЯ (Таблица 2.1). На рисунке 3.9 представлены спектры КЛ и ФЛ квантоворазмерной активной области данных образцов при разных уровнях возбуждения, измеренные без временной задержки регистрации. Основные спектральные характеристики (положение максимума и полуширина) наблюдаемых полос люминесценции приведены в таблице 3.2.

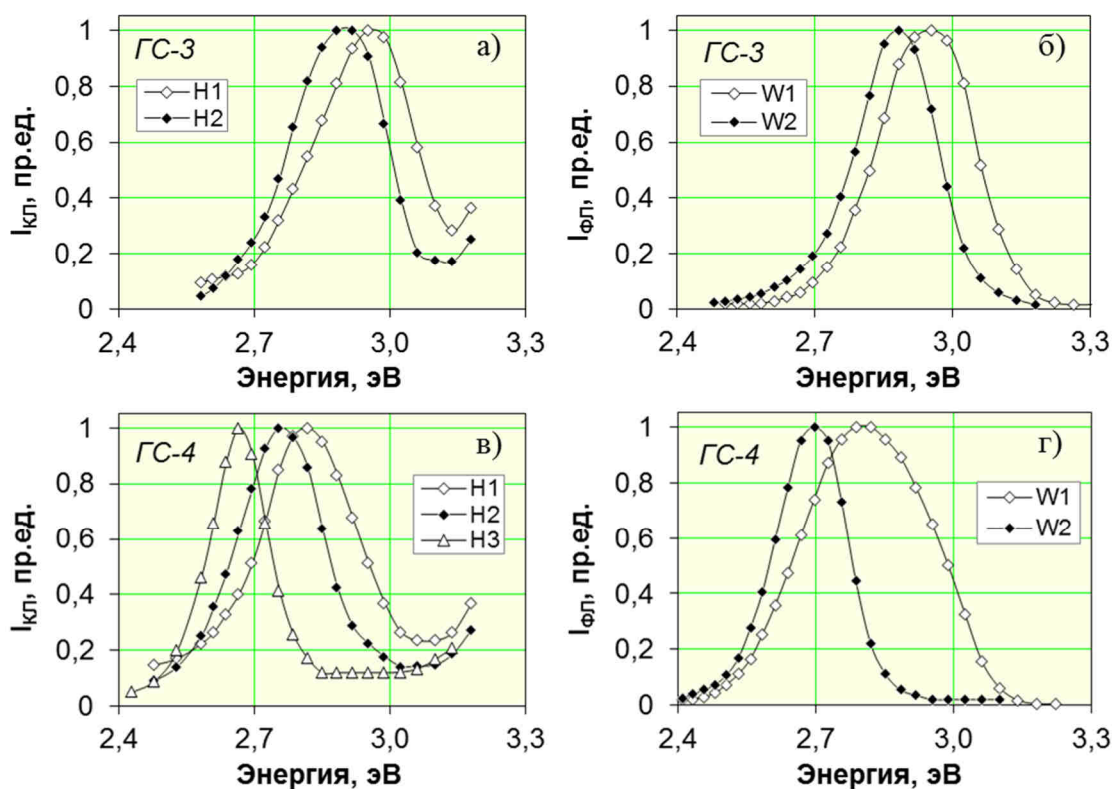


Рисунок 3.9 – Нормированные спектры КЛ (а, в) и ФЛ (б, г) InGaN-КЯ в образцах ГС-3 и ГС-4, измеренные при облучении СЭП с плотностями энергии $H1 = 0,25 \text{ Дж/см}^2$, $H2 = 0,01 \text{ Дж/см}^2$, $H3 = 0,005 \text{ Дж/см}^2$ и N_2 -лазером с плотностью мощности возбуждения $W1 = 3 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$ и $W2 = 2 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2$

Таблица 3.2 – Положение максимума и полуширина полос люминесценции InGaN-КЯ в образцах ГС-3 и ГС-4 при разных условиях возбуждения

Условия возбуждения образцов		ГС-3		ГС-4	
		E_{\max} , эВ	FWHM, мэВ	E_{\max} , эВ	FWHM, мэВ
Возбуждение СЭП	$H1 = 0,25 \text{ Дж/см}^2$	2,95	250	2,82	270
	$H2 = 0,01 \text{ Дж/см}^2$	2,90	240	2,76	230
	$H3 = 0,005 \text{ Дж/см}^2$	-	-	2,67	160
Возбуждение N_2 -лазером	$W1 = 3 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$	2,95	244	2,80	345
	$W2 = 2 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2$	2,88	200	2,70	170

Из рисунка 3.9 и таблицы 3.2 видно, что спектры люминесценции гетероструктуры ГС-4 с множественными КЯ сдвинуты в низкоэнергетическую область по сравнению со спектрами люминесценции ГС-3 с одиночной КЯ при одинаковых уровнях возбуждения. Рост уровня возбуждения приводит к смещению максимума полос КЛ и ФЛ данных образцов в высокоэнергетическую область спектра, при этом наблюдается увеличение их полуширины.

Высокоэнергетический сдвиг полосы излучения InGaN-КЯ при увеличении уровня возбуждения объясняется в литературе с разных позиций. В [70] его связывают с возрастанием роли ближайших донорно-акцепторных пар в излучательной рекомбинации с ростом накачки. Авторы [13] объясняют сдвиг наличием хвоста плотности локализованных состояний в запрещённой зоне КЯ и заполнением зон локализованных состояний неравновесными носителями.

На рисунке 3.10 (а-д) показаны кинетики затухания люминесценции исследуемых гетероструктур, измеренные при разных энергиях излучения в спектральной области люминесценции InGaN. Возбуждение образцов осуществлялось N_2 -лазером с плотностью мощности $W = 2 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2$. При данном уровне возбуждения и температуре $T = 300 \text{ К}$ во всех образцах регистрируется только спонтанная люминесценция InGaN-КЯ, её затухание

имеет неэкспоненциальный характер. В образце ГС-3 с одиночной КЯ кинетика ФЛ, измеренная в различных спектральных областях полосы люминесценции InGaN, практически не изменяется (Рисунок 3.10, в). В образцах с множественными КЯ наблюдается увеличение времени затухания люминесценции при движении от высокоэнергетического к низкоэнергетическому краю полосы InGaN-КЯ (Рисунок 3.10, а, б, г, д) [132].

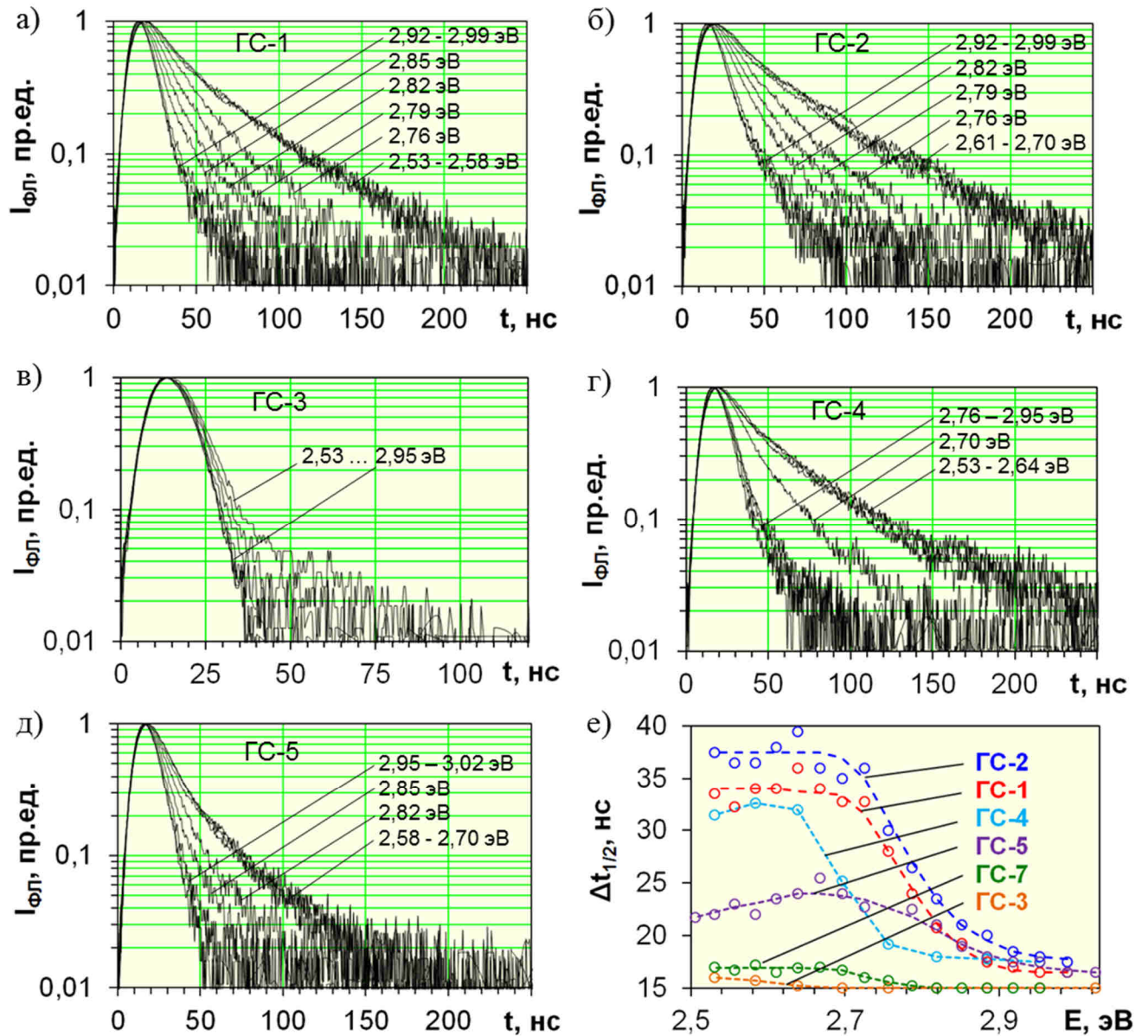


Рисунок 3.10 – Нормированные кинетики затухания ФЛ образцов ГС-1 – ГС-5 (а-д), измеренные при разных энергиях излучения гетероструктур, и зависимость длительности импульса ФЛ, измеренная на полувысоте, от энергии излучения образцов (е)

На рисунке 3.10 (е) показаны зависимости длительности импульса люминесценции, измеренные на полувысоте, от энергии излучения исследуемых гетероструктур InGaN/GaN при возбуждении N₂-лазером ($W = 2 \cdot 10^4$ Вт/см²). Наблюдаемые отличия представленных зависимостей обусловлены различиями в дизайне квантоворазмерной активной области InGaN/GaN [129].

Влияние плотности энергии СЭП на длительность импульса КЛ в образцах ГС-3 и ГС-4 в спектральной области излучения InGaN показано на рисунке 3.11. Длительность импульса КЛ в образце ГС-3 с одиночной КЯ практически не изменяется во всей спектральной области при разных уровнях возбуждения (Рисунок 3.11, а). Для образца ГС-4 с множественными КЯ прослеживается сильное влияние уровня возбуждения на длительность импульса КЛ в спектральной области, соответствующей низкоэнергетическому крылу полосы InGaN (Рисунок 3.11, б). При высокой плотности энергии СЭП ($H1 = 0,25$ Дж/см²) импульс КЛ образца ГС-4 характеризуется малой длительностью на полувысоте (≈ 20 нс) и постоянным временем затухания во всем спектральном диапазоне. Снижение плотности энергии СЭП до $H3 = 0,01$ Дж/см² приводит к существенному увеличению длительности импульса КЛ на низкоэнергетическом краю полосы InGaN.

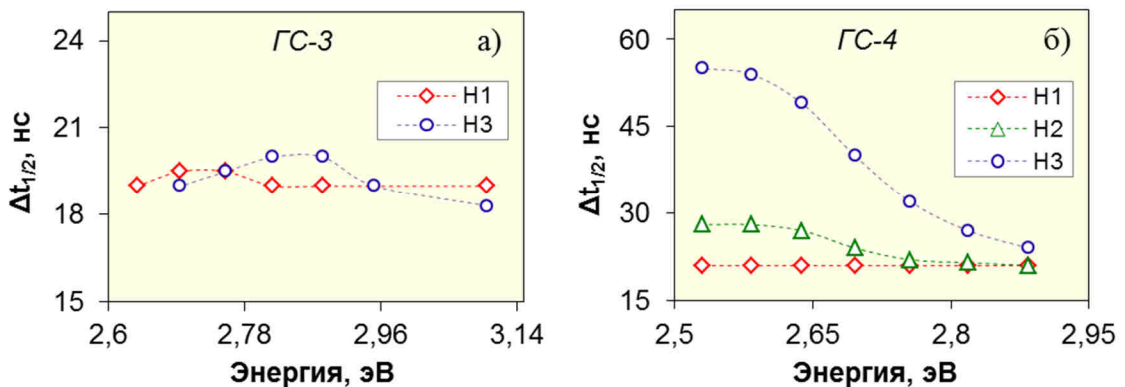


Рисунок 3.11 – Зависимость длительности импульса КЛ, измеренная на полувысоте, от энергии излучения образцов ГС-3 (а) и ГС-4 (б) при разных плотностях энергии СЭП:

$$H1 = 0,25 \text{ Дж/см}^2, H2 = 0,05 \text{ Дж/см}^2, H3 = 0,01 \text{ Дж/см}^2$$

Характер зависимости длительности импульса КЛ от уровня возбуждения в образце ГС-4 с множественными КЯ можно объяснить на основе перераспределения ролей разных КЯ в процессе излучательной рекомбинации при различных уровнях возбуждения. В [133] выдвинуто предположение о том, что при высоком уровне возбуждения основную роль играет КЯ, расположенная ближе всего к р-области гетероструктуры. Данное предположение находит подтверждение в идентичности характера зависимостей длительности импульса КЛ от энергии излучения образцов ГС-3 (при любой плотности энергии СЭП) и ГС-4 (при $H1 = 0,25$ Дж/см²), показанных на рисунке 3.11.

3.5 Время-разрешённая люминесценция гетероструктур InGaN/GaN

Время затухания люминесценции базового слоя GaN, наблюдаемой в УФ-области при облучении исследуемых гетероструктур СЭП, не превышает временное разрешение экспериментальной установки $\tau \leq 15$ нс. Время затухания синей люминесценции квантоворазмерной активной области InGaN достигает десятков наносекунд при $T = 300$ К и определяется предысторией исследуемых образцов [128].

На рисунке 3.12 представлены время-разрешённые спектры КЛ и ФЛ образцов ГС-1 и ГС-4. Видно, что при увеличении временной задержки регистрации спектров наблюдается смещение полосы люминесценции InGaN в низкоэнергетическую область, при этом её полуширина уменьшается [132].

На рисунке 3.13 одновременно со спектрами ФЛ InGaN в образцах ГС-2 и ГС-5 показана зависимость длительности импульса люминесценции, измеренная на полувысоте, от энергии излучения образцов. Видно, что изменение длительности люминесценции происходит в спектральной области, в которой расположен максимум полосы InGaN.

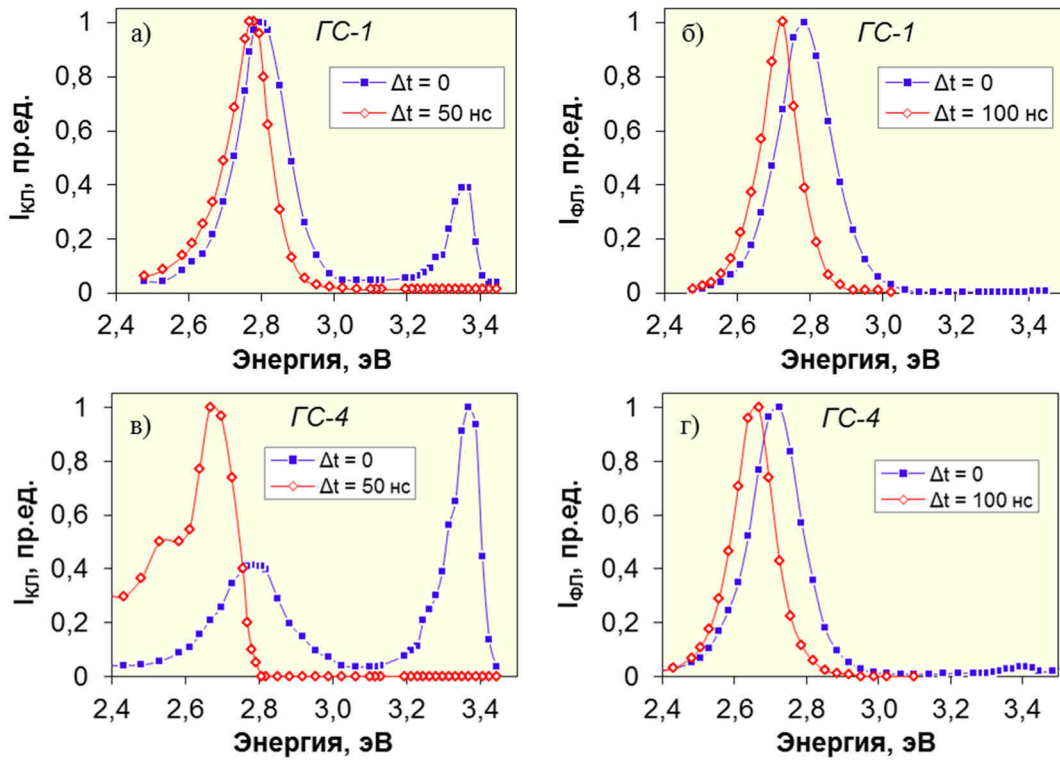


Рисунок 3.12 – Нормированные спектры время-разрешённой люминесценции образцов ГС-1 (а, б) и ГС-4 (в, г) при возбуждении СЭП ($H = 0,01 \text{ Дж/см}^2$) и N_2 -лазером ($W = 2 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2$)

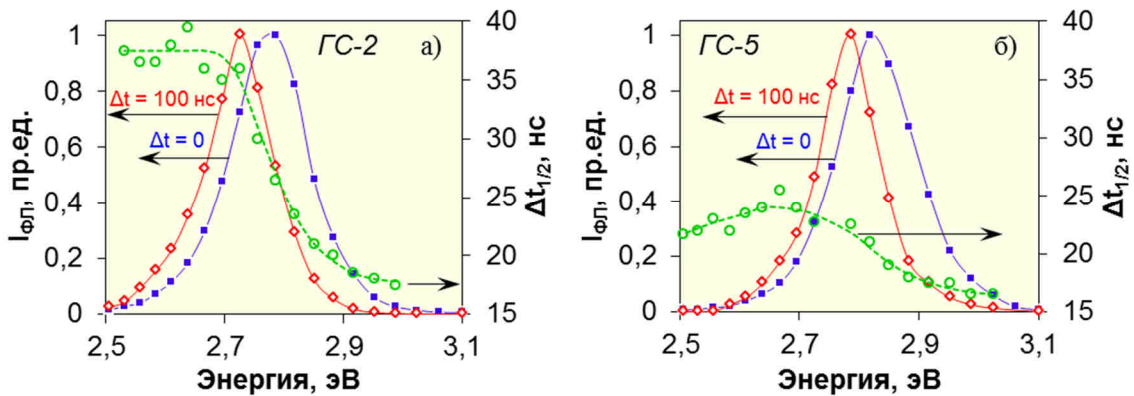


Рисунок 3.13 – Время-разрешённые спектры ФЛ ($W = 2 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2$) InGaN-КЯ образцов ГС-2 (а) и ГС-5 (б), измеренные с временной задержкой $\Delta t = 0$ (синяя кривая) и $\Delta t = 100 \text{ нс}$ (красная кривая). Зелёным цветом показана зависимость длительности импульса ФЛ, измеренная на полувысоте, от энергии излучения образцов. $T = 300 \text{ К}$

Зависимости положения максимума и полуширины полосы ФЛ InGaN от времени задержки регистрации спектра в исследуемых образцах представлены на рисунке 3.14. Наибольшее смещение полосы InGaN происходит в течение первых 50 нс после окончания возбуждающего импульса (Рисунок 3.14, а).

Зависимость полуширины полосы люминесценции InGaN от времени задержки имеет неоднозначный характер (Рисунок 3.14, б). Так, для образцов ГС-1 и ГС-4 наибольшее уменьшение полуширины происходит в течение первых 50 нс после окончания возбуждающего импульса, а для ГС-2 и ГС-5 – в промежутке между 50 и 100 нс.

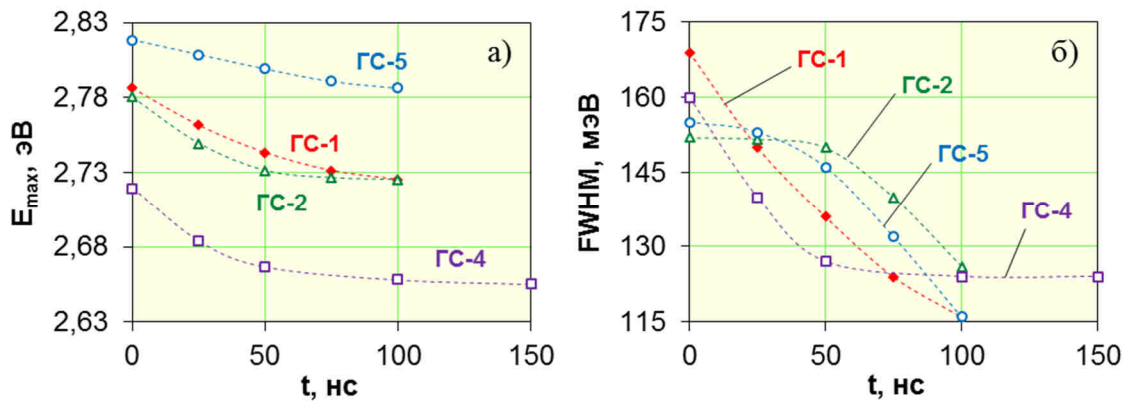


Рисунок 3.14 – Зависимость положения максимума (а) и полуширины (б) полосы ФЛ ($W = 2 \cdot 10^4$ Вт/см²) InGaN-КЯ в образцах ГС-1, ГС-2, ГС-4 и ГС-5 от времени задержки регистрации спектра. $T = 300$ К

3.6 Фотовозбуждение и фотолюминесценция гетероструктур InGaN/GaN

Дополнительная информация о спектральных характеристиках гетероструктур InGaN/GaN получена из спектров возбуждения фотолюминесценции (ВФЛ) и спектров ФЛ, измеренных при облучении образцов импульсной Хе-лампой, входящей в состав спектрофлуориметра Cary Eclipse (методика описана в параграфе 2.2.4), а также из оптических спектров пропускания исследуемых образцов (методика описана в параграфе 2.2.5).

На рисунке 3.15 зелёной сплошной линией показаны спектры пропускания исследуемых гетероструктур. Для образцов ГС-1 и ГС-6 измерить спектры пропускания не представлялось возможным ввиду сильной шероховатости тыльной стороны подложки. Из рисунка 3.15 видно, что край спектра пропускания исследуемых гетероструктур находится в области 3,4 эВ при

$T = 300$ К, что говорит о том, что пропускание образцов определяется шириной запрещённой зоны слоёв GaN ($E_g = 3,507$ эВ [134]). Одновременно с ростом пропускания в низкоэнергетической области спектра усиливаются осцилляции Фабри–Перо, обусловленные периодичностью гетероструктур на основе InGaN/GaN [135]. Вид полосы пропускания индивидуален для каждого образца и определяется составом и дизайном гетероструктур.

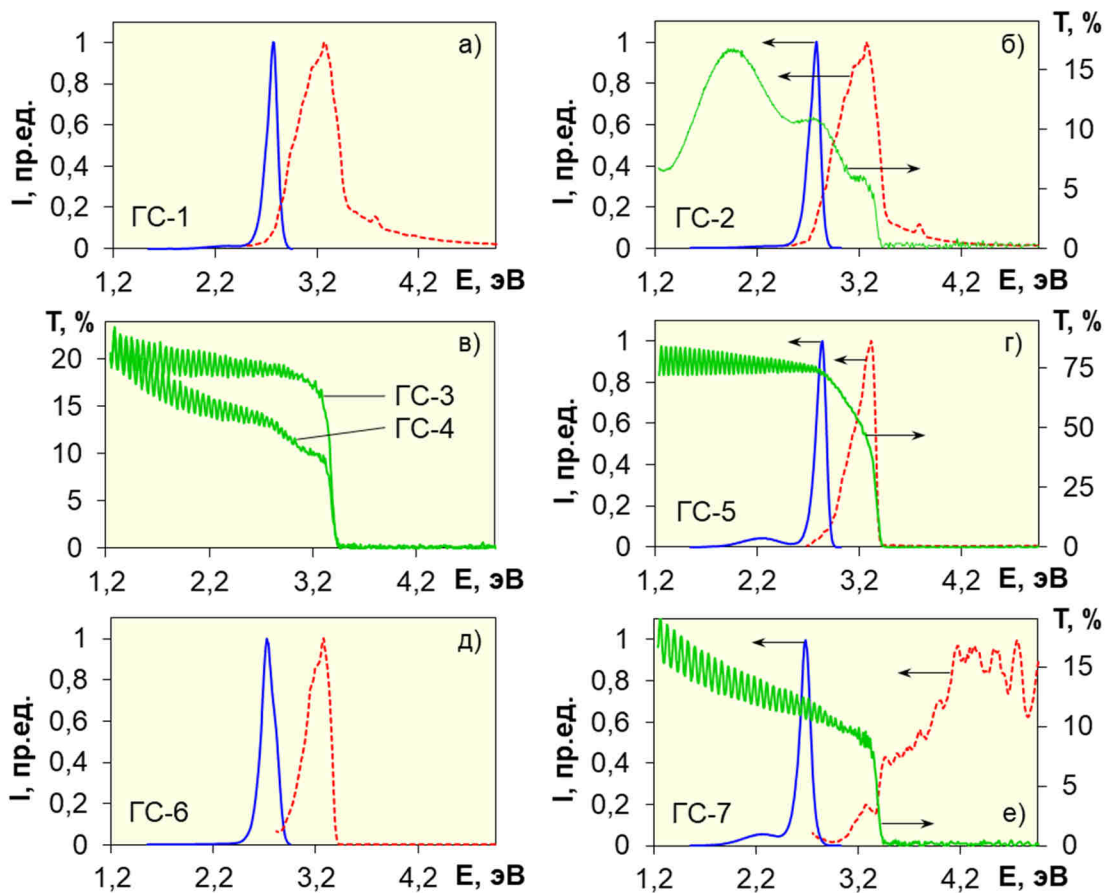


Рисунок 3.15 – Спектры ВФЛ (красная штриховая линия) и спектры ФЛ (синяя сплошная линия) InGaN-КЯ, измеренные при импульсном облучении Хе-лампой с энергией, соответствующей максимуму полосы ВФЛ InGaN-КЯ, в различных гетероструктурах (а-д), а также спектры пропускания (зелёная сплошная линия) исследуемых образцов. $T = 300$ К

Для образцов ГС-3 и ГС-4 при возбуждении Хе-лампой свечение InGaN-КЯ не зафиксировано, поэтому на рисунке 3.15, в показаны только спектры пропускания данных гетероструктур. Из спектров ВФЛ и ФЛ остальных образцов, представленных на рисунке 3.15, видно, что спектр люминесценции

InGaN сдвинут относительно спектра возбуждения в низкоэнергетическую область в соответствии с правилом Стокса. Значения положения максимума и полуширины полос ФЛ и ВФЛ InGaN-КЯ при облучении исследуемых гетероструктур импульсной Хе-лампой сведены в таблицу 3.3.

Таблица 3.3 – Спектральные характеристики полос ФЛ и ВФЛ InGaN-КЯ в исследуемых гетероструктурах

Образец	Полоса ВФЛ		Полоса ФЛ	
	E_{\max} , эВ	FWHM, мэВ	E_{\max} , эВ	FWHM, мэВ
ГС-1	3,27	460	2,77	120
ГС-2	3,27	460	2,79	130
ГС-3	Полоса InGaN не наблюдается при данных условиях возбуждения			
ГС-4	Полоса InGaN не наблюдается при данных условиях возбуждения			
ГС-5	3,32	250	2,84	120
ГС-6	3,28	260	2,73	160
ГС-7	4,77	-----	2,68	120

Обнаружено, что в спектрах ФЛ образцов ГС-5 и ГС-7, измеренных при импульсном облучении Хе-лампой с энергией, соответствующей максимуму полосы ВФЛ InGaN-КЯ, наблюдается полоса излучения в жёлто-зелёной области при 2,25 эВ (Рисунок 3.15, г, е). Интенсивность данной полосы на порядок меньше интенсивности синей ФЛ InGaN-КЯ.

Для полосы излучения при 2,25 эВ были отдельно измерены спектры ВФЛ и ФЛ при импульсном облучении Хе-лампой с энергией, соответствующей максимуму полосы ВФЛ при 2,25 эВ (Рисунок 3.16). Оказалось, что жёлто-зелёная полоса наблюдается во всех исследуемых образцах. Её спектральное положение одинаково в спектрах ФЛ различных образцов (Рисунок 3.16), а полуширина варьируется в диапазоне 425 – 490 мэВ (Таблица 3.4).

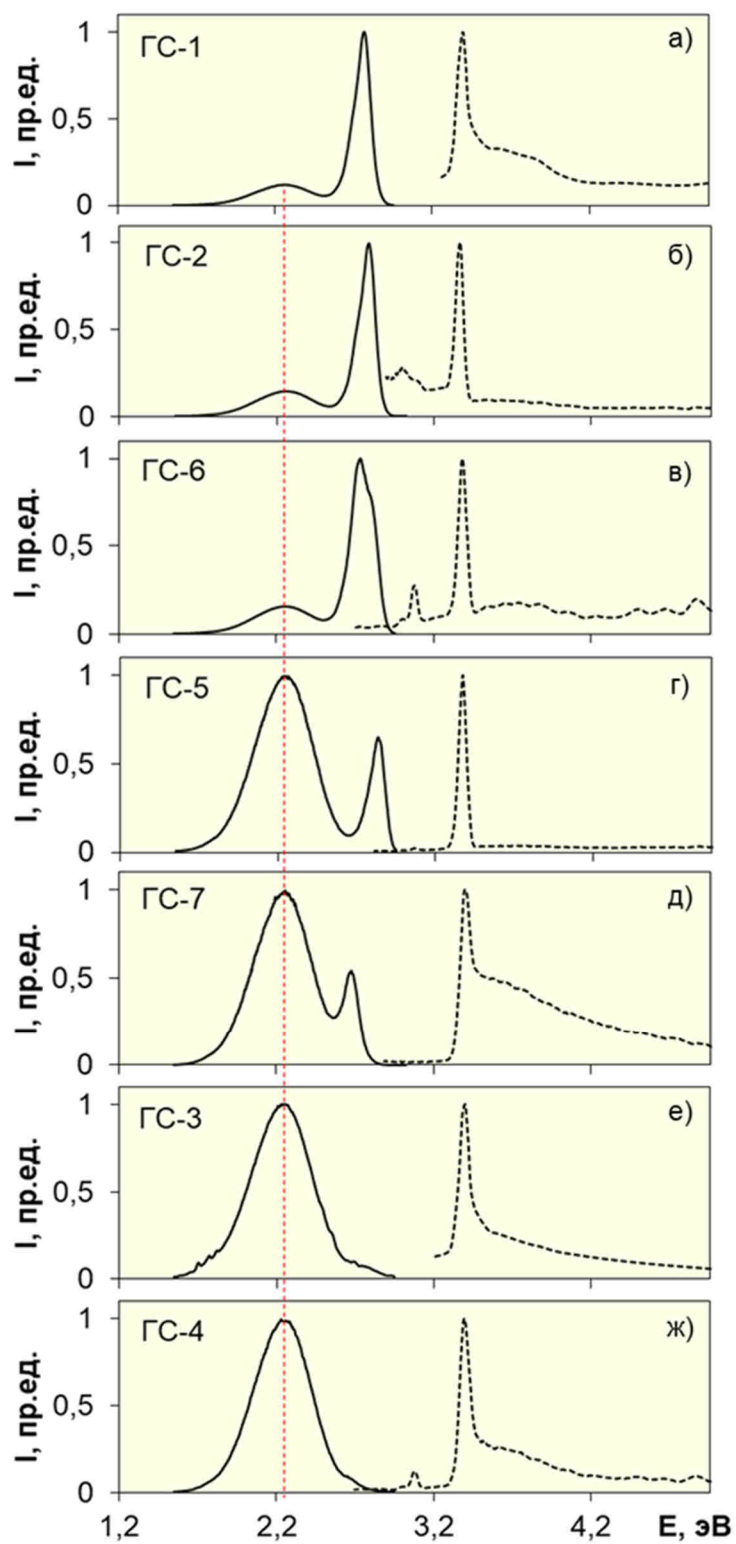


Рисунок 3.16 – Спектры ВФЛ (штриховая линия) жёлто-зелёной полосы при 2,25 эВ и спектры ФЛ (сплошная линия), измеренные при импульсном облучении Хе-лампой с энергией, соответствующей максимуму полосы ВФЛ при 2,25 эВ, в различных гетероструктурах (а-ж) при $T = 300$ К

Таблица 3.4 – Спектральные характеристики ФЛ и ВФЛ жёлто-зелёной полосы в исследуемых гетероструктурах

Образец	Полоса возбуждения		Полоса ФЛ	
	E_{\max} , эВ	FWHM, мэВ	E_{\max} , эВ	FWHM, мэВ
ГС-1	3,40	90	2,25	490
ГС-2	3,37 (дополнительный пик при 3,00)	60	2,25	440
ГС-3	3,40	90	2,25	445
ГС-4	3,40 (дополнительный пик при 3,08)	80	2,25	425
ГС-5	3,38	55	2,25	430
ГС-6	3,38 (дополнительный пик при 3,08)	65	2,25	485
ГС-7	3,40	170	2,25	425

Анализируя спектры, представленные на рисунке 3.16, исследуемые гетероструктуры ГС-1 – ГС-7 можно условно разделить на три группы по соотношению интенсивности полос жёлто-зелёной ФЛ и синей люминесценции InGaN-КЯ. Первая группа (ГС-1, ГС-2, ГС-6) – гетероструктуры с доминирующей почти на порядок синей полосой люминесценции InGaN над жёлто-зелёной полосой (Рисунок 3.16, а-в). Вторая группа (ГС-5, ГС-7) – гетероструктуры с доминирующей жёлто-зелёной полосой над синей полосой InGaN (Рисунок 3.16, г, д). Третья группа (ГС-3, ГС-4) – гетероструктуры, в спектре ФЛ которых регистрируется только жёлто-зелёная полоса, а синяя полоса InGaN отсутствует (Рисунок 3.16, е, ж).

Спектр возбуждения жёлто-зелёной ФЛ имеет доминирующую полосу с максимумом при 3,37 – 3,40 эВ и полушириной 55 – 170 мэВ (Таблица 3.4). Варьирование положения максимума и полуширины обусловлено наличием в спектрах ВФЛ ряда образцов высокоэнергетического «хвоста» и «дополнительной» низкоэнергетической полосы при 3,00 либо 3,08 эВ, амплитуда которой в 5-10 раз меньше основной полосы ВФЛ (Рисунок 3.16).

Полоса возбуждения жёлто-зелёной ФЛ образца ГС-5 (Рисунок 3.16, г), в котором отсутствуют подобные влияния, имеет максимум при 3,38 эВ и полуширину 55 мэВ.

На основе спектров ВФЛ и ФЛ, представленных на рисунках 3.15 и 3.16, сформированы схемы энергетических переходов в исследуемых гетероструктурах InGaN/GaN, которые приведены на рисунке 3.17. В данных схемах сплошными линиями обозначены уровни, которые присутствуют во всех исследуемых образцах, а штриховыми – те уровни, которые наблюдались только в отдельных гетероструктурах.

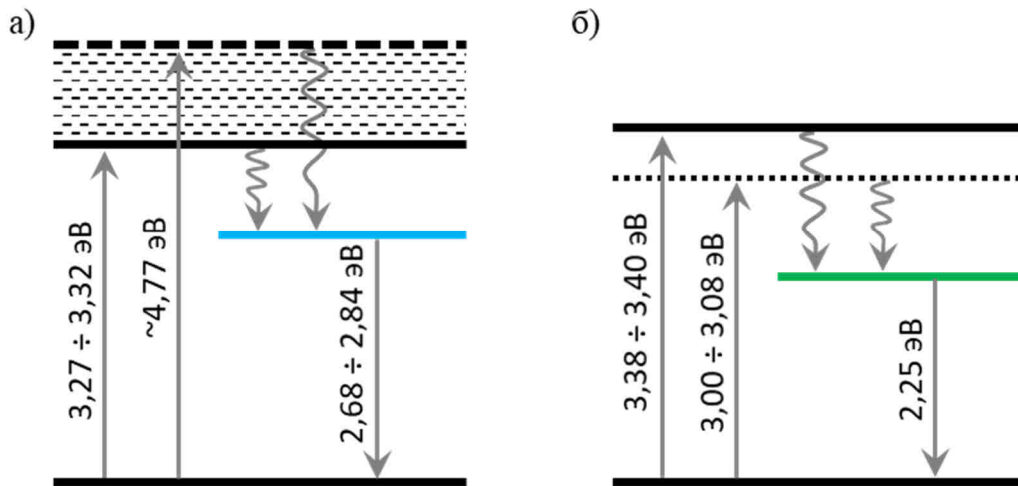


Рисунок 3.17 – Схемы энергетических переходов в исследуемых гетероструктурах InGaN/GaN, приводящие к формированию: а) синей ФЛ InGaN-КЯ, б) жёлто-зелёной ФЛ

Природа возникновения жёлто-зелёной люминесценции в синих светоизлучающих гетероструктурах InGaN/GaN до конца не ясна. В [20] считают, что появление жёлтой линии связано с дефектами в нижнем слое *n*-GaN, и генерация данных дефектов не влияет на изменение положения полосы InGaN-КЯ. Авторы [136] связывают жёлтую люминесценцию с собственными дефектами и их комплексами в слое GaN, в [94, 137] уточняется, что такими дефектами могут быть вакансии и дивакансии в подрешётке азота.

Полученные нами экспериментальные данные показывают, что жёлто-зелёная полоса имеет одинаковое спектральное положение в спектрах ФЛ гетероструктур с различным дизайном активной области InGaN. Положение

максимума полосы возбуждения жёлто-зелёной ФЛ соответствует максимуму спонтанной люминесценции слоёв GaN (3,36 – 3,37 эВ) при возбуждении СЭП, спектры которой неоднократно приводились в предыдущих параграфах данной главы. Эти факты говорят в пользу того, что жёлто-зелёная люминесценция в синих светоизлучающих гетероструктурах InGaN/GaN может быть связана с дефектами именно в слоях GaN. Наличие в спектре возбуждения жёлто-зелёной ФЛ отдельных образцов «дополнительной» низкоэнергетической полосы и «хвоста» в высокоэнергетической области, может свидетельствовать о формировании близких по составу дефектных комплексов в исследуемых гетероструктурах.

3.7 Вклад излучения сапфировой подложки в спектр КЛ исследуемых структур

Как уже ранее отмечалось, величина плотности энергии СЭП оказывает сильное влияние на спектральный состав люминесценции исследуемых структур. При значениях $H \geq 0,3$ Дж/см² в спектрах КЛ образцов, облучаемых со стороны гетероструктуры, помимо полос люминесценции активной области InGaN и слоёв GaN, наблюдаются полосы, связанные с излучательной рекомбинацией в сапфировых подложках, на которых выращены структуры.

На рисунке 3.18 представлены спектры сапфировой подложки (без нанесённой на неё гетероструктуры) и образца ГС-6 в УФ и синей области. Из рисунка 3.18 (а) видно, что в спектре КЛ подложки Al₂O₃ наблюдается широкая (FWHM \approx 180 мэВ) полоса с максимумом при 4,87 эВ. Данная полоса регистрируется и в спектрах исследуемых гетероструктур, однако из-за перекрытия с полосами экситонной люминесценции GaN и активной области InGaN её максимум сдвинут в низкоэнергетическую область. Для ГС-6, например, её максимум расположен в области 4,39 эВ (Рисунок 3.18, б), при этом интенсивность полосы на 3-4 порядка меньше интенсивности люминесценции InGaN-КЯ и слоёв GaN.

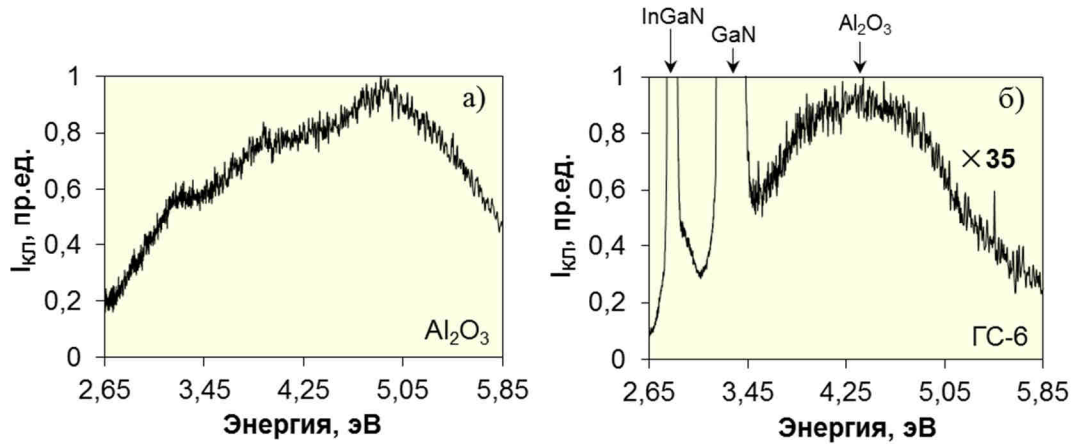


Рисунок 3.18 – Интегральные (за импульс) спектры КЛ подложки Al_2O_3 (а) без нанесённых слоёв гетероструктуры и образца ГС-6 (б) при облучении СЭП ($H = 0,5 \text{ Дж/см}^2$).

Максимум полосы излучения сапфира нормирован к 1

В более низкоэнергетической (от голубой до красной) области спектра КЛ исследуемых образцов также наблюдаются полосы, связанные с центрами излучательной рекомбинации в подложках Al_2O_3 (Рисунок 3.19). Интенсивность излучения в данной области спектра не менее чем на порядок ниже интенсивности излучения InGaN-КЯ и слоёв GaN.

В сапфировых подложках центры КЛ могут быть созданы при участии неконтролируемых примесных ионов Cr, Fe, Mn, Ti, которые обычно входят в Al_2O_3 при выращивании. Примесные центры Cr^{3+} проявляют высокую активность в оптических процессах, поэтому контроль остаточных примесей хрома в сапфировых подложках эффективно осуществляется с помощью люминесцентных методов [138]. В красной области спектра КЛ большинства исследуемых образцов наблюдается известный для Al_2O_3 дублет при 1,784 и 1,787 эВ, обусловленный неконтролируемым вхождением ионов Cr^{3+} в кристаллическую решётку сапфира. На рисунке 3.20 (а) представлен подробный спектр этих линий в одном из исследуемых образцов, измеренный со спектральным разрешением 0,2 нм, временной задержкой $\Delta t = 200 \text{ мкс}$. Кинетика затухания люминесценции примеси Cr^{3+} в сапфировых подложках имеет экспоненциальный характер с $\tau = 3,5 \text{ мс}$ (Рисунок 3.20, б).

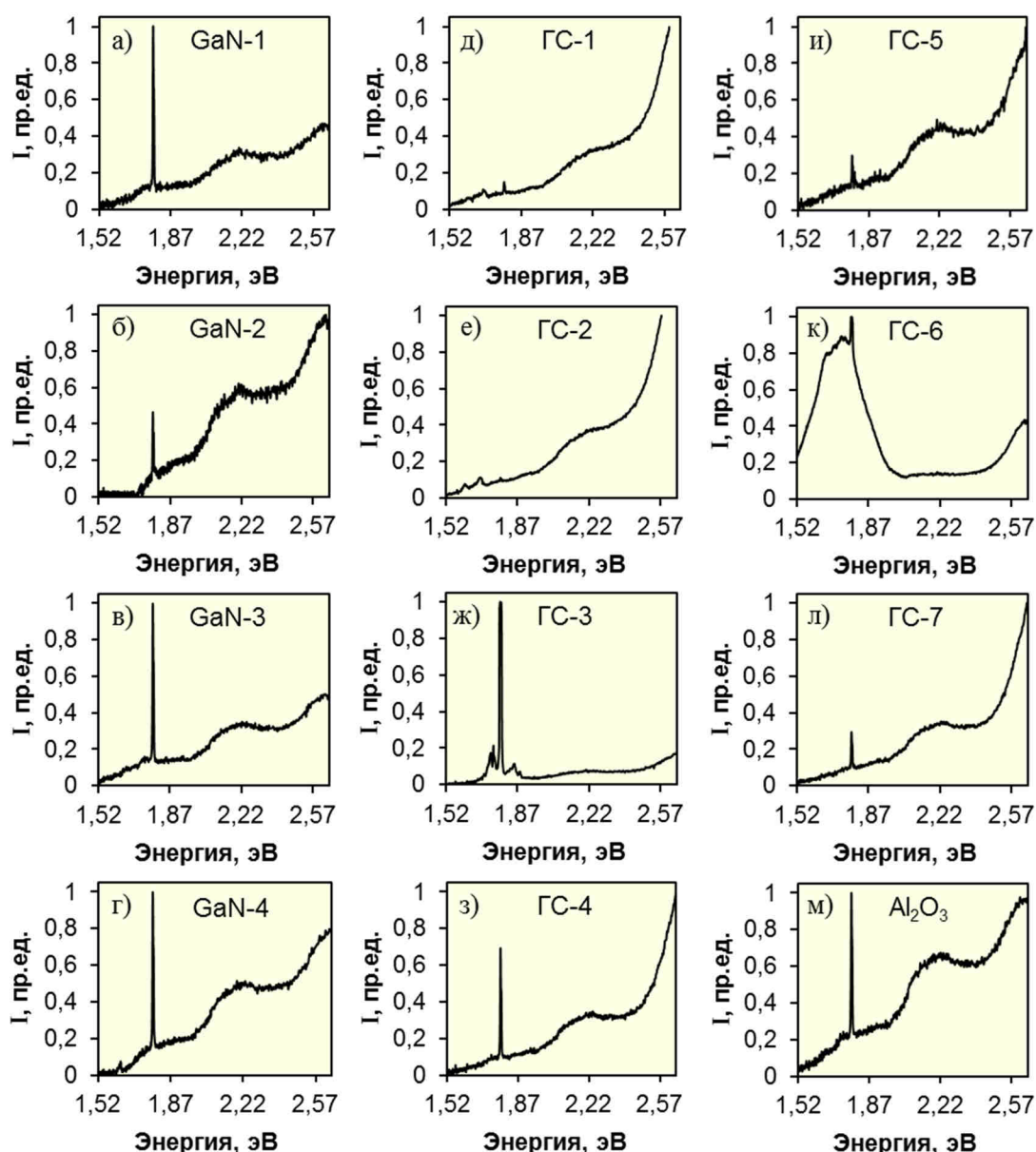


Рисунок 3.19 – Интегральные (за импульс) спектры КЛ исследуемых образцов при облучении СЭП с $H = 0,5 \text{ Дж/см}^2$. Спектры нормированы на максимальное значение интенсивности в представленном спектральном диапазоне

В работах [139, 140] ранее упоминалось о появлении данного дублета в спектрах люминесценции синих и зелёных светодиодов на основе гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN, выращенных на сапфировых подложках. Отмечалось, что излучение синих и зелёных светодиодов может быть использовано для фотолюминесцентного возбуждения R-линий («красное переизлучение в сапфировой подложке»).

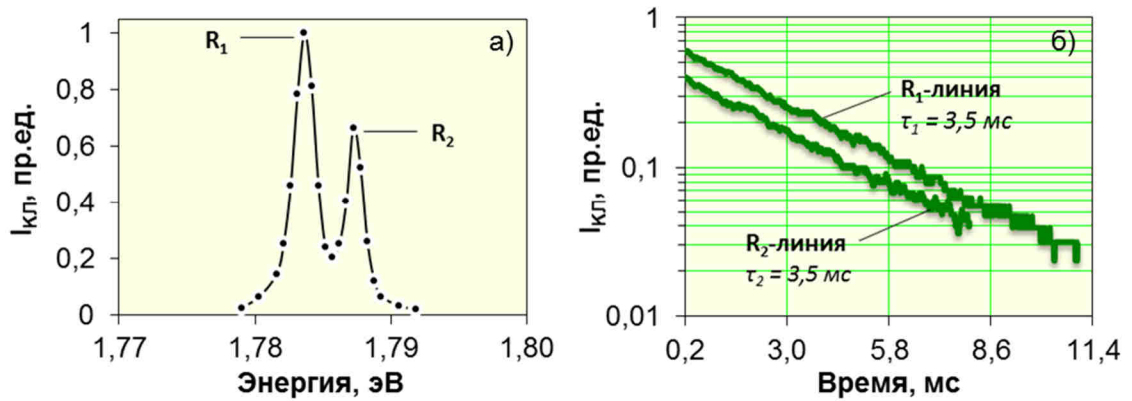


Рисунок 3.20 – Спектр (а) и кинетики затухания (б) R-линий хрома, измеренные в образце GaN-3 при облучении СЭП. Спектр КЛ измерен с временной задержкой $t = 200$ мкс и спектральным разрешением $0,2$ нм

Использование сапфира в качестве подложки для роста светоизлучающих гетероструктур привносит свои особенности в люминесцентные характеристики структуры в целом, которая в данном случае должна рассматриваться как сложная оптическая система, в которой каждая область (включая подложку) способна давать вклад в интегральные оптические характеристики. Полученные экспериментальные результаты показывают, что вклад излучения сапфировых подложек в спектр КЛ исследуемых структур при облучении СЭП незначителен на фоне полос люминесценции активной области InGaN и слоёв GaN, интенсивность которых не менее чем на порядок превосходит интенсивность излучения подложки. Для регистрации полос излучения сапфировых подложек при облучении исследуемых образцов со стороны гетероструктуры требуются высокие значения плотности энергии СЭП ($H \geq 0,3$ Дж/см²), при этом необходимо использовать спектрометр с высокой спектральной чувствительностью в соответствующих областях регистрации полос Al₂O₃. И хотя интенсивность люминесценции данных полос очень мала по сравнению с излучением InGaN-КЯ и люминесценцией базового слоя GaN, их регистрация при электронном облучении образцов является еще одним аспектом взаимодействия СЭП с полупроводниковыми гетероструктурами InGaN/GaN, выращенными на сапфировых подложках.

3.8 Влияние плотности дислокаций на люминесценцию эпитаксиальных слоёв GaN

В процессе осаждения нитрида галлия на инородную подложку, такую как сапфир, происходит образование дефектов в эпитаксиальных слоях из-за разницы параметров решеток GaN и Al_2O_3 . Качество базового слоя GaN не может не оказывать влияния на квантовую эффективность активной области InGaN, которая на нем выращивается. Выясним особенности люминесценции исследуемых образцов GaN-1 – GaN-4, отличающихся плотностью дислокаций в эпитаксиальных слоях GaN (Таблица 2.2), при облучении СЭП.

На рисунке 3.21 представлены интегральные (за импульс) спектры КЛ и спектры пропускания образцов GaN-1 – GaN-4. Облучение структур пучком электронов осуществлялось со стороны эпитаксиальных слоёв GaN. Спектры КЛ регистрировались оптоволоконным спектрометром AvaSpec-2048L.

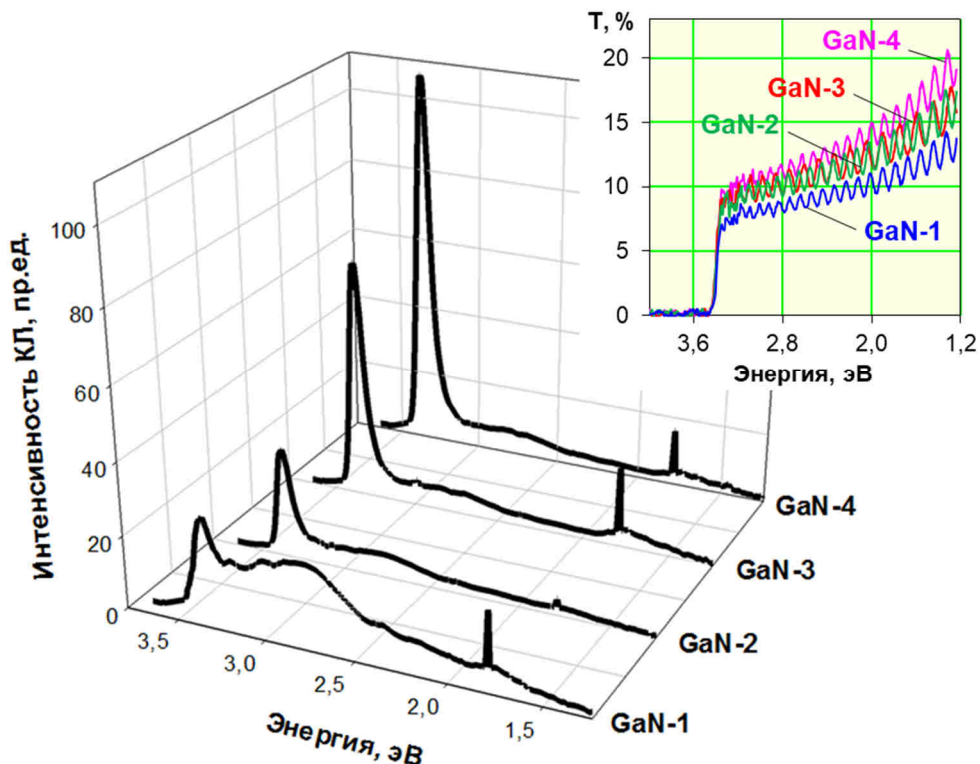


Рисунок 3.21 – Спектры КЛ образцов GaN-1 – GaN-4 при облучении СЭП с плотностью энергии $H = 0,5 \text{ Дж/см}^2$. На вставке спектры пропускания образцов GaN-1 – GaN-4 при $T = 300 \text{ К}$

Край спектра пропускания всех исследуемых образцов расположен в области 3,41 эВ при $T = 300$ К (Рисунок 3.21, вставка). Согласно литературным данным [134], ширина запрещённой зоны E_g в GaN с кристаллической структурой типа вюрцит достигает 3,507 эВ. «Колебательная» структура в низкоэнергетической части спектров пропускания обусловлена отражением и интерференцией зондирующего излучения в эпитаксиальных слоях и в подложке.

Доминирующей в спектрах КЛ является краевая полоса (Рисунок 3.21), обусловленная излучательной рекомбинацией связанных на дефектах экситонов в слоях GaN [141]. Максимум данной полосы расположен при 3,33 эВ для GaN-1, 3,35 эВ для GaN-2 и 3,36 эВ для GaN-3 и GaN-4. Небольшое смещение максимума данной полосы в низкоэнергетическую область для образцов GaN-1 и GaN-2 обусловлено вкладом в общий спектр синей полосы люминесценции при 2,78 эВ, которая имеет наибольшую интенсивность в образце GaN-1.

Следует отметить, что в образцах GaN-1 – GaN-4 отсутствовала квантово-размерная активная область InGaN. Поэтому синяя полоса КЛ может быть обусловлена излучательной рекомбинацией как в слоях GaN, так и в сапфировой подложке. Авторы [142] предполагают, что синяя полоса, наблюдаемая в спектрах люминесценции GaN связана с автолегированием во время роста. В [143] широкие полосы ФЛ в области 2,6 – 3,2 эВ объясняют наличием Mg в слоях GaN, выращенного на сапфировых подложках. Однако учитывая, что полосы в синей, жёлто-зелёной и красной областях спектра КЛ фиксируется только при высоких плотностях энергии СЭП ($H \geq 0,3$ Дж/см²), амплитуда синей полосы не имеет взаимосвязи с величиной плотности дислокаций в GaN, а в красной области узкая полоса при 1,79 эВ принадлежит сапфировой подложке (R-линии Cr^{3+}), то вероятность того, что свой вклад в синюю люминесценцию образцов вносит излучательная рекомбинация в Al_2O_3 , имеет место быть.

При плотности энергии СЭП $H = 0,2$ Дж/см² преимущественной в спектре КЛ образцов GaN-1 – GaN-4 (Рисунок 3.22, а) является экситонная полоса GaN с максимумом при 3,37 эВ, полушириной $\text{FWHM} \approx 80$ мэВ и временем затухания

$\tau < 15$ нс. Плотность энергии СЭП $H \leq 0,2$ Дж/см² оказалась подходящей для исследования влияния плотности дислокаций на интенсивность краевой КЛ слоёв GaN, т.к. при данных условиях возбуждения синяя люминесценция не вносит существенного вклада в интенсивность изучаемой полосы. Регистрация интегральных (за время импульса) спектров КЛ и ФЛ (Рисунок 3.22) осуществлялась с помощью оптоволоконного спектрометра AvaSpec-DUAL.

Возбуждение образцов N₂-лазером (Рисунок 3.22, б) показало, что экситонная полоса ФЛ слоёв GaN сдвинута в высокоэнергетическую область на 50 мэВ и уширена на 10 мэВ по сравнению со спектрами КЛ (Рисунок 3.22, а). Максимум экситонной ФЛ нитрида галлия расположен при 3,42 эВ, время затухания люминесценции составляет $\tau < 15$ нс, а полуширина FWHM ≈ 90 мэВ.

Различия спектров КЛ и ФЛ можно объяснить следующим образом. Известно, что СЭП обеспечивает возбуждение образца на большую глубину, по сравнению с фотовозбуждением. Расположение максимума в низкоэнергетической области, а также меньшая полуширина полосы КЛ по сравнению с полосой ФЛ обусловлены реабсорбцией высокоэнергетической части полосы люминесценции, распространяющейся в направлении детектора из более глубоких слоёв GaN.

На низкоэнергетическом краю полос излучения GaN (Рисунок 3.22) наблюдаются «всплески» интенсивности. Их появление, вероятно, обусловлено фоновыми повторами основной экситонной полосы люминесценции.

Зависимость интенсивности КЛ и ФЛ от общей плотности пронизывающих дислокаций в эпитаксиальных слоях GaN приведена на рисунке 3.23. Видно, что имеется пороговая плотность дислокаций $\sim 8 \cdot 10^8$ см⁻², ниже которой наблюдается резкое (близкое к линейному) увеличение интенсивности экситонной полосы КЛ и ФЛ слоёв GaN [144, 145].

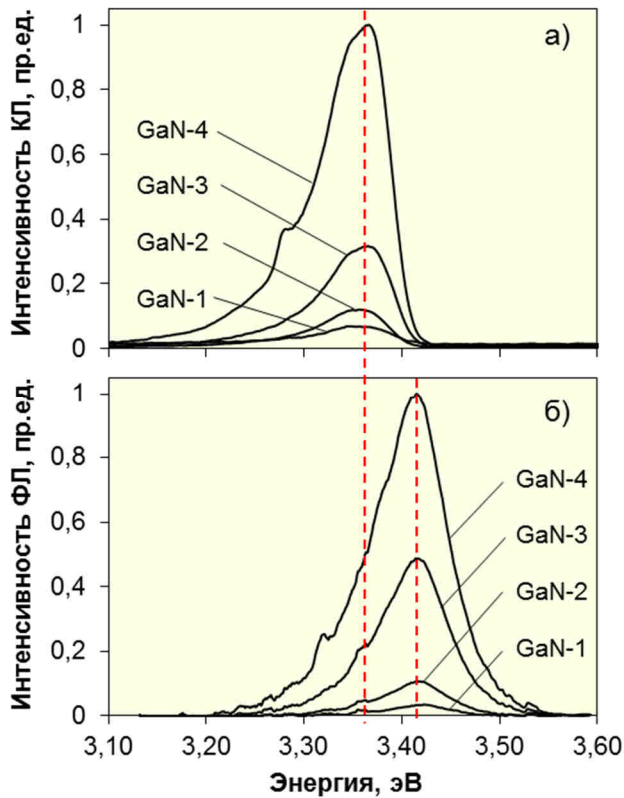


Рисунок 3.22 – Интегральные (за время импульса) спектры КЛ (а) и ФЛ (б) образцов GaN-1 – GaN-4 с разной плотностью дислокаций.
 $T = 300 \text{ K}$

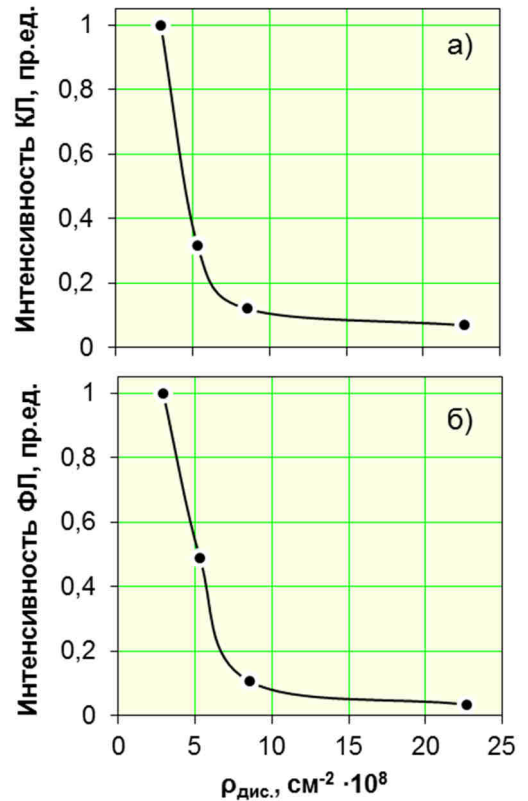


Рисунок 3.23 – Зависимость интенсивности эксимерной КЛ (а) и ФЛ (б) от плотности дислокаций в эпитаксиальных слоях GaN

Экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что пронизывающие дислокации, образующиеся в процессе роста эпитаксиальных слоёв GaN, способствуют рекомбинации экситонов в эпитаксиальных слоях GaN по безызлучательным каналам. Люминесцентные методы исследования, в частности использующие СЭП в качестве источника возбуждения, могут быть альтернативой либо дополнением к таким известным способам определения плотности дислокаций в эпитаксиальных слоях GaN как просвечивающая электронная микроскопия, атомно-силовая микроскопия, измерение плотности ямок травления и метод диффузного рассеяния рентгеновских лучей. Полученная зависимость интенсивности эксимерной люминесценции GaN от плотности дислокаций может служить градуировочным графиком, позволяющим определять концентрацию дислокаций по интенсивности эксимерной

люминесценции в эпитаксиальных слоях GaN, выращенных по одной и той же технологии [144, 145].

3.9 Обсуждение особенностей излучательной рекомбинации в гетероструктурах InGaN/GaN при возбуждении СЭП

Гетероструктуры на основе квантоворазмерной активной области InGaN/GaN являются сложной оптической системой, в которой каждый из слоёв может вносить свой вклад в общий спектр люминесценции. Представленные в данной главе экспериментальные результаты демонстрируют существенное влияние уровня возбуждения (при использовании в качестве источников возбуждения СЭП, N₂-лазер и Хе-лампу) на спектральный состав, амплитудные и спектрально-кинетические характеристики регистрируемого излучения.

Снижая плотность энергии СЭП возможно реализовать уровень электронного возбуждения исследуемых образцов, сопоставимый с уровнем оптического возбуждения N₂-лазером. Однако в отличие от фотовозбуждения, использование СЭП позволяет реализовать однородное возбуждение слоёв гетероструктур с различным дизайном и предысторией. Это связано с тем, что глубина проникновения электронов в гетероструктуры InGaN/GaN определяется энергией электронного пучка, средняя величина которой в данном случае составляет 250 кэВ. Учитывая, что общая толщина исследуемых гетероструктур, выращенных на сапфировых подложках, не превышает нескольких микрон (< 5 мкм), при облучении СЭП высокоэнергетические электроны проходят все слои гетероструктуры, включая квантоворазмерную активную область InGaN/GaN, которая располагается на расстоянии < 250 нм от поверхности, и тормозятся в основном в подложке, обеспечивая тем самым однородное распределение ионизационных потерь в слоях гетероструктуры. При фотовозбуждении поглощение фотонов осуществляется по закону Бугера [146], интенсивность света, распространяющегося от поверхности вглубь слоёв гетероструктуры, убывает по экспоненциальному закону, что приводит к

неоднородности возбуждения образцов по глубине, а также к различиям в условиях возбуждения гетероструктур с различным дизайном поверхностных слоёв.

Многократное измерение спектров КЛ гетероструктур InGaN/GaN при облучении СЭП не выявило возникновения новых полос люминесценции, которые могли бы быть связаны с модифицированием свойств КЯ либо наведением дефектов в процессе облучения. Такой эффект обусловлен малой длительностью импульса СЭП. За время облучения $t = 15$ нс в гетероструктурах не успевают произойти процессы, приводящие к необратимым изменениям их люминесцентных характеристик, что является важным отличием данного способа возбуждения от стационарного электронного облучения, при котором наблюдается изменение спектрального положения полосы люминесценции КЯ и формирование новой полосы, предположительно также связанной с излучением в квантоворазмерной активной области [105].

На люминесцентные характеристики эпитаксиальных слоёв GaN и гетероструктур InGaN/GaN существенное влияние оказывает структурное совершенство данных материалов, в частности плотность пронизывающих дислокаций. Экспериментальные результаты показывают, что для эпитаксиальных слоёв GaN имеется пороговая величина плотности дислокаций ($\sim 8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$), ниже которой наблюдается резкий рост интенсивности краевой полосы КЛ и ФЛ слоёв GaN.

Для гетероструктур на основе InGaN/GaN наблюдается корреляция между плотностью дислокаций и формированием полос стимулированного излучения InGaN. При возбуждении гетероструктур СЭП с варьируемой плотностью энергии выявлены следующие закономерности *стимулированной КЛ квантоворазмерной активной области InGaN*:

- появление узкой линии излучения ($\text{FWHM} \approx 17 \text{ мЭВ}$) на низкоэнергетическом крыле широкой синей полосы ($\text{FWHM} \approx 110 \text{ мЭВ}$) в гетероструктурах, не имеющих искусственно созданных зеркал обратной связи, при достижении порогового значения плотности энергии СЭП. Порог

перехода спонтанного излучения в стимулированный режим индивидуален для каждого образца. Для гетероструктур с плотностью дислокаций $\sim 10^7 - 10^8 \text{ см}^{-2}$ пороговое значение лежит в пределах $H = 0,1 \div 0,2 \text{ Дж/см}^2$ при $T = 300 \text{ К}$, для образцов с плотностью дислокаций $\geq 10^9 \text{ см}^{-2}$ стимулированная КЛ InGaN отсутствует вплоть до верхнего значения $H = 0,5 \text{ Дж/см}^2$, используемого для возбуждения люминесценции исследуемых образцов;

- сверхлинейный рост интенсивности полосы при увеличении плотности энергии СЭП выше порогового значения;
- уширение полосы при плотности энергии $H \geq 0,3 \text{ Дж/см}^2$;
- малое время затухания $\tau < 15 \text{ нс}$ (не превышающее временное разрешение экспериментальной установки);
- снижение порога перехода спонтанной люминесценции InGaN в стимулированный режим при уменьшении температуры от 300 до 15 К.

В спектрах КЛ ряда гетероструктур InGaN/GaN наблюдается формирование *стимулированной люминесценции базового слоя GaN*, для которой характерны следующие особенности:

- появление узкой линии излучения на низкоэнергетическом крыле спонтанной полосы GaN при более высоких значениях плотности энергии СЭП ($H \approx 0,18 \div 0,20 \text{ Дж/см}^2$), чем для InGaN-КЯ;
- присутствие спонтанной полосы GaN (при 3,36 – 3,37 эВ) на фоне полосы стимулированной люминесценции GaN вплоть до верхнего значения $H = 0,5 \text{ Дж/см}^2$, используемого для возбуждения люминесценции исследуемых образцов;
- уширение полосы при плотности энергии $H \geq 0,3 \text{ Дж/см}^2$;
- малое время затухания $\tau < 15 \text{ нс}$ (не превышающее временное разрешение экспериментальной установки).

Наблюдаемые закономерности стимулированного излучения InGaN-КЯ и слоёв GaN позволяют предположить, что механизм его возникновения

обусловлен излучательной рекомбинацией в ЭДП, которая образуется в эпитаксиальных слоях гетероструктуры при достижении уровня возбуждения порогового значения [127], при самопроизвольном формировании обратной связи с участием граней облучаемой пластины и неоднородностей кристаллической решётки. Влияние плотности дислокаций в гетероструктурах на переход спонтанной люминесценции InGaN-КЯ в стимулированный режим при облучении СЭП может быть критерием оценки качества гетероструктур на основе InGaN. Формирование в одной кристаллической пластине сразу двух высокоинтенсивных стимулированных полос КЛ – квантоворазмерной активной области InGaN и слоёв GaN – с отличающимися порогами генерации может способствовать применению гетероструктур в специализированных оптоэлектронных приборах.

Обобщая результаты изучения *спонтанной люминесценции квантоворазмерной активной области InGaN*, можно выделить следующие закономерности данного вида излучения:

- высокоэнергетический сдвиг и увеличение полуширины полосы с ростом уровня возбуждения;
- высокоэнергетический сдвиг и увеличение интенсивности полосы при уменьшении температуры от 300 до 15 К;
- низкоэнергетический сдвиг и уменьшение полуширины полосы с ростом временной задержки регистрации спектров;
- неэкспоненциальный характер затухания люминесценции. Время затухания люминесценции InGaN-КЯ достигает десятков наносекунд при $T = 300$ К и определяется предысторией образцов и уровнем возбуждения;
- влияние количества КЯ на положение спектра люминесценции в образцах, выращенных в одинаковых технологических условиях. Полоса излучения множественных КЯ InGaN находится в низкоэнергетической области по сравнению с полосой излучения одиночной КЯ InGaN при одинаковых уровнях возбуждения;

- незначительное влияния уровня возбуждения на длительность импульса КЛ в образце с одиночной КЯ;
- сильное влияние уровня возбуждения на длительность импульса КЛ в спектральной области, соответствующей низкоэнергетическому крылу полосы InGaN в образце с множественными КЯ. При высокой плотности энергии СЭП ($H = 0,25 \text{ Дж/см}^2$) импульс КЛ образца характеризуется постоянным значением длительности во всем спектральном диапазоне. Снижение плотности энергии СЭП до $H = 0,01 \text{ Дж/см}^2$ приводит к существенному увеличению длительности импульса КЛ в спектральной области, соответствующей низкоэнергетическому крылу полосы InGaN.

С позиции *модели донорно-акцепторной рекомбинации* [126, 127, 129, 132] высокоэнергетический сдвиг полосы излучения InGaN-КЯ при увеличении уровня возбуждения связан с тем, что далекие пары быстрее насыщаются, при этом удельный вес излучения короткоживущих пар растет [70, 147]. Изменение спектрального положения полосы люминесценции InGaN и её интенсивности с температурой обусловлено тем, что положение и ширина энергетических зон и примесных уровней, вероятность переходов и распределение электронов по уровням являются чувствительными функциями температуры [147]. Для большинства полупроводников, в том числе GaN и InGaN, характерно увеличение ширины запрещённой зоны при уменьшении температуры, что приводит к высокоэнергетическому сдвигу полосы излучения. Сдвиг максимума спектра люминесценции в низкоэнергетическую область с одновременным уменьшением полуширины полосы излучения при увеличении времени задержки регистрации объясняется быстрым высвечиванием близких (короткоживущих) пар, вызывающим падение интенсивности люминесценции в высокоэнергетической области спектра [147, 148]. Неэкспоненциальный характер затухания люминесценции является типичным для излучательной рекомбинации по донорно-акцепторному механизму. Высокоэнергетический сдвиг спектра люминесценции одиночной КЯ InGaN (по отношению к образцу с множественными КЯ) связан с тем, что размеры одиночной КЯ таковы, что в ней

образуются только близко расположенные донорно-акцепторные пары, спектр которых, согласно теории донорно-акцепторной рекомбинации, находится в высокоэнергетической области, при этом длительность люминесценции таких пар мала. В структурах с множественными КЯ InGaN рекомбинация может реализовываться между центрами, локализованными в различных КЯ [15, 130], т.е. между далекими парами, спектр которых сдвинут в низкоэнергетическую область, а длительность люминесценции больше, чем у близких донорно-акцепторных пар.

С точки зрения модели донорно-акцепторной рекомбинации до конца непонятным остается плавный характер изменения длительности люминесценции образцов в спектральной области, в которой расположен максимум полосы множественных КЯ InGaN. Для донорно-акцепторных пар плотность состояний имеет вид δ -функции на энергиях доноров и акцепторов [15], т.е. формируются четкие локализованные уровни с определённым временем высвечивания, поэтому плавное изменение длительности люминесценции по спектру излучения множественных КЯ возможно при формировании большого количества донорно-акцепторных пар с плавно изменяющимся временем высвечивания, что на данный момент не доказано и не опровергнуто для гетероструктур InGaN/GaN. Природа доноров и акцепторов, участвующих в излучательной рекомбинации в квантоворазмерной активной области InGaN/GaN остается неопределённой и малоизученной. Предполагается, что мозаичная структура, характерная для гетероструктур на основе InGaN/GaN, способствует формированию донорно-акцепторных пар [15], роль глубоких акцепторов могут выполнять вакансии галлия [149], глубоких доноров – комплексы, содержащие кислород и углерод [150].

Дать объяснения наблюдаемым закономерностям спонтанной люминесценции квантоворазмерной активной области InGaN можно также на основе *модели излучательной рекомбинации в хвостах двумерной плотности состояний*, которая широко применяется для интерпретации люминесцентных характеристик и описания спектров излучения активной области InGaN

светодиодов и лазеров [14, 53, 54, 56-62]. Хвосты зон, представляющие собой «размытие» дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, обусловленное влиянием флуктуаций потенциала, возникающих из-за невозможности создания на практике идеальных КЯ, являются областями с высокой локализацией носителей [54]. При низких уровнях возбуждения сильная локализация носителей заряда обусловлена тем, что они быстро перескакивают из мелких состояний прямо в нижележащие по энергии состояния хвостов, при этом наблюдается высокоэнергетическая отсечка спектра люминесценции. Высокие уровни возбуждения подавляют прямые перескоки носителей в глубокие состояния из-за частичного заполнения состояний хвоста, это приводит к росту отношения плотности подвижных и локализованных носителей, высокоэнергетическому сдвигу и уширению спектра излучения InGaN [13, 151]. Повышение температуры способствует расширению хвостов плотности состояний [53], сужению запрещённой зоны и сдвигу максимума полосы излучения InGaN в область низких энергий [58]. Плавное изменение длительности люминесценции образцов в спектральной области, в которой расположен максимум полосы множественных КЯ InGaN, можно объяснить монотонным убыванием функции плотности состояний в хвостах зон по мере увеличения энергии локализации [15].

Таким образом, большинство наблюдаемых особенностей спонтанной люминесценции квантоворазмерной активной области InGaN при возбуждении СЭП согласуются с двумя моделями: излучательной рекомбинации в хвостах двумерной плотности состояний и донорно-акцепторной рекомбинации. Однако плавный характер изменения длительности люминесценции образцов по спектру излучения множественных КЯ можно объяснить именно с позиции существования хвостов зон. Полученные экспериментальные результаты могут быть базой для дальнейших теоретических исследований как в области природы и механизмов излучательной рекомбинации InGaN-КЯ, так и влияния облучения СЭП на люминесцентные характеристики тонкоплёночных полупроводниковых наногетероструктур.

Выводы по главе 3

1. Показана возможность использования СЭП наносекундной длительности с плотностью энергии $0,005 - 0,5 \text{ Дж/см}^2$ для люминесцентных исследований и диагностики гетероструктур на основе квантоворазмерной активной области InGaN/GaN, главным преимуществом которого (по сравнению с фотовозбуждением) является однородность возбуждения люминесцирующих слоёв, получение информации о гетероструктуре как о сложной оптической системе, в которой активная область InGaN, базовый слой GaN и подложка Al_2O_3 дают вклад в интегральные характеристики КЛ, при этом импульсное облучение СЭП (в отличие от стационарного электронного возбуждения) не вызывает появления новых полос в спектре люминесценции исследуемых структур.

2. Выявлен ряд закономерностей спонтанной и стимулированной люминесценции гетероструктур InGaN/GaN, выращенных на подложках Al_2O_3 в различных технологических условиях, при возбуждении СЭП. Закономерности спонтанной люминесценции квантоворазмерной активной области InGaN согласуются с моделью излучательной рекомбинации в хвостах двумерной плотности состояний. Особенности стимулированной КЛ InGaN-КЯ и слоёв GaN дают основание предположить, что механизм её возникновения обусловлен излучательной рекомбинацией в ЭДП, образующейся при достижении уровня возбуждения порогового значения, и самопроизвольным формированием обратной связи при участии граней облучаемой пластины и неоднородностей кристаллической решётки.

3. Продемонстрирована высокая чувствительность люминесцентной спектрометрии с возбуждением СЭП к варьированию состава и толщины наноразмерных слоёв активной области InGaN/GaN при измерении спектров КЛ из разных областей гетероструктур, которая проявляется в флуктуациях спектрального положения, амплитуды и полуширины полосы стимулированной люминесценции InGaN-КЯ.

4. Обнаружена жёлто-зелёная полоса в спектрах ФЛ исследуемых образцов, которая имеет одинаковое положение максимума (2,25 эВ) в гетероструктурах с различным дизайном активной области InGaN. Положение максимума полосы возбуждения жёлто-зелёной ФЛ совпадает с максимумом спонтанной люминесценции слоёв GaN (3,36 – 3,37 эВ), что дает основания предполагать о связи жёлто-зелёной полосы с излучательной рекомбинацией в дефектах, присутствующих в слоях GaN. На основе спектров возбуждения и люминесценции жёлто-зелёной и основной синей полос сформированы схемы энергетических переходов в исследуемых гетероструктурах InGaN/GaN.

5. Выявлено, что вклад люминесценции подложки Al_2O_3 в спектр КЛ гетероструктур InGaN/GaN при облучении СЭП незначителен на фоне полос люминесценции активной области InGaN и слоёв GaN, интенсивность которых не менее чем на порядок превосходит интенсивность излучения подложки. Для регистрации КЛ подложек Al_2O_3 при облучении образцов со стороны гетероструктуры плотность энергии СЭП должна иметь значение $H \geq 0,3$ Дж/см².

6. Показано, что пронизывающие дислокации, образующиеся в процессе роста эпитаксиальных слоёв GaN, способствуют рекомбинации носителей заряда в эпитаксиальных слоях GaN по безызлучательным каналам. При плотности дислокаций ниже $8 \cdot 10^8$ см⁻² наблюдается резкое (близкое к линейному) увеличение интенсивности экситонной полосы КЛ и ФЛ слоёв GaN.

Глава 4. Разрушение гетероструктур InGaN/GaN и эпитаксиальных слоёв GaN при возбуждении СЭП

Актуальность проведения отдельных исследований, посвященных проблеме разрушения гетероструктур на основе нитридов III-группы под действием СЭП, обусловлена перспективностью применения высокоэнергетических электронных пучков для исследования и диагностики данных материалов на всех этапах роста. Возможности и преимущества использования СЭП в области люминесцентных исследований гетероструктур продемонстрированы в главе 3 и работах [120, 126-130, 144, 145, 152, 153]. В литературе вопрос о порогах и механизмах разрушения гетероструктур на основе квантоворазмерной активной области InGaN/GaN при импульсном облучении высокоэнергетическим СЭП ранее не освещался. Подобные исследования позволят, с одной стороны, определить рамки применимости СЭП для неразрушающей люминесцентной диагностики полупроводниковых гетероструктур, с другой стороны, глубже понять процессы деградации структур на основе GaN в мощных оптоэлектронных приборах, что крайне важно в условиях малой изученности и неоднозначности интерпретации данных процессов.

Цель четвертой главы – выявить особенности разрушающего воздействия СЭП на гетероструктуры InGaN/GaN и эпитаксиальные слои GaN, выращенные на подложках Al₂O₃. В частности, внимание сфокусировано на исследовании морфологии, пороговых условий и механизмов разрушения данных материалов при многократном облучении СЭП наносекундной длительности.

4.1 Морфология разрушений в гетероструктурах InGaN/GaN

Первые результаты экспериментальных исследований морфологии разрушений полупроводниковых структур на основе нитрида галлия после

многоимпульсного облучения СЭП представлены нами в работах [10, 154-157]. Выявлен целый ряд особенностей формирования электронно-пучковых разрушений в данных материалах.

Облучение гетероструктур на основе InGaN/GaN, выращенных на сапфировых подложках, высокоэнергетическими электронами вызывает появление микроразрушений в облученных зонах. Формирование разрушений в гетероструктурах под действием СЭП носит пороговый характер. Морфология наблюдаемых микроразрушений и пороговые значения плотности энергии электронного пучка $H_{п}$, необходимые для их формирования, определяются индивидуальными свойствами исследуемых образцов. При длительности импульса тока электронного пучка $t = 15$ нс и средней энергии электронов $U = 250$ кэВ экспериментально определённые пороги разрушения образцов ГС-1 – ГС-7 находятся в диапазоне плотностей энергии пучка $0,15 - 0,3$ Дж/см².

Исследование морфологии электронно-пучковых разрушений проводилось с помощью микровизора проходящего света μ Vizo-101. На рисунке 4.1. представлен общий для всех исследуемых гетероструктур вид микроразрушений, возникающих при облучении образцов СЭП. Разрушения представляют собой «россыпь» тёмных точек, вокруг которых формируется менее тёмная область. Природа данных разрушений, вероятно, связана с наличием системы протяжённых дефектов, характерной для гетероструктур на основе InGaN/GaN и упоминаемой в ряде работ [80-82, 84, 85]. Дефекты структуры считаются «предпочтительными» местами локализации тока в светодиодных гетероструктурах на основе InGaN/GaN. При облучении гетероструктур СЭП действует схожий механизм токовой локализации на дефектах структуры. При этом в каналах локализации тока и прилегающих областях может происходить испарение азота, миграция и выпадение атомов и ионов металлов (Ga, In, Al), в результате чего данные области визуально проявляются в виде тёмных точек и пятен.

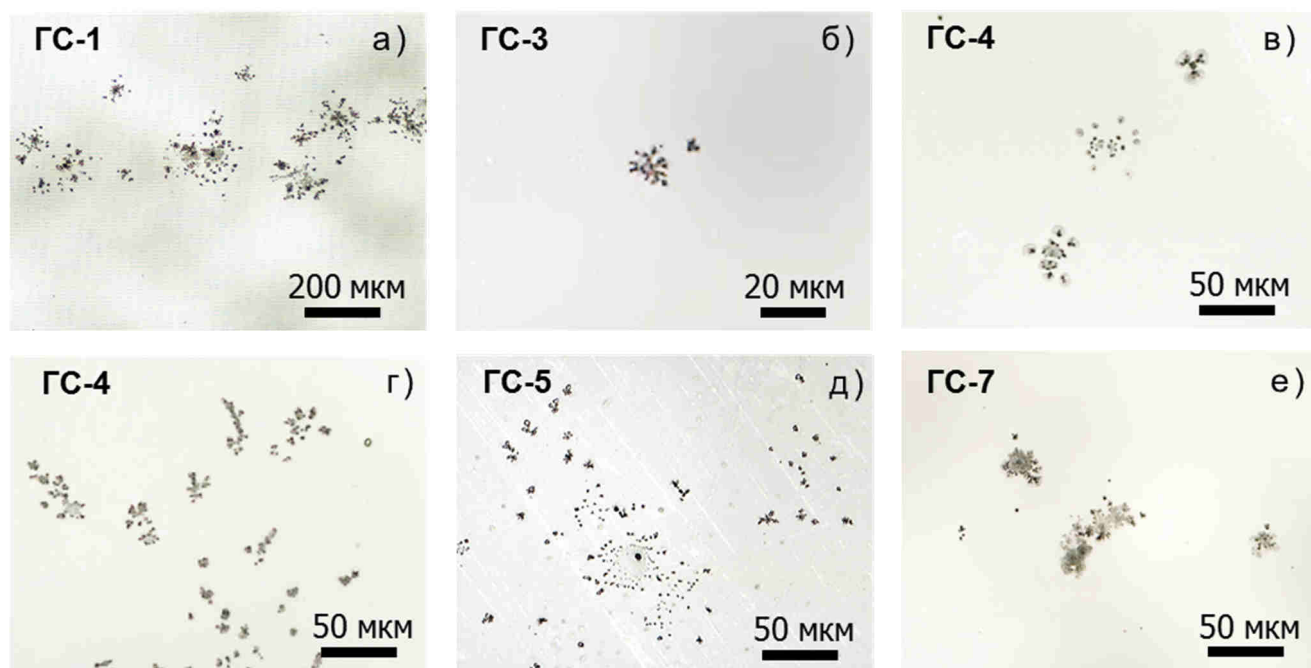


Рисунок 4.1 – Фотографии микроразрушений в образцах ГС-1 (а), ГС-3 (б), ГС-4 (в, г), ГС-5 (д) и ГС-7 (е) после 10 импульсов облучения СЭП при $H = 0,25$ Дж/см²

Основная часть наблюдаемых микроразрушений формируется при первых импульсах облучения СЭП, если плотность энергии пучка $H \geq H_{п.}$ На рисунке 4.2 (а) представлена фотография разрушений, образовавшихся в ГС-7 после 10 импульсов СЭП при $H = 0,25$ Дж/см². Увеличение числа импульсов приводит к незначительному проявлению новых разрушений, которые отмечены красными прямоугольниками на рисунке 4.2 (б, в). Кроме того, с увеличением дозы облучения некоторые тёмные области разрушений, образовавшихся при первых импульсах, становятся светлее. Такое поведение можно объяснить релаксацией напряжений при миграции атомов и ионов металлов, а также частичным восстановлением дефектных областей за счёт возвращения азота в кристаллическую решётку повреждённых зон.

В исследуемых гетероструктурах при облучении электронным пучком с $H \geq H_{п.}$ зафиксировано также появление специфических форм и комбинаций микроразрушений. Фотографии некоторых из них представлены на рисунке 4.3, из которого видно, что распределение разрушений по облучаемой поверхности пластины может быть как неоднородным (Рисунок 4.3, а, б, г, д), так и близким к

однородному (Рисунок 4.3, в, е). Наблюдаемое многообразие морфологии разрушений можно объяснить тем, что все образцы были получены от разных производителей (кроме ГС-3 и ГС-4, которые выращены в одной лаборатории) и имеют различный дизайн активной области. Разнообразие технологических особенностей выращивания гетероструктур InGaN/GaN способствовало формированию специфических дефектов и их комплексов в процессе роста, которые «проявились» при многоимпульсном облучении СЭП.

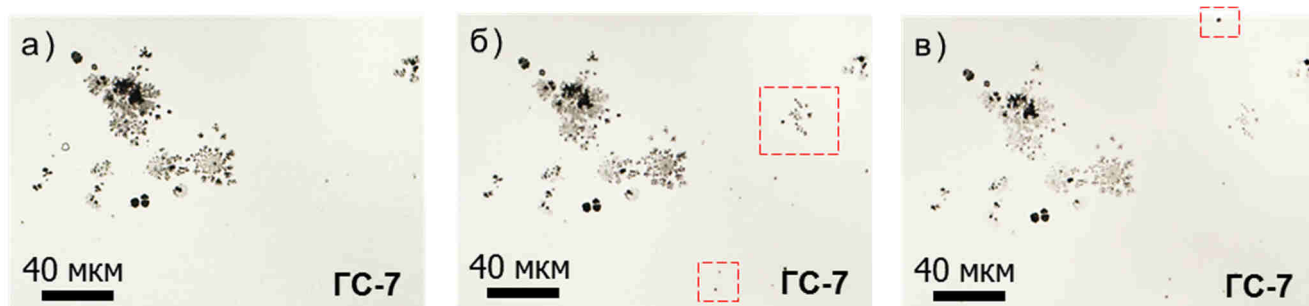


Рисунок 4.2 – Фотографии микроразрушений в облученной области образца ГС-7 после:
а – 10, б – 20, в – 50 импульсов СЭП при $H = 0,25 \text{ Дж/см}^2$

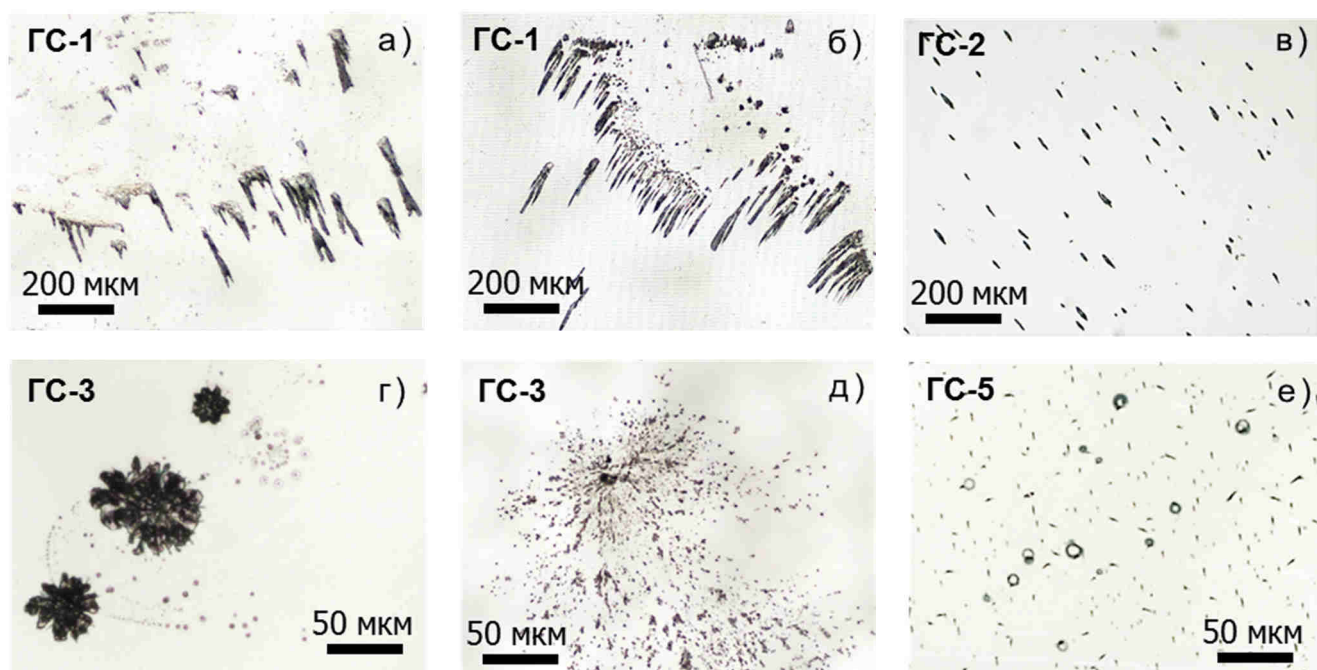


Рисунок 4.3 – Фотографии специфических микроразрушений в образцах ГС-1 (а, б), ГС-2 (в), ГС-3 (г, д) и ГС-5 (е) после 100 импульсов облучения СЭП при $H = 0,25 \text{ Дж/см}^2$

Отдельно стоит обратить внимание на особый вид разрушений (Рисунок 4.4), формирующихся в образцах, в спектрах КЛ которых регистрируется высокоинтенсивная стимулированная люминесценция квантоворазмерной активной области InGaN/GaN и/или слоёв GaN. Данные разрушения имеют вытянутую форму (длина варьируется от нескольких единиц до нескольких сотен микрометров) и сориентированы преимущественно в одном направлении. Их плотное скопление вдоль одной линии приводит к формированию трещин и дефектов тёмных линий (Рисунок 4.4, в, е).

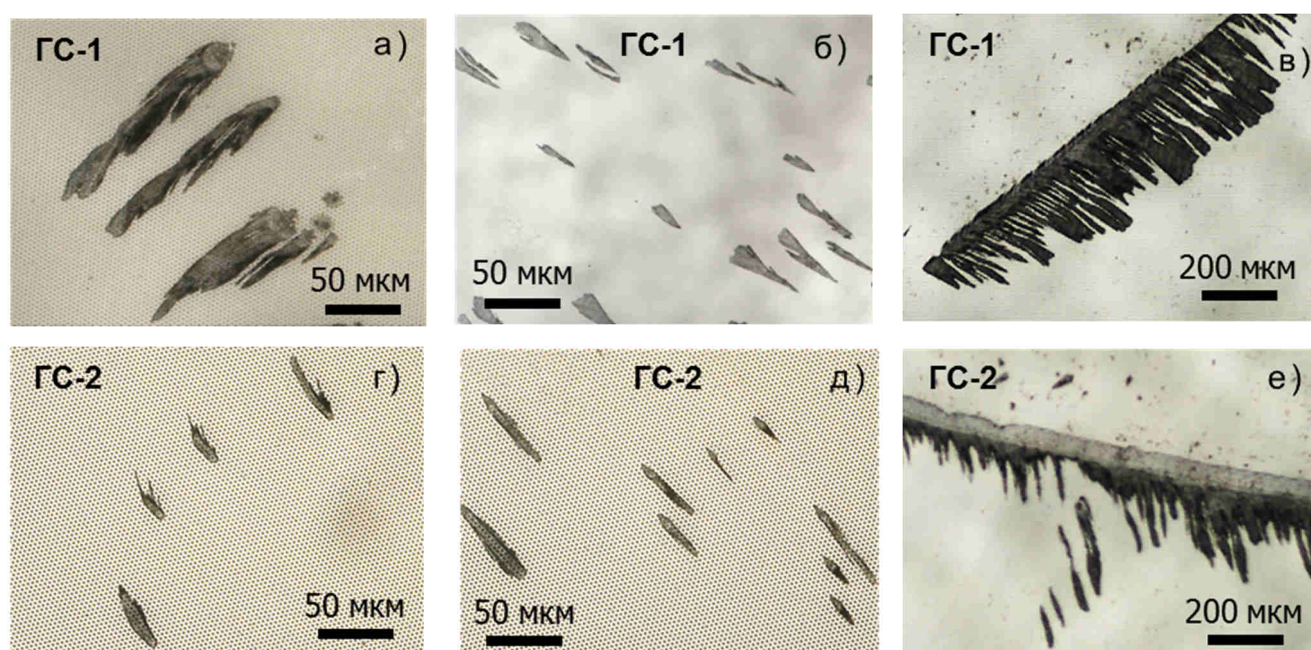


Рисунок 4.4 – Морфология разрушений образцов ГС-1 (а – в) и ГС-2 (г – е), в спектрах КЛ которых регистрируется стимулированное излучение InGaN-квантовых ям и слоёв GaN

Высокий выход люминесценции в образцах ГС-1 и ГС-2 обеспечен производителями за счёт применения текстурирования интерфейса между сапфировой подложкой и слоями гетероструктуры. Из-за технологических особенностей изготовления вблизи края пластины имеется область без текстуры. Из рисунка 4.5 видно, что образовавшиеся разрушения выходят за пределы текстурированной области, «не чувствуя» границу. Они локализованы над текстурированной областью, т.е. именно в слоях гетероструктуры.

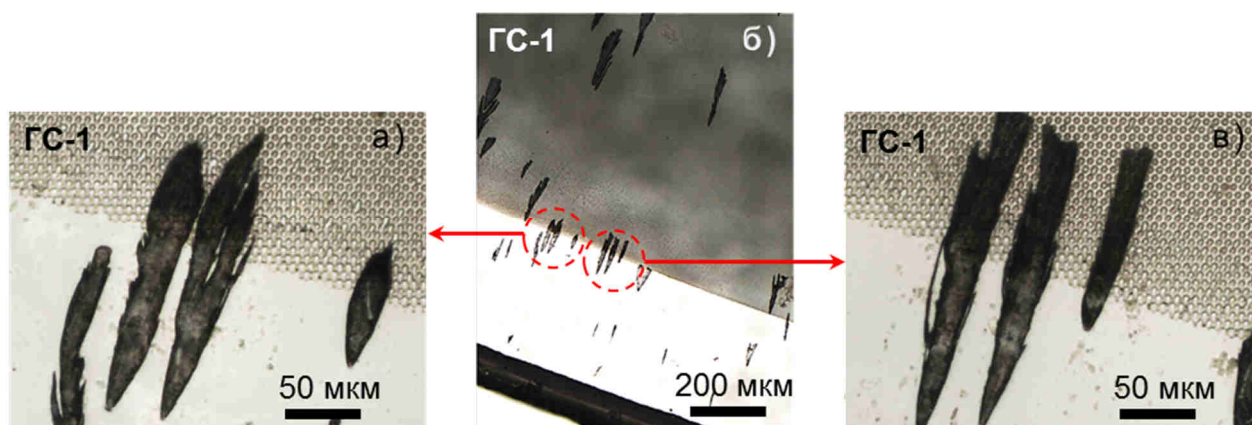


Рисунок 4.5 – Фотографии повреждений, формируемых в образце ГС-1 на границе перехода между текстурированной и не текстурированной областями под действием СЭП

По всей видимости стимулированное излучение играет немаловажную роль в процессе образования разрушений, показанных на рисунках 4.4 и 4.5. Такое предположение возникло на основе сравнения полученных результатов с литературными данными по деградации активных лазерных сред на основе InGaN/GaN. В [112] наблюдалось формирование локальных протяжённых зон, ориентированных преимущественно вдоль оси резонатора, в которых происходило испарение с расплавлением гетероструктуры (Рисунок 1.8). Их появление объяснили оптическим разрушением при взаимодействии собственного лазерного излучения (с небольшой плотностью мощности) со случайно распределёнными дефектами в объёме материала.

Схожие по форме разрушения наблюдаются на поверхности монокристалла LiNbO_3 (Рисунок 4.6) при многоимпульсном облучении СЭП с плотностью энергии $H = 0,25 \text{ Дж/см}^2$. Ниобат лития является сегнетоэлектриком с выраженным эффектом Поккельса и сильными пьезоэлектрическими полями. Эффект оптического разрушения в данном материале широко известен. В работе [158] лазерное разрушение поверхности ниобата лития связывают с дефектностью поверхности и адсорбированными на ней поглощающими примесями из окружающей атмосферы.

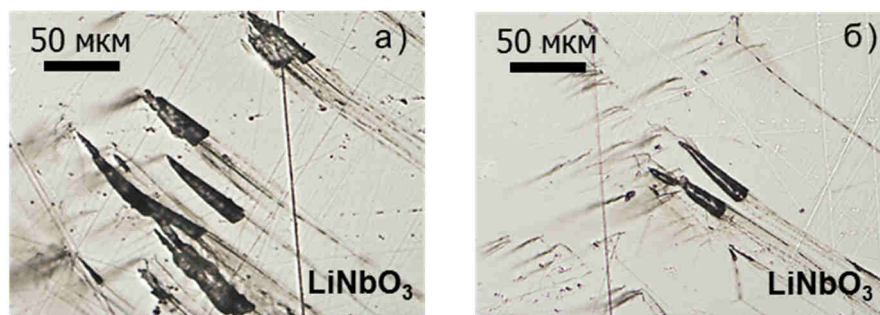


Рисунок 4.6 – Фотографии повреждений, формируемых в монокристалле LiNbO_3 при облучении импульсным СЭП ($H = 0,25 \text{ Дж/см}^2$)

Примечательным является поведение данного вида разрушений в гетероструктурах на основе InGaN/GaN при дальнейшем облучении СЭП и спустя длительное время. Из рисунка 4.7 видно, что внутренняя область разрушений, образовавшихся в ГС-1 после 100 импульсов СЭП ($H = 0,25 \text{ Дж/см}^2$), оказалась обратимой. При дальнейшем периодическом (раз в месяц) многоимпульсном (около 20 импульсов) облучении гетероструктуры СЭП ($H = 0,25 \text{ Дж/см}^2$) в течение года внутренние области разрушений стали полностью прозрачными. Обратимость внутренней области данного типа разрушений может быть объяснена миграцией атомов и ионов металлов, которая, характерная для гетероструктур на основе InGaN/GaN . Контуры разрушений оказались необратимыми, однако наблюдается их «расплывание» и увеличение размеров.

При плотности энергии электронного пучка $H \geq 0,6 \text{ Дж/см}^2$ в гетероструктурах проявляются разрушения не только в виде «россыпи» тёмных точек, но и в форме каналов разряда, отколов и трещин (Рисунок 4.8). В образцах ГС-1, ГС-2 и ГС-5 наблюдалось возникновение протяжённых (~1 мм) пересекающихся трещин (Рисунок 4.9, а-д). В сапфировой подложке Al_2O_3 (без гетероструктуры) образовавшиеся под действием СЭП трещины расходятся под углом 120° (Рисунок 4.9, е). Данное значение точно соответствует углу между векторами \mathbf{a}_2 и \mathbf{a}_3 для $c\text{-Al}_2\text{O}_3$ (0001). В образцах ГС-1, ГС-2 и ГС-5 углы между трещинами, сформировавшимися при облучении высокоэнергетическими электронами, принимают разнообразные значения (Таблица 4.1). Некоторые из

наблюдаемых трещин не являются прямыми линиями, а представляют собой линии с плавно изменяющимся направлением от нескольких единиц до нескольких десятков градусов.

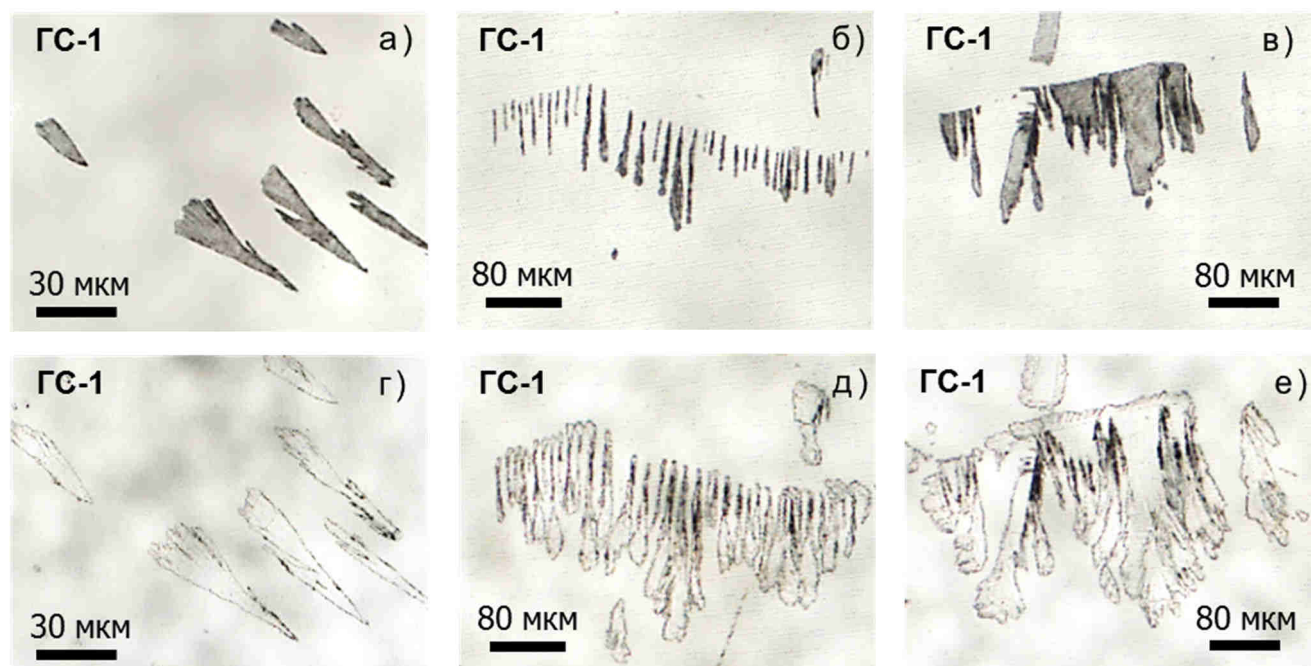


Рисунок 4.7 – Эволюция разрушений, образовавшихся в ГС-1 после 100 импульсов СЭП при $H = 0,25$ Дж/см² (а – в), спустя год при периодическом многоимпульсном облучении СЭП при $H = 0,25$ Дж/см² (г – е)

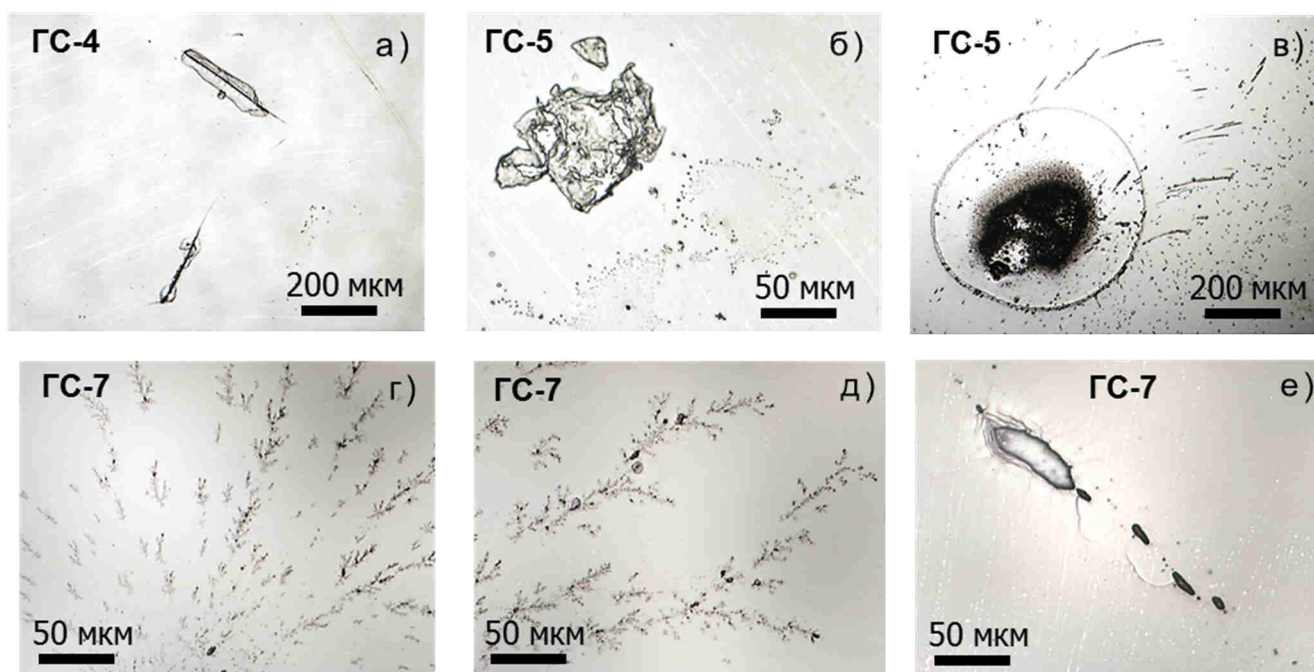


Рисунок 4.8 – Морфология разрушений в образцах ГС-4 (а), ГС-5 (б, в) и ГС-7 (г-е) после 10 импульсов облучения СЭП при $H = 0,6$ Дж/см²

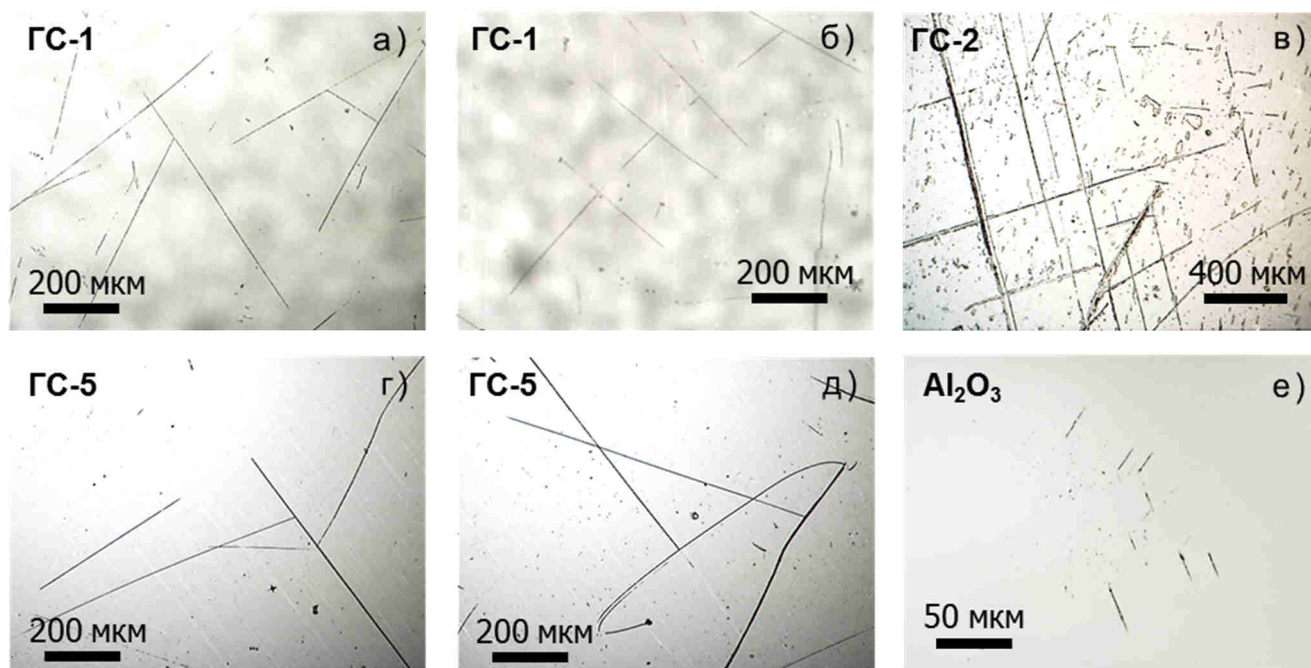


Рисунок 4.9 – Трещины, образовавшиеся в образцах ГС-1 (а, б), ГС-2 (в), ГС-5 (г, д) и сапфировой подложке (е) после 10 импульсов СЭП при $H = 1 \text{ Дж/см}^2$

Таблица 4.1 – Углы между трещинами, образовавшимися в исследуемых образцах под действием СЭП

Образец	Углы между трещинами, градусы
Al_2O_3	120
ГС-1	2; 3; 4; 5; 6; 8; 9; 10; 12; 13; 15; 17; 22; 24; 31; 33; 37; 46; 62; 65; 71; 74; 75; 77; 80; 82; 83; 84; 86; 87; 88; 92; 93; 95; 108; 117; 119; 132
ГС-2	1; 2; 9; 13; 28; 37; 41; 50; 92; 93; 94; 105; 106; 107; 133; 134; 135; 142; 143; 144
ГС-5	1; 4; 6; 8; 9; 10; 11; 12; 15; 18; 23; 26; 27; 28; 29; 30; 33; 34; 35; 39; 41; 43; 45; 47; 51; 53; 54; 58; 62; 68; 72; 74; 76; 77; 78; 82; 86; 87; 88; 104; 105; 106; 113; 115; 116; 119

4.2 Морфология разрушений в эпитаксиальных слоях GaN

Нитрид галлия, выращенный на сапфировой подложке, является основой для роста слоёв активной области гетероструктур InGaN/GaN. Структурное совершенство базовых слоёв GaN оказывает существенное влияние на

излучательные характеристики гетероструктуры в целом. Возникает вопрос о влиянии структурного совершенства слоёв GaN, в частности плотности дислокаций, на формирование электронно-пучковых разрушений. В данном параграфе представлены результаты исследования особенностей формирования разрушений под действием СЭП в эпитаксиальных слоях GaN, отличающихся плотностью дислокаций (Таблица 2.2).

Под действием СЭП с $H = 0,25$ Дж/см² в образце GaN-1, имеющем наибольшую плотность дислокаций ($\sim 10^9$ см⁻²), зафиксированы разрушения, морфология которых идентична морфологии разрушений при развитии электрического пробоя в макрокристаллах полупроводников и диэлектриков. В центральной области пластины исследуемого образца разрушение имеет лучеобразную форму (Рисунок 4.10), а разрушение, сформировавшееся на периферии кристаллической пластины (Рисунок 4.11) напоминает фигуру Лихтенберга.

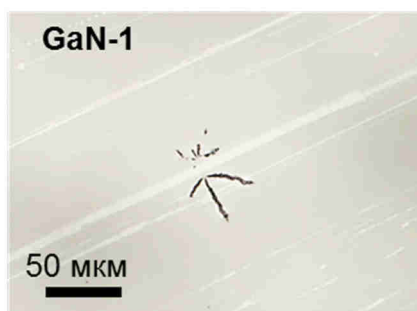


Рисунок 4.10 – Каналы электрического пробоя в эпитаксиальных слоях нитрида галлия образца GaN-1, сформировавшиеся под действием СЭП с $H = 0,25$ Дж/см²

Известно, что «предпочтительными» местами развития электрического пробоя в полупроводниках и диэлектриках являются области с неоднородным электрическим полем, появление которых обусловлено особенностями строения либо дефектами кристаллической структуры, образовавшимися в процессе выращивания. При этом пробой может быть локализован как в объёме кристалла, так и в поверхностном слое (эффект шнурования тока). Высокая плотность тока в каналах электрического пробоя приводит к разогреву и испарению материала, способствующих образованию необратимых разрушений.

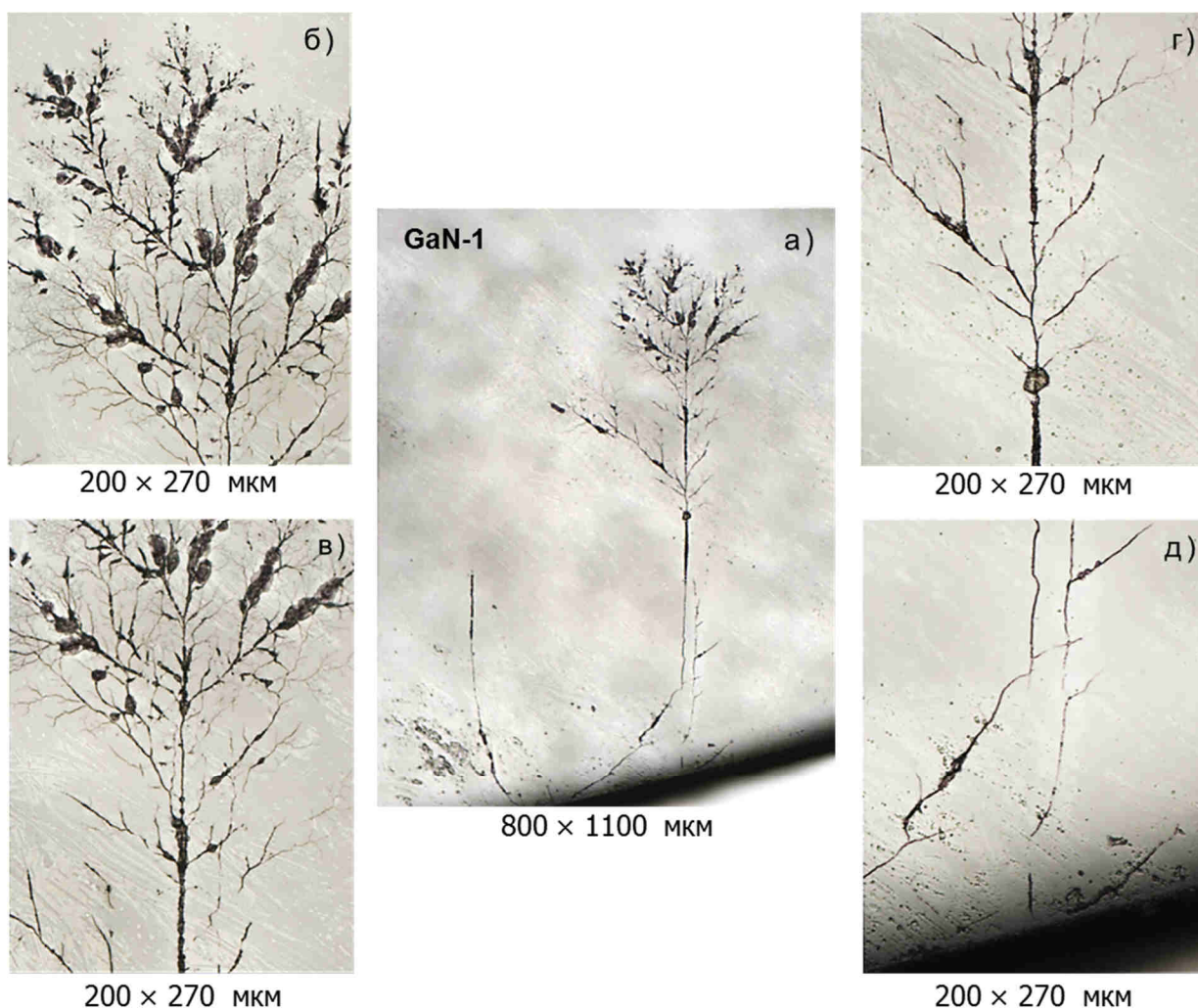


Рисунок 4.11 – Электрический пробой в эпитаксиальных слоях нитрида галлия образца GaN-1 (а) и детализированные фотографии каналов пробоя (б-д)

В образцах GaN-2 – GaN-4, имеющих меньшую плотность дислокаций по сравнению с GaN-1, при идентичных условиях облучения высокоэнергетическими электронами ($H = 0,25$ Дж/см²) микроразрушения не зафиксированы. По всей видимости, эпитаксиальные слои GaN с низкой плотностью дислокаций обладают повышенной электрической прочностью.

Многоимпульсное облучение электронным пучком с плотностью энергии $H \geq 0,6$ Дж/см² приводит к возникновению локальных разрушений во всех образцах GaN-1 – GaN-4. Наблюдаемые в эпитаксиальных слоях GaN разрушения условно можно разделить на несколько видов.

– Россыпь тёмных пятен и точек (Рисунок 4.12), подобных тем, что наблюдались в гетероструктурах ГС-1 – ГС-7 (Рисунок 4.1).

- Поры в приповерхностных слоях и отколы поверхностных слоёв (Рисунок 4.13), появление которых также характерно для образцов ГС-1 – ГС-7.
- Разрушения, имеющие форму округлого контура размером 40 – 80 мкм, за пределами которого наблюдается слабозаметное расслаивание структуры (Рисунок 4.14).
- Разрушения, имеющие форму идеальной окружности диаметром 40 – 80 мкм с тёмным пятном точно в центре (Рисунок 4.15). Данные разрушения зафиксированы в образцах GaN-2, GaN-3 и GaN-4 вблизи края кристаллических пластин, где наблюдается сильное расслаивание структуры, напоминающее «чешую».



Рисунок 4.12 – Микроразрушения в виде «россыпи» тёмных пятен и точек в образцах GaN-3 (а) и GaN-4 (б, в), образовавшихся после 20 импульсов облучения СЭП с $H = 0,6 \text{ Дж/см}^2$

Край образца GaN-1 после облучения СЭП с $H = 0,6 \text{ Дж/см}^2$ также имеет «слоистую» структуру, однако в образце GaN-1 разрушения, представленные на рисунке 4.15, не зафиксированы. В образце GaN-1 при такой плотности энергии СЭП наблюдался раскол кристаллической пластины на части (Рисунок 4.16), что говорит о снижении порога хрупкого раскола эпитаксиальных слоёв GaN, выращенных на сапфировой подложке, при плотности дислокаций $\sim 10^9 \text{ см}^{-2}$.

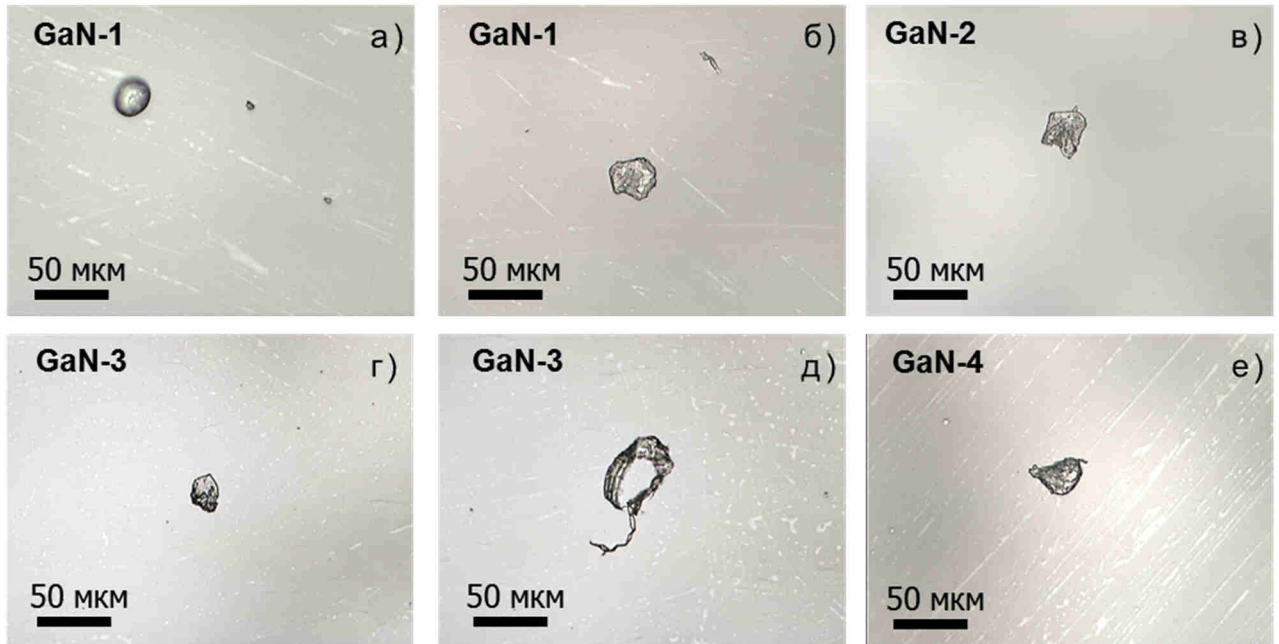


Рисунок 4.13 – Микроразрушения в виде полостей и отколов в образцах GaN-1 (а, б), GaN-2 (в), GaN-3 (г, д) и GaN-4 (е), образовавшихся после 20 импульсов облучения СЭП с $H = 0,6 \text{ Дж/см}^2$

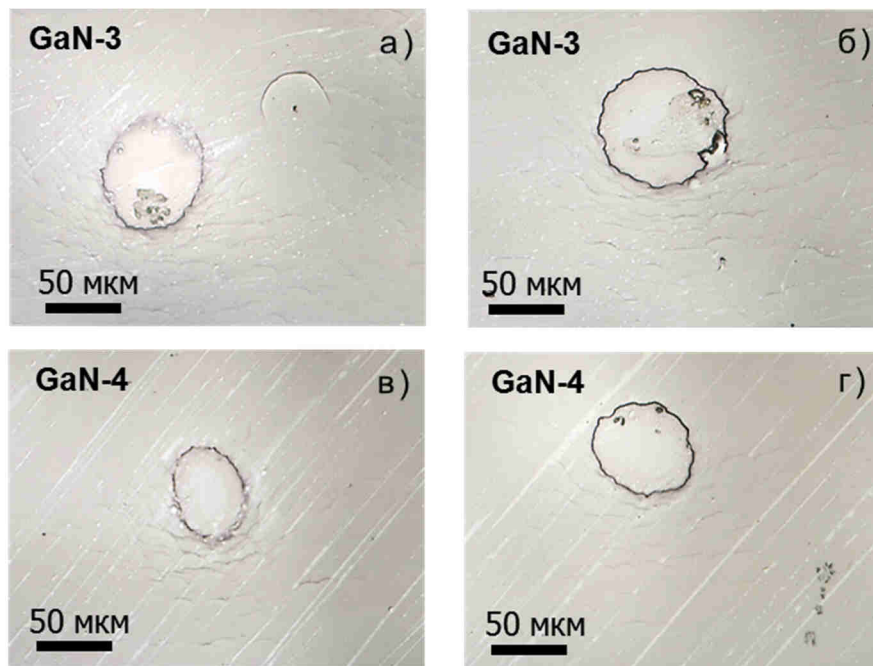


Рисунок 4.14 – Микроразрушения в образцах GaN-3 (а, б) и GaN-4 (в, г), образовавшихся после 20 импульсов облучения СЭП с $H = 0,6 \text{ Дж/см}^2$, сопровождающиеся «расслоением» прилегающих областей

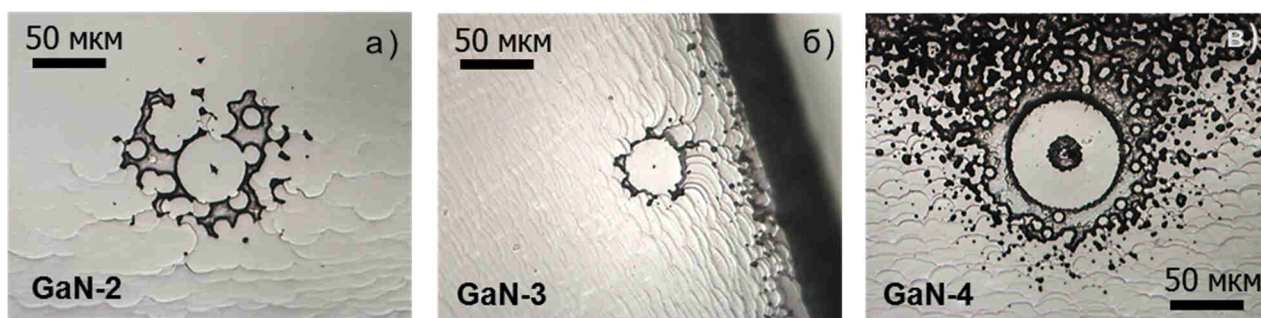


Рисунок 4.15 – Морфология разрушенных структур вблизи края образцов GaN-2 (а), GaN-3 (б) и GaN-4 (в) после 20 импульсов облучения СЭП с $H = 0,6$ Дж/см²

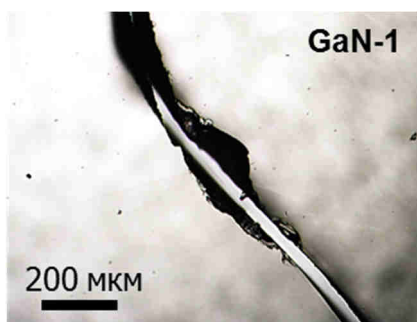


Рисунок 4.16 – Хрупкий раскол образца GaN-1 (две части образца приставлены друг к другу) под действием многоимпульсного облучения СЭП с $H = 0,6$ Дж/см²

4.3 Обсуждение механизмов разрушения структур на основе нитрида галлия под действием СЭП

Представленные в настоящей работе экспериментальные данные по изучению разрушающего воздействия СЭП на эпитаксиальные слои GaN и светодиодные гетероструктуры InGaN/GaN, выращенные на сапфировых подложках, свидетельствуют о том, что разрушение образцов под действием высокоэнергетических электронов происходит при участии целой совокупности радиационно-физических процессов. Многообразие наблюдаемых морфологий разрушения в гетероструктурах InGaN/GaN и зависимость порога разрушения (в частности, развития каналов электрического пробоя и хрупкого раскола) эпитаксиальных слоёв GaN под действием СЭП от плотности дислокаций, говорит о том, что основной причиной возникновения электронно-пучковых

разрушений при многоимпульсном облучении СЭП низкой плотности является наличие различного рода микронеоднородностей (электрических, оптических и т.д.), сформировавшихся в процессе роста кристаллов. Возникновение тех или иных микронеоднородностей зависит от особенностей технологии выращивания и дизайна гетероструктур.

Толщина исследуемых структур не превышает глубину пробега высокоэнергетических электронов в данных материалах, основная доля энергии СЭП поглощается в подложке. Тем не менее, многие из наблюдаемых особенностей разрушения исследуемых образцов схожи с разрушением макрокристаллов полупроводников и диэлектриков, изученных в [49, 159-162]. Среди основных механизмов разрушения структур на основе GaN под действием СЭП можно выделить: электроразрядный, оптический и термоупругий. Все перечисленные механизмы носят пороговый характер и отличаются специфической морфологией разрушений.

Локальные микроразрушения в виде россыпи тёмных точек и пятен, а также каналы электрического пробоя формируются в зоне торможения электронного пучка по *электроразрядному механизму*. Пороговое значение плотности энергии СЭП для возникновения таких разрушений в исследуемых образцах варьируется в пределах 0,15 – 0,3 Дж/см². Электроразрядный механизм разрушения обусловлен высокой скоростью ввода заряда ($10^{10} - 10^{11}$ Кл·м⁻³·с⁻¹ [46]) в материал и формированием сильных электрических полей в области торможения СЭП.

Вклад *оптического механизма* в общий процесс разрушения светодиодных гетероструктур до конца не ясен. Для образцов, в спектрах КЛ которых регистрируется стимулированная люминесценция InGaN-КЯ и/или слоёв GaN, наблюдается появление особого вида разрушений (Рисунок 4.4), характерного для активных лазерных сред на основе InGaN/GaN. Порог возникновения данных разрушений определяется порогом перехода спонтанной люминесценции InGaN-КЯ и/или слоёв GaN в стимулированный режим и составляет 0,1 – 0,2 Дж/см². Данное значение близко к порогу возникновения

электрического пробоя в гетероструктурах InGaN/GaN, что можно рассматривать в качестве подтверждения механизма ударной ионизации и развития электронной лавины в поле световой волны.

Облучение гетероструктур пучком высокоэнергетических электронов с длительностью импульса $t = 15$ нс приводит к созданию большого количества свободных электронов в момент облучения, при этом в ряде образцов регистрируется высокая интенсивность стимулированной люминесценции InGaN-КЯ и слоёв GaN. Данные условия могут способствовать развитию в исследуемых образцах (наряду с другими радиационно-физическими процессами) оптического механизма разрушения, который вероятно имеет несобственную природу. Сходство разрушений в гетероструктурах на основе InGaN/GaN (Рисунок 4.4) с разрушениями поверхностных слоёв монокристалла LiNbO₃ (Рисунок 4.6) свидетельствует об участии дефектов кристаллической структуры и примесей в процессе оптического разрушения исследуемых гетероструктур. В качестве таких дефектов могут выступать различные центры поглощения с мелкими уровнями захвата носителей заряда, в том числе легко ионизируемые примеси [163]. Кроме того, поверхность образцов и интерфейсы между слоями с близкими, но всё-таки отличающимися кристаллическими решётками являются местами концентрации напряжений, зарождения и развития разрушений в гетероструктурах.

На оптическую прочность твёрдых тел оказывают влияние различные микронеоднородности, присутствующие в кристаллической решётке. Они могут выступать в роли как непосредственно центров поглощения оптической энергии, приводя к локальному перегреву и термическому взрыву, так и в роли центров, обеспечивающих повышение коэффициента поглощения самой кристаллической матрицы вблизи микронеоднородности или объёма в целом [163].

Формирование трещин и разломов в зоне облучения и за её пределами происходит в результате радиационно-индуцированного термоудара, лежащего в основе *термоупругого механизма* разрушения структур, обусловленного мгновенным разогревом зоны облучения высокоэнергетическими электронами.

Термоупругий механизм разрушения связан с высокой скоростью ввода энергии СЭП в материал ($10^{11} - 10^{13}$ Гр·с⁻¹ [46]). Пороговое значение плотности энергии СЭП, приводящее к разрушению исследуемых образцов по данному механизму составляет $H \geq 0,6$ Дж/см².

Термоудар сопровождается формированием акустической биполярной волны (сжатия и растяжения), которая двигается в направлении свободных поверхностей образца. Волна сжатия, отражаясь от свободной поверхности, преобразуется в волну растяжения. Взаимодействие двух волн растяжения (отраженной и падающей) приводит к увеличению амплитуды волны растяжения (почти в 2 раза), вызывая разрушения в исследуемых образцах. Об участии акустических волн в разрушении эпитаксиальных слоёв GaN наглядно свидетельствует расслоение структур вокруг зоны облучения (Рисунок 4.15).

Альтернативным вариантом возникновения акустических волн в исследуемых образцах является их генерация из каналов электрического пробоя, где происходит локализация электрического тока. Данные области сильно перегреваются. Расширение нагретой области и её дальнейшее охлаждение приводят к релаксации механических напряжений и появлению трещин, прилегающих к токовому каналу.

Перечисленные механизмы разрушения гетероструктур протекают не обособленно, а могут развиваться при взаимном влиянии друг на друга в условиях наличия множества интерфейсов между слоями с разными кристаллическими решётками, встроенных электрических полей и т.д. Всё это делает оценку вклада каждого из механизмов в процесс деградации гетероструктур сложной нетривиальной задачей, для решения которой требуется получение дополнительных экспериментальных и теоретических данных.

4.4 Способ диагностики электрических микронеоднородностей в гетероструктурах на основе InGaN/GaN

Выявленные особенности разрушающего воздействия СЭП на гетероструктуры, выращенные на подложках Al_2O_3 , с различным дизайном активной области InGaN/GaN позволили разработать оригинальную методику диагностики электрических микронеоднородностей в данных материалах, защищенную патентом [10]. Суть диагностики заключается в визуализации пространственного распределения электрических микронеоднородностей при облучении гетероструктуры СЭП. Предлагаемый способ реализуется по схеме, представленной на рисунке 4.17.

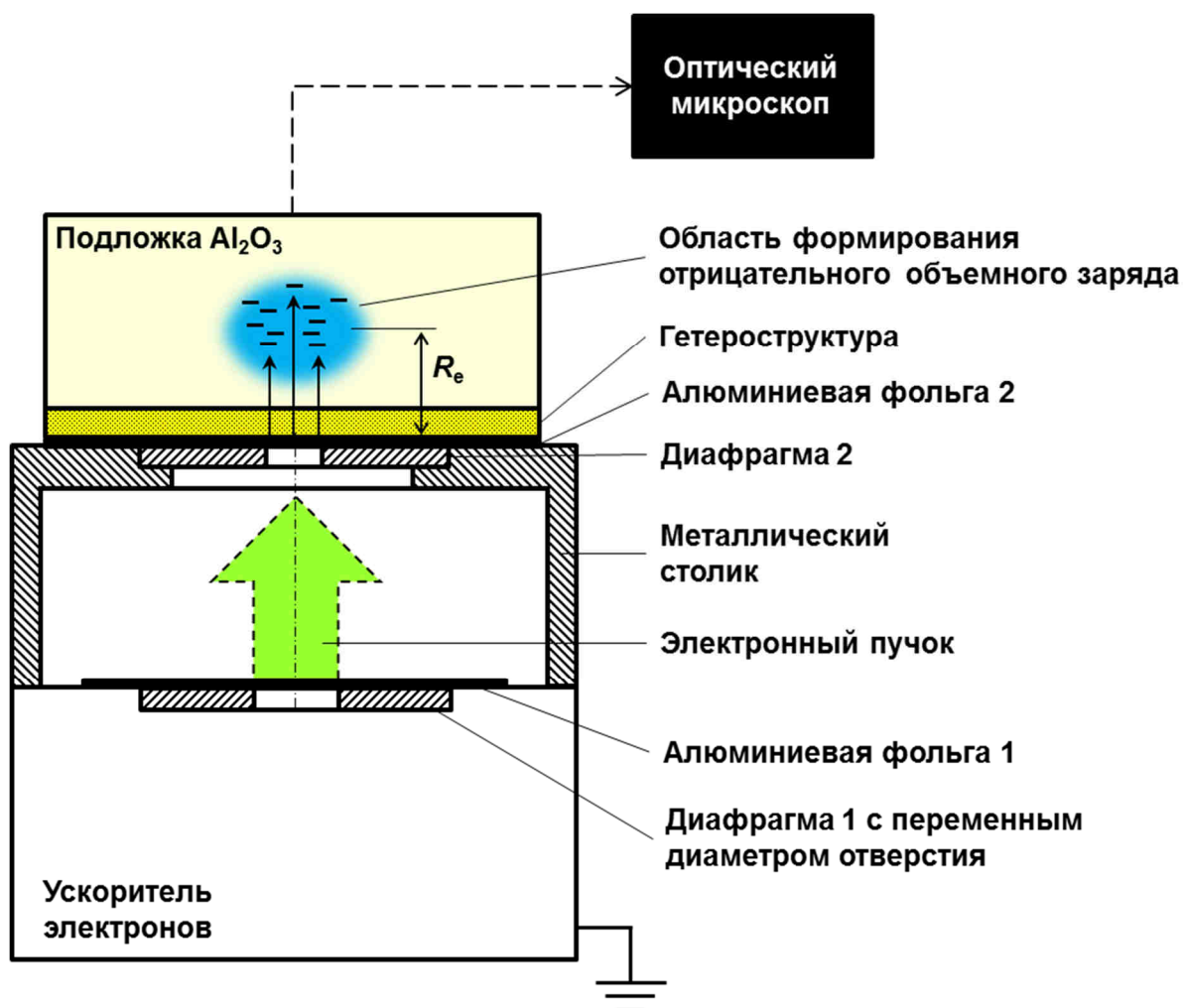


Рисунок 4.17 – Схема реализации способа диагностики электрических микронеоднородностей в гетероструктурах на основе InGaN/GaN, выращенных на подложках Al_2O_3

Схема реализации способа включает в себя: ускоритель электронов, диафрагму 1 с переменным диаметром отверстия, алюминиевую фольгу 1, диафрагму 2, устанавливаемую в паз металлического столика, алюминиевую фольгу 2, нанесённую на гетероструктуру, выращенную на подложке Al_2O_3 , и оптический микроскоп с микронным разрешением. На рисунке 4.17 также показана глубина пробега электронов R_e в образце и область, в которой формируется отрицательный объёмный заряд при облучении СЭП.

Дискретное варьирование плотности энергии СЭП на поверхности гетероструктуры обеспечивается использованием диафрагмы 1 с переменными диаметрами отверстий, которые можно условно обозначить Д1 – Д15 в соответствии со значениями плотности энергии 0,1 – 0,8 Дж/см² с шагом 0,05 Дж/см². Алюминиевая фольга 1 толщиной 15 – 20 мкм предотвращает проникновение воздуха в вакуумный диод ускорителя электронов. Алюминиевая фольга 2 толщиной 15 – 20 мкм обеспечивает однородность электрического поля в зоне торможения электронов в образце. Алюминиевая фольга 2 заземлена, т.к. соприкасается с металлическим столиком, размещённым на заземлённом корпусе ускорителя электронов. Диафрагмой 2 ограничивается зона облучения гетероструктуры и вырезается из электронного пучка область с однородной по сечению плотностью энергии. Металлический столик с отверстием используется для фиксации диафрагмы 2 и в качестве опоры для размещения исследуемого образца. Для регистрации микроразрушений, образовавшихся в местах локализации электрических микронеоднородностей после многоимпульсного облучения гетероструктуры СЭП, применяется оптический микроскоп.

Облучение исследуемых образцов осуществляется в атмосферном воздухе электронным пучком с плотностью энергии от 0,1 до 0,8 Дж/см² и скоростью нарастания напряжённости электрического поля в гетероструктуре не ниже $5 \cdot 10^{13}$ В/см·с. Определяется пороговая плотность энергии, выше которой в гетероструктуре возникают электрические разряды и связанные с ними микроразрушения. Микроразрушения регистрируются с помощью оптического микроскопа после многоимпульсного облучения дозой не менее $6 \cdot 10^{-5}$ Кл/см².

В основе разработанного способа диагностики электрических микронеоднородностей лежит явление электрического пробоя твёрдых тел под действием СЭП наносекундной длительности, эффект накопления микроразрушений при многоимпульсном облучении [160] и известное свойство твёрдых тел – снижение электрической прочности при наличии в них структурных дефектов [164]. Увеличение плотности энергии электронного пучка выше порогового значения $H_{п}$, (или плотности тока $j_{п}$ при постоянной энергии и длительности импульса тока) приводит к росту напряжённости внутреннего электрического поля в облучаемом объекте и инициированию электрического пробоя в области торможения электронного пучка. В отличие от слаботочных электронных пучков, имеющих плотность тока j от 10^{-10} до 10^{-5} А/см², сильноточные ($j \geq 10$ А/см²) позволяют инициировать электрический пробой не только в материалах, накапливающих инжектированный отрицательный объёмный заряд, в так называемых катодоэлектретах, но и в высокоомных материалах различных классов – ионных кристаллах, полупроводниках группы A_2B_6 и полимерах. Это связано с тем, что радиационно-импульсная проводимость твёрдых тел зависит от мощности источника ионизирующего излучения не линейно, а более слабо. При этом энергия СЭП, в отличие от слаботочных, выделяется в высокоомных материалах по двум основным каналам. Часть энергии выделяется гомогенно в результате ионизации среды высокоэнергетическими электронами (ионизационные потери), а часть преобразуется в энергию электрического поля отрицательного объёмного заряда и выделяется локально в областях расположения электрических микронеоднородностей, что приводит к разогреву и разрушению облучаемого образца [162]. В тонкоплёночных полупроводниковых гетероструктурах на основе InGaN/GaN, выращенных на диэлектрических подложках Al_2O_3 , толщина которых не превышает глубину пробега электронного пучка, развиваются такие же процессы, о чем свидетельствуют экспериментальные данные: близкие значения порогов электронно-пучкового разрушения макрокристаллов и тонкоплёночных полупроводниковых гетероструктур в режиме

многоимпульсного облучения, локальный характер микроразрушений и эффект накопления микроразрушений с увеличением дозы облучения.

Минимальный порог по плотности энергии электронного пучка $0,1 \text{ Дж/см}^2$ определяется минимальной скоростью нарастания напряжённости электрического поля в гетероструктуре на основе InGaN/GaN, при которой развивается электрический пробой и формируются связанные с ним локальные микроразрушения. Максимальный порог по плотности энергии электронного пучка $0,8 \text{ Дж/см}^2$ обусловлен разрушением образца динамическими напряжениями (термоудар), проявляется в виде трещин и не связан с электрическим пробоем образца.

Порог по дозе облучения $6 \cdot 10^{-5} \text{ Кл/см}^2$ связан с эффектом накопления микроразрушений и обусловлен минимальной дозой облучения, при которой визуализируются все электрические микронеоднородности, присутствующие в зоне облучения полупроводниковой гетероструктуры. С увеличением дозы облучения выше пороговой наблюдается незначительное увеличение размеров, имеющих микроразрушений.

Диагностика электрических микронеоднородностей в исследуемых образцах реализуется следующим образом. Устанавливают диафрагму 1 с отверстием D_1 , соответствующим плотности энергии электронного пучка $H = 0,1 \text{ Дж/см}^2$. Откачивают вакуумный диод, входящий в состав ускорителя электронов, до давления 10^{-3} Тор . На поверхность гетероструктуры исследуемого образца наклеивают алюминиевую фольгу 2. Образец размещают на металлическом столике с диафрагмой 2, диаметр которой составляет 2 мм, и облучают при комнатной температуре в атмосферном воздухе в многоимпульсном режиме дозой $D_{\text{п}}$ не менее $6 \cdot 10^{-5} \text{ Кл/см}^2$. После облучения с поверхности образца удаляют алюминиевую фольгу 2, помещают его на столик микровизора проходящего света $\mu\text{Vizo-101}$ и фотографируют облученную поверхность полупроводниковой гетероструктуры с микронным разрешением. Визуально по фотографиям судят о наличии микроразрушений в облученной зоне гетероструктуры. При отсутствии микроразрушений дискретно

увеличивают плотность энергии электронного пучка через интервал $0,05 \text{ Дж/см}^2$ путём последовательного использования диафрагмы 1 с отверстиями Д2, Д3, и т.д. и повторяют фотографирование облученных зон гетероструктуры образца для каждой плотности энергии после многоимпульсного облучения дозой не менее $6 \cdot 10^{-5} \text{ Кл/см}^2$ до тех пор пока не будет достигнута пороговая плотность энергии $H_{\text{п}}$ электронного пучка, характеризующаяся формированием микроразрушений в облученных зонах (Рисунок 4.1 и 4.3), инициируемых электрическим пробоем. Определённая таким образом пороговая плотность энергии электронного пучка $H_{\text{п}}$ для исследуемых образцов ГС-1 – ГС-7 находится в диапазоне $0,15 \div 0,3 \text{ Дж/см}^2$.

Диагностику всей поверхности гетероструктуры производят путём перемещения образца относительно диафрагмы 2 и облучения новых областей гетероструктуры электронным пучком с установленными ранее параметрами $H_{\text{п}}$ и $D_{\text{п}}$. На основе визуального осмотра облученной поверхности образца с помощью микровизора проходящего света $\mu\text{Vizo-101}$ судят о размерах и пространственном распределении микроразрушений, которые являются местами локализации электрических микронеоднородностей в исследуемой гетероструктуре.

Многоимпульсное облучение образцов дозой, равной пороговой $D_{\text{п}}$, позволяет визуализировать все типы дефектов технологического происхождения, находящихся в зоне облучения и ответственных за электрическую микронеоднородность диагностируемых гетероструктур.

Зная параметры электронного пучка (средняя энергия электронов $U = 250 \text{ кэВ}$, длительность импульса тока электронного пучка $t = 15 \text{ нс}$) и экспериментально определённую пороговую плотность энергии электронного пучка для инициирования электрического пробоя (возьмем значение $H_{\text{п}} = 0,15 \text{ Дж/см}^2$), проведем оценку величины напряжённости электрического поля и скорости его нарастания в гетероструктуре, выращенной на Al_2O_3 . При заземлённой облучаемой поверхности гетероструктуры и толщине Al_2O_3 , превышающей глубину пробега электронов R_e (Рисунок 4.17):

$$E = \frac{1}{\varepsilon \cdot \varepsilon_0} \cdot \int_0^{R_e} \rho_e(x) dx = \frac{Q_e}{\varepsilon \cdot \varepsilon_0} \quad , \quad (4.1)$$

$$Q_e(t) = \int_0^t j_e(t) dt \quad , \quad (4.2)$$

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{\varepsilon \cdot \varepsilon_0} \cdot \frac{dQ_e}{dt} = \frac{j_e(t)}{\varepsilon \cdot \varepsilon_0} \quad , \quad (4.3)$$

$$R_e = 0,11 \cdot \frac{\sqrt{1 + 22,4 \cdot U^2} - 1}{\rho_e} \quad , \quad (4.4)$$

$$H_{\pi} = j_{\pi} \cdot U \cdot t \quad , \quad (4.5)$$

где E – напряжённость электрического поля, В/см; ε_0 – диэлектрическая постоянная, Ф/см; ε – диэлектрическая проницаемость образца; ρ_e – объёмная плотность инжектированного заряда, Кл/см³; j_e – амплитуда плотности электронного тока, А/см²; Q_e – поверхностная плотность инжектированного заряда, Кл/см²; R_e – эффективный пробег электронов в образце, см; H_{π} – пороговая плотность энергии электронного пучка, Дж/см²; j_{π} – пороговая амплитуда плотности электронного тока, А/см²; U – средняя энергия электронов, эВ; t – длительность импульса тока электронного пучка, с.

Поскольку термализация отрицательного объёмного заряда электронного пучка происходит в подложке Al₂O₃, то при $H_{\pi} = 0,15$ Дж/см², $j_{\pi} = 40$ А/см², $t = 15$ нс, $Q_e = j_{\pi} \cdot t = 6 \cdot 10^{-7}$ Кл/см² и $\varepsilon = 9,3$ напряжённость поля в Al₂O₃ достигнет величины $E \approx 0,7 \cdot 10^6$ В/см, а $dE/dt \approx 4,7 \cdot 10^{13}$ В/(см·с). В гетероструктуре на основе InGaN/GaN, расположенной на поверхности Al₂O₃, амплитудные величины напряжённости электрического поля и скорости его нарастания составят, соответственно, $E \approx 1,2 \cdot 10^6$ В/см и $dE/dt \approx 0,8 \cdot 10^{14}$ В/(см·с). При этом возникает быстрая (электроразрядная) компонента наведенного электронным пучком тока, нейтрализующего электрическое поле, связанное с

инжектированным в Al_2O_3 отрицательным объёмным зарядом электронного пучка.

Электрический пробой, инициируемый в полупроводниках и диэлектриках при облучении сильноточным электронным пучком, со скоростью нарастания не менее $dE/dt \sim 10^{14}$ В/(см·с) развивается в виде стримерных разрядов (нитеобразных токовых каналов) [160]. Неравновесные носители заряда в этом случае образуются за счёт ударной ионизации или туннельного эффекта вблизи головки стримера, где напряжённость электрического поля E достигает величины от 10^6 до 10^7 В/см, концентрация носителей тока n_e – от 10^{19} до 10^{20} см⁻³, плотность тока $j_e \sim 10^6$ А/см², что приводит к локальному разрушению образцов вследствие джоулева нагрева.

Таким образом, эксперимент и расчет показывают, что положительный эффект для полупроводниковой гетероструктуры на основе InGaN/GaN, выращенной на подложке Al_2O_3 , достигается при плотностях энергии электронного пучка от 0,15 до 0,8 Дж/см² и скорости нарастания напряжённости электрического поля на её поверхности не менее $0,8 \cdot 10^{14}$ В/(см·с). При плотностях энергии электронного пучка более 0,8 Дж/см² в гетероструктурах проявляются разрушения в виде трещин, связанных с термоударом, что исключает возможность дальнейшего использования гетероструктуры.

Визуальное сравнение картин пространственного распределения электрических микронеоднородностей в исследуемых образцах ГС-1 – ГС-7, полученных с помощью микровизора $\mu\text{Vizo-101}$, позволяет сделать вывод об отсутствии влияния дизайна активной области структур на визуализацию электрических микронеоднородностей.

Разработанный способ диагностики электрических микронеоднородностей в гетероструктурах на основе InGaN/GaN, выращенных на подложках Al_2O_3 , обладает рядом важных методических особенностей. Во-первых, диагностику можно осуществлять в атмосфере воздуха, что исключает необходимость использования специальной вакуумной камеры, сложного и дорогостоящего оборудования. Во-вторых, предварительная подготовка исследуемых образцов

(например, напыление барьеров Шоттки и т.д.) не требуется, что уменьшает затраты времени на проведение диагностики. В-третьих, повышается достоверность результатов диагностики, т.к. предлагаемый способ позволяет определять не все виды дефектов, образующихся в гетероструктурах InGaN/GaN в процессе выращивания, а только те дефектные области, в которых происходит локализация электрического тока, приводящая к появлению локальных микроразрушений, что позволит отбраковывать эти участки гетероструктуры при нарезке пластины на чипы. В-четвёртых, имеется возможность проводить диагностику гетероструктур с произвольным дизайном активной области InGaN/GaN, т.к. эффект локализации электрического пробоя и связанных с ним микроразрушений определяется именно наличием электрических микронеоднородностей, а не составом слоёв гетероструктуры.

Выводы по главе 4

1. Представлены первые экспериментальные результаты исследования разрушения эпитаксиальных слоёв GaN и гетероструктур на основе квантоворазмерной активной области InGaN/GaN, выращенных на подложках с-Al₂O₃, при облучении СЭП наносекундной длительности.
2. Установлено, что облучение гетероструктур InGaN/GaN СЭП с плотностью энергии, превышающей пороговые значения, приводит к формированию микроразрушений, которые образуются в местах локализации электрических микронеоднородностей технологического происхождения. Экспериментально определённые пороги разрушения гетероструктур InGaN/GaN находятся в диапазоне плотностей энергии СЭП $H_n = 0,15 \div 0,3$ Дж/см² (при длительности импульса тока электронного пучка $t = 15$ нс и средней энергии электронов $U = 250$ кэВ).
3. Экспериментально обоснована реализация электроразрядного и термоупругого механизмов разрушения тонкоплёночных светодиодных гетероструктур на основе квантоворазмерной активной области InGaN/GaN

под действием СЭП, которые отличаются величиной порога возникновения и характером морфологии разрушений.

4. Обнаружено, что при высокой плотности дислокаций ($\sim 10^9 \text{ см}^{-2}$) в эпитаксиальных слоях GaN, выращенных на подложках Al_2O_3 , снижается порог инициирования радиационно-стимулированного электрического пробоя и хрупкого раскола. Показано, что в таких материалах каналы электрического пробоя могут развиваться при облучении СЭП с плотностью энергии $H = 0,2 \text{ Дж/см}^2$, а хрупкий раскол – при $H = 0,6 \text{ Дж/см}^2$.
5. Разработан способ диагностики электрических микронеоднородностей в гетероструктурах на основе InGaN/GaN, выращенных на подложках Al_2O_3 , с произвольным дизайном активной области, позволяющий визуализировать пространственное распределение электрических микронеоднородностей в исследуемых образцах (без их предварительной подготовки) при облучении наносекундным СЭП в атмосфере воздуха.

Глава 5. Взаимодействие люминесценции гетероструктур InGaN/GaN с электронно-пучковыми разрушениями

Несмотря на наличие разрушений, сформировавшихся при многократном импульсном облучении СЭП, гетероструктуры на основе квантоворазмерной активной области InGaN/GaN, продолжают люминесцировать при оптическом и электронном возбуждении. Цель пятой главы заключается в исследовании взаимодействия люминесценции гетероструктур InGaN/GaN с электронно-пучковыми разрушениями.

Основная часть экспериментальных данных получена путём фоторегистрации распределения свечения по поверхности образцов в режиме длительной экспозиции. Обнаружено, что разрушения, образовавшиеся в гетероструктурах под действием СЭП, в процессе люминесценции образцов являются не только дефектами тёмных линий и точек, но при определённых условиях могут выступать в роли пассивных оптических элементов, перераспределяющих стимулированное излучение квантоворазмерной активной области InGaN/GaN в пространстве. Рассмотрим подробнее выявленные особенности.

5.1 Пространственное распределение спонтанной люминесценции InGaN-КЯ в образцах с электронно-пучковыми разрушениями

При фоторегистрации распределения свечения по поверхности образцов выявлено, что электронно-пучковые микроразрушения проявляют себя как дефекты тёмных линий и точек на фоне спонтанной синей люминесценции InGaN-КЯ [154-157], что наглядно продемонстрировано на рисунке 5.1. Представленное на фотографиях свечение образцов ГС-1 и ГС-2, имеющих микроразрушения, сформировавшиеся под действием СЭП, возбуждалось

импульсным N_2 -лазером ($W \sim 10^4$ Вт/см²) и СЭП ($H = 0,06$ Дж/см²). При низких уровнях возбуждения, т.е. когда отсутствуют условия перехода Мотта, для всех исследуемых гетероструктур ГС-1 – ГС-7 характерно аналогичное проявление электронно-пучковых микроразрушений на фоне люминесценции InGaN.

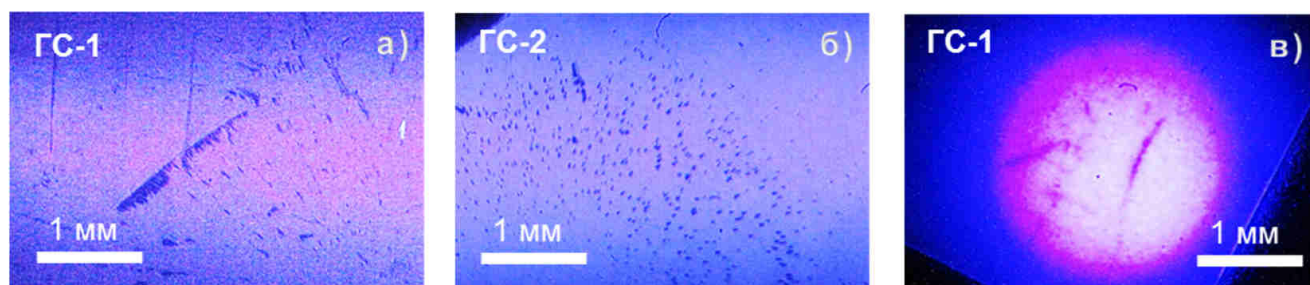


Рисунок 5.1 – Микрзоны остаточных разрушений в образцах ГС-1 и ГС-2 на фоне люминесценции, возбуждаемой импульсным N_2 -лазером при $W \sim 10^4$ Вт/см² (а, б) и СЭП при $H = 0,06$ Дж/см² (в)

Увеличение плотности энергии СЭП при облучении образцов, в спектрах КЛ которых не зафиксировано появление стимулированной КЛ InGaN (ГС-3, ГС-4 и ГС-7), приводит к увеличению яркости спонтанного свечения, которое однородно распределено по поверхности гетероструктуры (Рисунок 5.2). При фотографировании распределения люминесценции таких структур с бóльшим оптическим увеличением на фоне однородной люминесценции наблюдаются разрушенные под действием СЭП области в виде дефектов тёмных линий и точек.

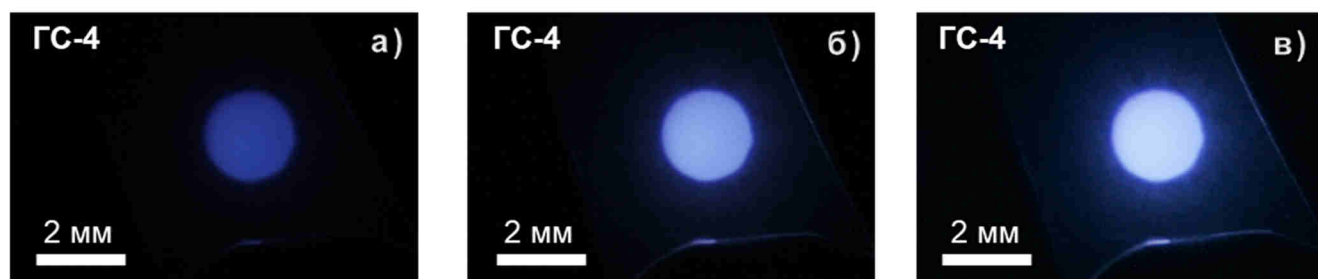


Рисунок 5.2 – Распределение свечения по поверхности образца ГС-4, имеющего электронно-пучковые разрушения, при облучении СЭП с плотностью энергии:

а) $0,1$ Дж/см²; б) $0,15$ Дж/см²; в) $0,3$ Дж/см²

Необходимо отметить, что в спектрах люминесценции исследуемых образцов после образования электронно-пучковых разрушений не появляются новые полосы излучения, это говорит о том, что данные разрушения не связаны с формированием каких-либо новых центров излучательной рекомбинации. По всей видимости, микроразрушения, сформировавшиеся в образцах при многократном облучении СЭП, являются центрами безызлучательной рекомбинации [154-156].

5.2 Пространственное распределение стимулированной люминесценции InGaN-КЯ в образцах с электронно-пучковыми разрушениями

5.2.1 Локальные «зеркала»

Для образцов, в спектрах КЛ которых наблюдается стимулированное излучение квантоворазмерной активной области InGaN/GaN при достижении плотности энергии СЭП порогового значения (ГС-1, ГС-2, ГС-5, ГС-6), наблюдается два вида особенностей пространственного распределения люминесценции по поверхности гетероструктур. Первая, проявляется в образовании «гало» вокруг зоны облучения, вторая – в появлении микрон зон свечения в зоне облучения [154, 156], яркость и количество которых увеличивается с ростом плотности энергии СЭП (Рисунок 5.3) [154, 155].

Для выяснения природы наблюдаемых микрон зон свечения, проведено сопоставление их распределения с локализацией электронно-пучковых микроразрушений (Рисунок 5.4), измерены спектры КЛ, применён нейтральный светофильтр при фотографировании микрон зон свечения для ослабления их интенсивности (Рисунок 5.5). Кроме того, проведено подсвечивание образцов внешним лазерным источником с длиной волны излучения, лежащей в диапазоне $\lambda = 400 - 450$ нм (Рисунок 5.6).

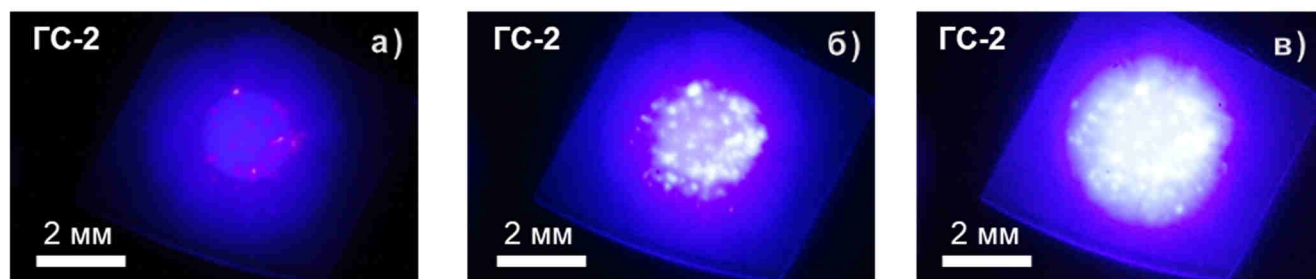


Рисунок 5.3 – Распределение свечения по поверхности образца ГС-2, имеющего электронно-пучковые разрушения, при облучении СЭП с плотностью энергии:

а) $0,1 \text{ Дж/см}^2$; б) $0,15 \text{ Дж/см}^2$; в) $0,3 \text{ Дж/см}^2$

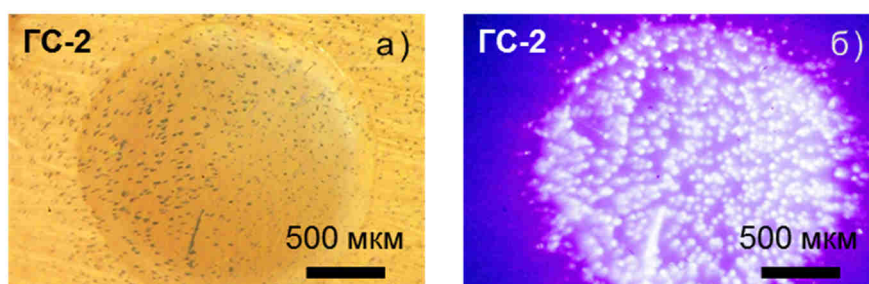


Рисунок 5.4 – Сопоставление распределения микроразрушений (а) и люминесценции (б) по поверхности образца ГС-2, возбуждаемой СЭП ($H = 0,25 \text{ Дж/см}^2$). Образец расположен на диафрагме-коллиматоре ускорителя электронов, просвечиваемая окрестность соответствует границам диафрагмы

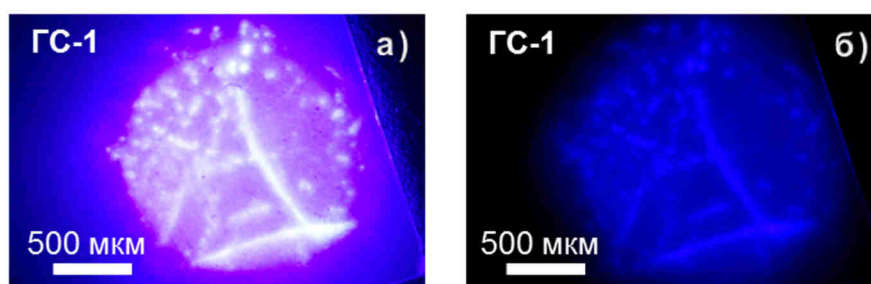


Рисунок 5.5 – Распределение свечения по поверхности образца ГС-1 с электронно-пучковыми разрушениями при возбуждении СЭП ($H = 0,25 \text{ Дж/см}^2$).

Фотографии сделаны без светофильтра (а) и со светофильтром НС-6 (б)

Обнаружено, что в образцах ГС-1 и ГС-2 расположение микростронов свечения, возникающих при облучении СЭП на фоне однородной КЛ, точно соответствует локализации микроразрушений (Рисунок 5.4) [154, 156]. При этом спектральный состав КЛ образцов до и после образования электронно-пучковых

разрушений идентичен. Использование светофильтра НС-6 позволило снизить интенсивность регистрируемого при фотографировании свечения образцов и выяснить, что белый цвет микрозон свечения обусловлен высокой яркостью синей люминесценции InGaN-КЯ (Рисунок 5.5) [157] и не имеет отношения к формированию плазменного свечения (о чем также говорит отсутствие в спектрах КЛ образцов сплошного излучения, характерного для плазмы).

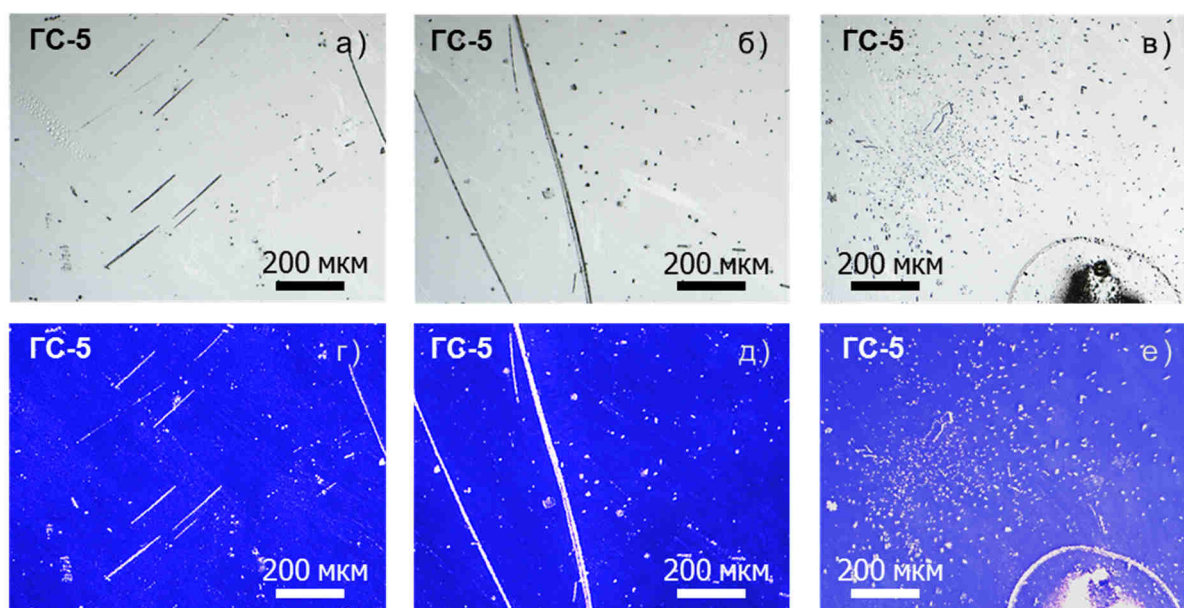


Рисунок 5.6 – Распределение электронно-пучковых разрушений (а – в) и свечения по поверхности (г – е) в образце ГС-5 при облучении внешним источником лазерного излучения ($\lambda = 400 - 450$ нм, класс 3В)

Облучение гетероструктур внешним лазерным источником с длиной волны излучения, близкой к спектральному положению стимулированной люминесценции InGaN-КЯ в исследуемых образцах, показало, что при определённом угле подсвечивания электронно-пучковые разрушения (Рисунок 5.6, а-в) становятся яркими зонами свечения (Рисунок 5.6, г-е). Фотографии, представленные на рисунке 5.6, сделаны на микровизоре проходящего света μ Vizo-101, зоны свечения наблюдались при условии перенаправления лазерного излучения перпендикулярно поверхности облучаемого образца. Точного измерения углов подсвечивания не производилось, так как основной задачей являлось подтверждение либо опровержение утверждения о том, что облучение

гетероструктур с микроразрушениями внешним лазерным источником приведет к формированию микрозон свечения, аналогичных тем, что регистрируются на фоне стимулированной люминесценции InGaN-КЯ при облучении СЭП.

На основе экспериментальных данных, можно сделать вывод о том, что природа наблюдаемых микрозон свечения в ряде исследуемых гетероструктур при облучении СЭП, по всей видимости, связана с отражением высокоинтенсивного излучения квантоворазмерной активной области InGaN/GaN от электронно-пучковых микроразрушений [156, 157]. Об этом свидетельствуют следующие факты:

- яркие микрозоны свечения регистрируются только в образцах, в спектрах люминесценции которых наблюдается стимулированное излучение InGaN-КЯ;
- пространственное распределение микрозон свечения совпадает с областями локализации электронно-пучковых разрушений;
- спектральный состав люминесценции исследуемых гетероструктур до и после формирования электронно-пучковых разрушений не изменяется;
- при облучении гетероструктур СЭП с плотностью энергии ниже порогового значения для формирования стимулированного излучения квантоворазмерной активной области InGaN/GaN, микроразрушения регистрируются на фоне однородной синей люминесценции в виде дефектов тёмных линий и точек;
- при облучении гетероструктур с электронно-пучковыми разрушениями внешним источником лазерного излучения ($\lambda = 400 - 450$ нм) под определённым углом наблюдается отражение излучения от микроразрушений.

5.2.2 Дифракционные микроструктуры

В образце ГС-5 после многократного импульсного облучения СЭП сформировалось множество электронно-пучковых разрушений округлой формы в виде микропор (Рисунок 5.7). В данной гетероструктуре зафиксировано

появление ярких микрозон свечения, которые представляют собой концентрические кольца вокруг светлого либо тёмного пятна (Рисунок 5.8). Микрозоны свечения наблюдаются на фоне синей люминесценции InGaN-КЯ.

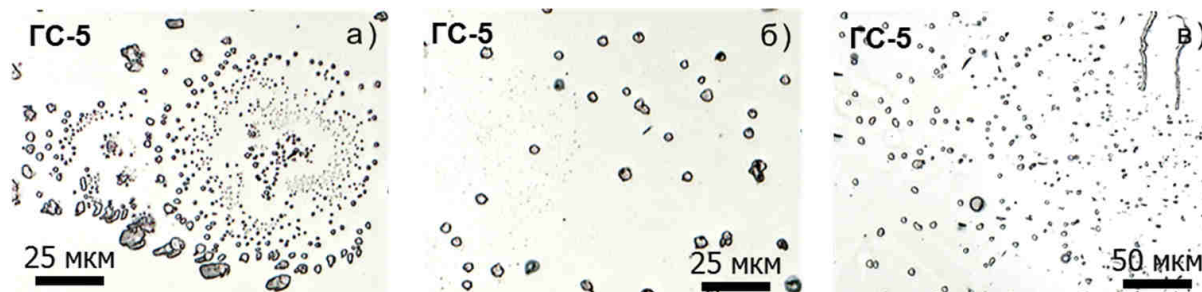


Рисунок 5.7 – Фотографии микроразрушений, образовавшихся в образце ГС-5 после 100 импульсов облучения СЭП при $H = 0,25$ Дж/см²

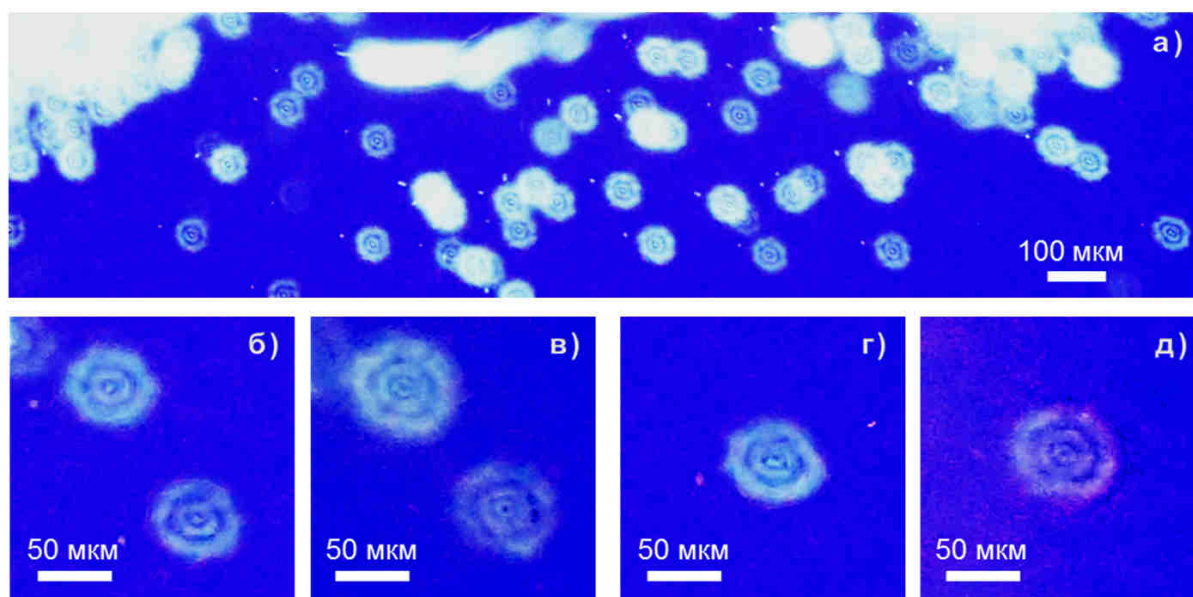


Рисунок 5.8 – Фотографии свечения образца ГС-5, содержащего электронно-пучковые разрушения в виде микропор, при возбуждении СЭП с $H = 0,5$ Дж/см²

На рисунке 5.9 представлены интегральные за импульс спектры КЛ образца ГС-5 с электронно-пучковыми разрушениями, измеренные из разных областей пластины при плотности энергии электронного пучка $H = 0,5$ Дж/см². В спектрах КЛ наблюдаются флуктуации спектрального положения полосы излучения квантоворазмерной активной области InGaN в диапазоне 2,840 – 2,870 эВ и нестабильность интенсивности полос GaN и InGaN. Подобное

поведение полос люминесценции, возбуждаемой СЭП, наблюдалось в образце ГС-5 и других исследуемых гетероструктурах как до, так и после формирования в них электронно-пучковых разрушений.

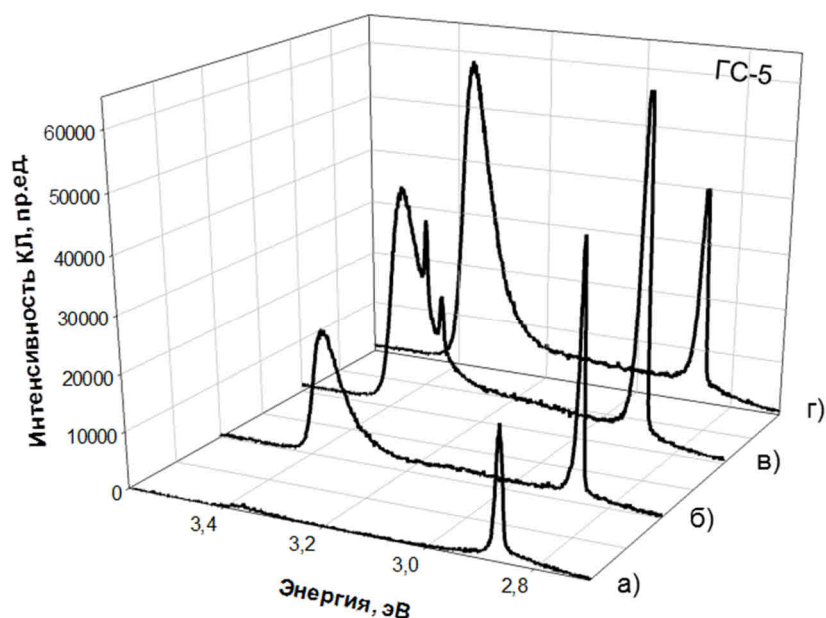


Рисунок 5.9 – Интегральные (за импульс) спектры КЛ образца ГС-5, содержащего электронно-пучковые разрушения, измеренные из разных областей пластины (а – г) при облучении СЭП с $H = 0,5 \text{ Дж/см}^2$

На основе морфологии разрушений, фотографий пространственного распределения свечения и спектров КЛ можно предположить, что механизм формирования ярких микрозон свечения в виде концентрических колец основан на явлении дифракции Френеля на круглом отверстии. Известно, что вид дифракционной картины зависит от числа зон Френеля, открываемых отверстием [165]. На рисунке 5.8 (б, г) в центре микрозон свечения расположено светлое пятно – отверстие открывает нечетное число зон Френеля. После дополнительных 10 импульсов облучения СЭП при $H = 0,5 \text{ Дж/см}^2$ диаметр наблюдаемых микрозон свечения увеличился на несколько микрометров (Рисунок 5.8, в, д), а в центре тех же самых микрозон свечения наблюдается уже тёмное пятно – отверстие открыло четное число зон Френеля.

Роль таких отверстий могут выполнять электронно-пучковые разрушения округлой формы, локализованные в слоях гетероструктуры (Рисунок 5.7). Диаметр центрального пятна у разных микрозон свечения составляет примерно 4 – 5 мкм, что сопоставимо с размерами наблюдаемых округлых разрушений в образце ГС-5 (от десятых долей до единиц микрометров, что удовлетворяет условию возникновения дифракции синей люминесценции). Диаметр внешнего кольца микрозон свечения достигает 45 – 55 мкм. В некоторых областях пластины наблюдается перекрытие и наложение дифракционных картин от разных отверстий (Рисунок 5.8, а), что может быть обусловлено как расположением отверстий на расстоянии меньшем диаметра внешнего кольца их дифракционных картин, так и временной задержкой в формировании отдельных микрозон свечения (фотографирование осуществлялось в режиме накопления).

Как отмечалось в предыдущей главе, форма электронно-пучковых разрушений определяется особенностями дизайна и технологии выращивания гетероструктур. Полученные экспериментальные результаты дают основание предполагать, что микроразрушения, образующиеся под действием СЭП в гетероструктурах на основе InGaN/GaN-квантовых ям, выращенных по определённой технологии, могут использоваться в роли элементов дифракционной оптики.

В настоящее время микроструктуры, формируемые в пленках либо пластинах, широко применяются в качестве дифракционных защитных элементов [166], дифракционных оптических элементов в аппаратуре с функциями записи и считывания информации [167], в основе датчиков и микроэлектромеханических систем [168]. Способы их формирования очень разнообразны [167-174]: *механический* с использованием царапающего инструмента; *электронно-лучевой*, при котором формирование микроструктур осуществляется электронным лучом в фоторезистивном слое; *голографический*, основанный на экспонировании фоторезиста интерференционной картиной от двух когерентных световых лучей лазера; различные виды *травления* и *литографии*; *лазерная абляция*; *термохимическое окисление* тонких пленок и т.д.

Применение СЭП для создания дифракционных микроструктур с заданными свойствами в гетероструктурах на основе квантоворазмерной активной области InGaN/GaN требует установления точной взаимосвязи между образованием микроразрушений округлой формы и особенностями технологии роста, дизайном гетероструктур, а также формируемыми в них структурными дефектами.

Выводы по главе 5

1. Представлены первые результаты экспериментальных исследований пространственного распределения спонтанной и стимулированной люминесценции в гетероструктурах на основе квантоворазмерной активной области InGaN/GaN с электронно-пучковыми разрушениями при разных уровнях возбуждения.
2. Обнаружено, что при низком уровне возбуждения (когда отсутствуют условия перехода Мотта) электронно-пучковые разрушения проявляют себя исключительно как дефекты тёмных линий и точек на фоне синей люминесценции квантоворазмерной активной области InGaN/GaN. При высоких уровнях возбуждения в исследуемых образцах, в спектрах люминесценции которых регистрируется стимулированное излучение InGaN-КЯ, на фоне однородной КЛ возникают яркие микрозоны свечения, пространственное расположение которых совпадает с локализацией остаточных микроразрушений.
3. Показано, что микроструктуры разрушения, образовавшиеся в гетероструктурах под действием СЭП, в процессе люминесценции образцов могут выступать в роли пассивных оптических элементов (локальных «зеркал», дифракционных микроструктур), которые не влияют на спектральный состав люминесценции, а лишь перераспределяют стимулированное излучение квантоворазмерной активной области InGaN/GaN в пространстве.

4. Применение СЭП для целенаправленного формирования в гетероструктурах InGaN/GaN пассивных оптических элементов с заданными свойствами требует дальнейших исследований, в частности установления взаимосвязи между образованием микроразрушений определённой формы и особенностями технологии роста, дизайном гетероструктур, а также формируемыми в них структурными дефектами.

Основные выводы

1. Главными преимуществами применения СЭП наносекундной длительности для люминесцентных исследований и диагностики гетероструктур с различным дизайном активной области InGaN/GaN (по сравнению с фотовозбуждением) являются однородность возбуждения люминесцирующих слоёв, получение информации о гетероструктуре как о сложной оптической системе, в которой активная область InGaN, базовый слой GaN и подложка Al₂O₃ дают вклад в интегральные характеристики КЛ. При этом импульсное облучение СЭП (в отличие от стационарного электронного возбуждения) не вызывает появления новых полос в спектре люминесценции исследуемых структур.

2. Выявленные закономерности спонтанной КЛ и ФЛ квантоворазмерной активной области InGaN, в том числе плавный характер изменения длительности люминесценции образцов по спектру излучения множественных КЯ, согласуются с моделью излучательной рекомбинации в хвостах двумерной плотности состояний.

3. В гетероструктурах, не имеющих искусственно созданных зеркал обратной связи, осуществляется переход спонтанного излучения квантовых ям InGaN и базового слоя GaN в стимулированный режим при достижении плотности энергии возбуждающего СЭП порогового значения, которое индивидуально для каждого образца и варьируется в пределах $H = 0,1 \div 0,2$ Дж/см² в гетероструктурах с плотностью дислокаций менее 10^8 см⁻² при $T = 300$ К. Механизм возникновения стимулированной КЛ InGaN и слоёв GaN в исследуемых гетероструктурах обусловлен излучательной рекомбинацией в ЭДП и самопроизвольным формированием обратной связи при участии граней облучаемой пластины и неоднородностей кристаллической решётки.

4. Жёлто-зелёная полоса, обнаруженная в спектрах ФЛ синих светодиодных гетероструктур, имеет одинаковое положение максимума (2,25 эВ)

в образцах с различным дизайном активной области InGaN/GaN, а положение максимума её полосы возбуждения совпадает с максимумом спонтанной КЛ слоёв GaN, что свидетельствует о связи жёлто-зелёной полосы с излучательной рекомбинацией в дефектах, присутствующих в слоях GaN.

5. Пронизывающие дислокации, образующиеся в процессе роста эпитаксиальных слоёв GaN, способствуют рекомбинации носителей заряда по безызлучательным каналам и снижают радиационную стойкость данных материалов. Величина плотности дислокаций $\sim 8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ является пороговой, ниже которой наблюдается резкое (близкое к линейному) увеличение интенсивности экситонной КЛ и ФЛ слоёв GaN, а выше которой наблюдается существенное снижение порога инициирования радиационно-стимулированного электрического пробоя и хрупкого раскола.

6. Основными механизмами формирования разрушений в гетероструктурах на основе квантоворазмерной активной области InGaN/GaN под действием СЭП являются электроразрядный и термоупругий, которые отличаются величиной порога возникновения и характером морфологии разрушений. Первый реализуется при многократном импульсном облучении образцов СЭП с плотностью энергии $H \geq 0,15 \div 0,30 \text{ Дж/см}^2$ и приводит к формированию микроразрушений в виде россыпи тёмных точек и пятен, а также каналов электрического пробоя в зоне облучения. Второй реализуется при однократном импульсном облучении СЭП с $H \geq 0,6 \text{ Дж/см}^2$ и приводит к формированию трещин и отколов в зоне облучения и за её пределами.

7. Облучение гетероструктур InGaN/GaN СЭП приводит к формированию микроразрушений в местах локализации электрических микронеоднородностей технологического происхождения, на основе чего разработан способ диагностики электрических микронеоднородностей в гетероструктурах InGaN/GaN, выращенных на подложках Al_2O_3 , с произвольным дизайном активной области, позволяющий визуализировать пространственное распределение электрических микронеоднородностей в данных материалах при облучении СЭП.

8. Микроразрушения, образовавшиеся в гетероструктурах InGaN/GaN под действием СЭП, в процессе люминесценции образцов проявляются в виде тёмных точек и линий на фоне спонтанного излучения InGaN-КЯ и могут выступать в роли пассивных оптических элементов (локальных «зеркал», дифракционных микроструктур), которые не влияют на спектральный состав люминесценции, перераспределяя стимулированное излучение квантово-размерной активной области InGaN в пространстве.

Список сокращений и условных обозначений

ВАХ	–	вольтамперная характеристика
ВФЛ	–	возбуждение фотолюминесценции
ГИН	–	генератор импульсных напряжений
КЛ	–	катодолюминесценция
КЯ	–	квантовая яма
СЭП	–	сильноточный электронный пучок
ФЛ	–	фотолюминесценция
ФЭУ	–	фотоэлектронный умножитель
ЭДП	–	электронно-дырочная плазма
FWHM	–	full width at half maximum (полная ширина на половине высоты)

Список литературы

1. Туркин, А. Обзор развития технологии полупроводниковых гетероструктур на основе нитрида галлия (GaN) / А. Туркин // Полупроводниковая светотехника. – 2011. – № 6. – С. 6-9.
2. Razeghi, M. III-Nitride Optoelectronic Devices: From Ultraviolet Toward Terahertz / M. Razeghi // IEEE Photon. J. – 2011. – V. 3, N. 2. – P. 263-267.
3. Федоров, Ю. Широкозонные гетероструктуры (Al,Ga,In)N и приборы на их основе для миллиметрового диапазона длин волн / Ю. Федоров // Электроника НТБ. – 2011. – № 2. – С. 92-107.
4. Вайсбурд, Д. И. Сильноточные электронные ускорители. Физика мощных радиационных воздействий / Д. И. Вайсбурд, Г. А. Месяц // Вестник АН СССР. – 1983. – № 1. – С. 62-70.
5. Ковальчук, Б. М. Сильноточный наносекундный ускоритель для исследования быстропротекающих процессов / Б. М. Ковальчук [и др.] // ПТЭ. – 1981. – № 4. – С. 15-18.
6. Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии // Отв. ред. Г. А. Месяц. – Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1983. – 168 с.
7. Корепанов, В. И. Применение сильноточных электронных пучков наносекундной длительности для контроля параметров твердых тел / В. И. Корепанов, В. М. Лисицын, В. И. Олешко // Изв. вузов. Физика. – 2000. – Т. 43, № 3. – С. 22-30.
8. Вайсбурд, Д. И. Наносекундная релаксация проводимости и спектры люминесценции ионных кристаллов при сверхплотном возбуждении мощным пучком электронов / Д. И. Вайсбурд [и др.] // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1974. – Т. 38, № 6. – С. 1281-1284.
9. Барденштейн, А. Л. Генерирование изгибных волн в твердом теле плотным электронным пучком наносекундной длительности / А. Л. Барденштейн,

- В. И. Быков, Д. И. Вайсбурд // Письма в ЖЭТФ. – 1995. – Т. 61, № 2. – С. 98-100.
10. Способ диагностики электрических микронеоднородностей в полупроводниковых гетероструктурах на основе InGaN/GaN : пат. 2606200 Рос. Федерация : МПК Н 01 L 21/66 / Олешко В. И., Горина С. Г. – № 2015141417 ; заявл. 29.09.2015 ; опубл. 10.01.2017, Бюл. № 1.
 11. Horiuchi, N. Light-emitting diodes: Natural white light / N. Horiuchi // Nature Photonics. – 2010. – V. 4, N. 11. – P. 738.
 12. Криволапчук, В. В. Роль встроенных электрических полей в формировании излучения квантовых ям InGaN/GaN / В. В. Криволапчук, В. В. Лундин, М. М. Мездрогина // ФТТ. – 2005. – Т. 47, № 7. – С. 1338-1342.
 13. Якобсон, М. А. Хвост локализованных состояний в запрещенной зоне квантовой ямы в системе $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{GaN}$ и его влияние на спектр фотолюминесценции при лазерном возбуждении / М. А. Якобсон [и др.] // ФТП. – 2005. – Т. 39, № 12. – С. 1459-1463.
 14. Бочкарева, Н. И. Квантовая эффективность и формирование линии излучения в светодиодных структурах с квантовыми ямами InGaN/GaN / Н. И. Бочкарева [и др.] // ФТП. – 2007. – Т. 41, № 1. – С. 88-94.
 15. Андрианов, А. В. Низкотемпературная время-разрешенная фотолюминесценция в квантовых ямах InGaN/GaN / А. В. Андрианов [и др.] // ФТП. – 2002. – Т. 36, № 6. – С. 679-684.
 16. Ryu, M.-Y. Photoluminescence Study of InGaN/GaN Double Quantum Wells with Varying Barrier Widths / M.-Y. Ryu [et al.] // J. Korean Phys. Soc. – 2000. – V. 37, N. 4. – P. 387-390.
 17. Якимов, Е. Б. Характеризация GaN и структур на его основе методами растровой электронной микроскопии / Е. Б. Якимов // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. – 2014. – № 2. – 142501.
 18. Конников, С. Г. Комплексная диагностика гетероструктур с квантово-размерными слоями / С. Г. Конников [и др.] // ФТП. – 2009. – Т. 43, № 9. – С. 1280-1287.

19. Домрачева, Я. В. Исследование многослойных светодиодных гетероструктур на основе InGaN/GaN методами рентгеноспектрального микроанализа и катодолюминесценции / Я. В. Домрачева [и др.] // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2009. – № 8. – С. 10-15.
20. Doan, M. H. Influence of laser lift-off on optical and structural properties of InGaN/GaN vertical blue light emitting diodes / M. H. Doan [et al.] // AIP Adv. – 2012. – V. 2, N. 2. – 022122.
21. Попова, Т. Б. Рентгеноспектральный микроанализ полупроводниковых эпитаксиальных гетероструктур на основе моделирования транспорта электронов методом Монте-Карло / Т. Б. Попова, Л. А. Бакалейников, М. В. Заморянская // ФТП. – 2008. – Т. 42, № 6. – С. 686-691.
22. Лисицын, В. М. Электрический пробой ШГК при импульсном облучении сильноточными электронными пучками / В. М. Лисицын, В. И. Олешко // Письма в ЖТФ. – 1983. – Т. 9, № 1. – С. 15-18.
23. Лисицын, В. М. Кумуляция энергии сильноточных электронных пучков в твердом диэлектрике / В. М. Лисицын, В. И. Олешко, В. Ф. Штанько // ЖТФ. – 1985. – Т. 55, № 9. – С. 1881.
24. Олешко, В. И. О природе акустических волн, генерируемых в ионных кристаллах сильноточными электронными пучками / В. И. Олешко, В. Ф. Штанько // ЖТФ. – 1987. – Т. 57, № 9. – С. 1857-1858.
25. Геринг, Г. И. Высокоскоростная деформация и разрушение диэлектриков под действием сильноточных электронных пучков : дис. ... докт. физ.-мат. наук : 01.04.07. – Томск, 1994. – 290 с.
26. Балычев, И. Н. Мощная пороговая эмиссия диэлектриков при облучении наносекундными электронными пучками большой плотности / И. Н. Балычев, Д. И. Вайсбурд, Г. И. Геринг // Изв. вузов. Физика. – 1975. – № 3. – С. 157-158.

27. Вайсбурд, Д. И. Разрушение твердых тел в результате сверхплотного возбуждения их электронной подсистемы / Д. И. Вайсбурд, И. Н. Балычев // Письма в ЖЭТФ. – 1972. – Т. 15, № 9. – С. 537-540.
28. Вайсбурд, Д. И. Хрупкое разрушение стекол при облучении пучками электронов большой плотности / Д. И. Вайсбурд, Г. И. Геринг, В. Н. Кондрашов // ЖТФ. – 1976. – Т. 2, № 7. – С. 327-330.
29. Адуев, Б. П. Радиационно–индуцированная проводимость кристаллов Al_2O_3 / Б. П. Адуев, Э. Д. Алукер, В. Н. Швайко // ФТТ. – 1997. – Т. 39, № 11. – С. 1995-1996.
30. Лисицын, В. М. Спектральные измерения с временным разрешением : учеб. пособие / В. М. Лисицын, В. И. Корепанов. – Томск: Изд-во Томского политехнического ун-та, 2007. – 94 с.
31. Корепанов, В. И. Импульсный катодоллюминесцентный анализ материалов / В. И. Корепанов, В. М. Лисицын, Е. Ф. Полисадова // Светотехника. – 1999. – № 6. – С. 13-15.
32. Mott, N. F. The transition to the metallic state / N. F. Mott // Phil. Mag. – 1961. – V. 6. – N. 62. – P. 287-309.
33. Бойко, В. И. Введение в физику взаимодействия сильноточных пучков заряженных частиц с веществом / В. И. Бойко, В. В. Евстигнеев. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 136 с.
34. Громов, В. В. Электрический заряд в облученных диэлектриках и их свойства / В. В. Громов // Успехи химии. – 1993. – Т. 62, № 11. – С. 1064-1077.
35. Штанько, В. Ф. Роль электрического поля объемного заряда в процессе преобразования энергии СЭП в ионных кристаллах / В. Ф. Штанько, В. И. Олешко // ЖТФ. – 1989. – Т. 59, № 3. – С. 99-105.
36. Кухта, В. Р. Влияние внедренного объемного заряда на формирование разрядной структуры в диэлектриках / В. Р. Кухта, В. В. Лопатин, М. Д. Носков // Письма в ЖТФ. – 1993. – Т. 19, № 23. – С. 39-44.

37. Watson, A. Processes of Emission, Accompanying an Irradiation of Dielectrics by Electrons with Energy MeV / A. Watson, J. Dow // *J. Appl. Phys.* – 1968. – V. 39. – N. 13. – P. 5935-5942.
38. Tverdokhlebov, S. Critical high-power electron emission from dielectric induced by high-density electron beam injection / S. Tverdokhlebov and D. Vaisburd // *Proc. 2nd Int. Conf. on Space Charge in Solid Dielectrics.* – Antibes, France, 1995. – P. 118-125.
39. Степанов, С. А. Автоэлектронная эмиссия с поверхности щелочно-галогенидных кристаллов в процессе возбуждения импульсным электронным пучком / С. А. Степанов [и др.] // *Известия вузов. Физика.* – 2012. – Т. 55 – № 6/2. – С. 82-87.
40. Олешко, В. И. Эмиссия плотного электронного пучка из канала электрического пробоя в твердом диэлектрике / В. И. Олешко, В. Ф. Штанько // *ЖТФ.* – 1990. – Т. 60, № 2. – С. 185-186.
41. Oswald, R. B. Fracture of Silicon and Germanium Induced by Pulsed Electron Irradiation / R. B. Oswald // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* – 1966. – V. 13, N. 6. – P. 63-69.
42. Steverding, B. Fracture by Superimposing Stress Waves / B. Steverding, C. W. Austin, A. H. Werkheiser // *J. Appl. Phys.* – 1972. – V. 43, N. 7. – P. 3217-3219.
43. Атаманова, Г. Н. Разрушение алюминиевого сплава импульсными электронными пучками / Г. Н. Атаманова, А. И. Мелькер, И. Л. Токмаков // *ФХОМ.* – 1976. – № 4. – С. 29-32.
44. Рябых, С. М. Механизм разрушения ионных кристаллов при воздействии импульсного излучения внутренним давлением радиолитического газа / С. М. Рябых, К. Ш. Карабукаев, С. М. Малаев // *Изв. АН Киргиз. ССР.* – 1988. – № 4. – С. 24-29.
45. Вайсбурд, Д. И. Сверхрэлеевская скорость перемещения фронта хрупкого разрушения ионных кристаллов под действием наносекундных импульсов

- облучения мощными электронными пучками / Д. И. Вайсбурд, Г. И. Геринг // Письма в ЖТФ. – 1978. – Т. 4, № 24. – С. 1497-1500.
46. Oleshko, V. Catastrophic processes in dielectrics in irradiation by high-current electron beams / V. Oleshko [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. – 2010. – V. 268, N. 19. – P. 3265-3268.
47. Степанов, С. А. Диссипативные процессы в высокоомных материалах при высоких уровнях электронного возбуждения : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.07. – Томск, 2013. – 115 с.
48. Богданкевич, О. В. Полупроводниковые лазеры с накачкой электронным пучком / О. В. Богданкевич // КЭ. – 1994. – Т. 21, № 12. – С. 1113-1136.
49. Высокоэнергетическая электроника твердого тела / Под ред. Д. И. Вайсбурда. – Новосибирск: Наука, 1982. – 227с.
50. Адуев, Б. П. Радиационно-индуцированная импульсная проводимость кристаллов CsBr / Б. П. Адуев, Э. Д. Алукер, В. Н. Швайко // ФТТ. – 2001. – Т. 43, № 11. – С. 1988-1990.
51. Козловский, В. И. Лазер с накачкой электронным пучком на InGaN/GaN гетероструктуре с многими квантовыми ямами / В. И. Козловский [и др.] // Материалы 1-го Всероссийского совещания «Нитрид галлия – структуры и приборы». – М., 1997. – С. 30-32.
52. Салех, Б. Оптика и фотоника. Принципы и применения. Пер. с англ.: учеб. пособие в 2 т. Т. 2 / Б. Салех, М. Тейх. – Долгопрудный: Издательский дом «Интеллект», 2012. – 784 с.
53. Eliseev, P. G. Radiative processes in InGaN quantum wells / P. G. Eliseev // 7th Int. Symp. «Nanostructures: Physics and Technology» – St Petersburg, Russia, 1999. – P. 329-335.
54. Сизов, Д. С. Кинетика и неоднородная инжекция носителей в нанослоях InGaN / Д. С. Сизов [и др.] // ФТП. – 2005. – Т. 39, № 2. – С. 264-268.
55. Усов, С. О. Фотолюминесценция локализованных экситонов в квантовых точках InGaN / С. О. Усов [и др.] // ФТП. – 2008. – Т. 42, № 2. – С. 187-191.

56. Eliseev, P. G. «Blue» temperature-induced shift and band-tail emission in InGaN-based light sources / P.G. Eliseev [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 1997. – V. 71, N. 5. – P. 569-571.
57. Кудряшов, В. Е. Спектры и квантовый выход излучения светодиодов с квантовыми ямами на основе гетероструктур из GaN – зависимость от тока и напряжения / В.Е. Кудряшов [и др.] // *ФТП.* – 2001. – Т. 35, № 7. – С. 861-868.
58. Бочкарева, Н. И. Оптические свойства голубых светодиодов в системе InGaN/GaN при высокой плотности тока / Н. И. Бочкарева [и др.] // *ФТП.* – 2008. – Т. 42, № 11. – С. 1384-1390.
59. Золина, К. Г. Спектры люминесценции голубых и зелёных светодиодов на основе многослойных гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN с квантовыми ямами / К. Г. Золина [и др.] // *ФТП.* – 1997. – Т. 31, № 9. – С. 1055-1061.
60. Кудряшов, В. Е. Люминесцентные и электрические свойства светодиодов InGaN/AlGaIn/GaN с множественными квантовыми ямами / В. Е. Кудряшов [и др.] // *ФТП.* – 1999. – Т. 33, № 4. – С. 445-450.
61. Yunovich, A. E. Energy Diagram and Recombination Mechanisms in Heterostructures InGaN/AlGaIn/GaN with Quantum Wells / A. E. Yunovich, V. E. Kudryashov // *Phys. Status Solidi B.* – 2001. – V. 228, N. 1. – P. 141-145.
62. Бадгутдинов, М. Л. Спектры излучения гетероструктур с квантовыми ямами типа InGaN/AlGaIn/GaN: модель двумерной комбинированной плотности состояний / М. Л. Бадгутдинов, А. Э. Юнович // *ФТП.* – 2008. – Т. 42, № 4. – С. 438-446.
63. Bykhovski, A. The influence of the strain-induced electric field on the charge distribution in GaN-AlN-GaN structure/ A. Bykhovski, B. Gelmont, M. Shur // *J. Appl. Phys.* – 1993. – V. 74, N. 11. – P. 6734-6739.
64. Гермогенов, В. П. Материалы, структуры и приборы полупроводниковой оптоэлектроники : учеб. пособие / В. П. Гермогенов. – Томск : Издательский Дом Томского гос. ун-та, 2015. – 272 с.

65. Вергелес, П. С. Влияние облучения электронами низких энергий на оптические свойства структур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN / П. С. Вергелес, Е. Б. Якимов // ФТП. – 2015. – Т. 49, № 2. – С. 149-154.
66. Kollmer, H. Intra- and interwell transitions in GaInN/GaN multiple quantum wells with built-in piezoelectric fields / H. Kollmer [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 1999. – V. 74, N. 1. – P. 82-84.
67. Peng, L.-H. Piezoelectric effects in the optical properties of strained InGaN quantum wells / L.-H. Peng, C.-W. Chuang, L.-H. Lou // Appl. Phys. Lett. – 1999. – V. 74, N. 6. – P. 795-797.
68. Takeuchi, T. Determination of piezoelectric fields in strained GaInN quantum wells using the quantum-confined Stark effect / T. Takeuchi [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 1998. – V. 73, N. 12. – P. 1691-1693.
69. Badcock, T. J. Recombination mechanisms in heteroepitaxial non-polar InGaN/GaN quantum wells / T. J. Badcock [et al.] // J. Appl. Phys. – 2012. – V. 112, N. 1. – 013534.
70. Андрианов, А. В. Время-разрешенная фотолюминесценция структур с квантовыми ямами на основе системы InGaN/GaN / А. В. Андрианов [и др.] // Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы : тезисы докладов 4-го Всероссийского совещания. – СПб., 2000. – С. 18-19.
71. Nakamura, S. InGaN-Based Multi-Quantum-Well-Structure Laser Diodes / S. Nakamura [et al.] // Jpn. J. Appl. Phys. – 1996. – V. 35, Part 2, N. 1B. – P. L 74-L 76.
72. Lutsenko, E. V. Far field emission spectroscopy of optically pumped lasers based on InGaN/GaN/Al₂O₃ heterostructures / E. V. Lutsenko [et al.] // Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы : тезисы докладов 4-го Всероссийского совещания. – СПб., 2000. – С. 9-10.
73. Луценко, Е. В. Лазеры с оптической накачкой на квантоворазмерных гетероструктурах InGaN/GaN на подложках кремния / Е. В. Луценко [и др.]

- // Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы : тезисы докладов 2-й Всероссийской конференции. – СПб., 2003. – С. 45-46.
74. Зегря, Г. Г. Теоретическое исследование пороговых характеристик лазеров на многих квантовых ямах на основе InGaN / Г. Г. Зегря, Н. А. Гунько // ФТП. – 1998. – Т. 32, № 7. – С. 843-848.
75. Крестников, И. Л. Лазерная генерация в вертикальном направлении в структурах InGaN/GaN/AlGaN с квантовыми точками InGaN / И. Л. Крестников [и др.] // ФТП. – 2000. – Т. 34, № 4. – С. 496-503.
76. Гамов, Н. А. Импульсный лазер с накачкой электронным пучком на основе квантово-размерной гетероструктуры AlGaN/InGaN/GaN / Н. А. Гамов [и др.] // КЭ. – 2015. – Т. 45, № 7. – С. 601-603.
77. Полищук, А. Дegradация полупроводниковых светодиодов на основе нитрида галлия и его твердых растворов / А. Полищук, А. Туркин // Компоненты и технологии. – 2008. – №2. – С. 25-28.
78. Tomiya, S. Defects in degraded GaN-based laser diodes / S. Tomiya [et al.] // Phys. Stat. Sol. (a). – 2003. – V. 200, N. 1. – P. 139-142.
79. Шмидт, Н. М. Причины деградации голубых светодиодов, обусловленные характером структурной организации нитридов III-группы / Н. М. Шмидт [и др.] // Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы : тезисы докладов 4-й Всероссийской конференции. – СПб., 2005. – С. 126-127.
80. Besyulkin, A. I. Surface control of light-emitting structures based on III-nitrides / A. I. Besyulkin [et al.] // Phys. Stat. Sol. (c). – 2005. – V. 2, N. 2. – P. 837-840.
81. Kamanin, A. V. Degradation of blue LEDs related to structural disorder / A. V. Kamanin [et al.] // Phys. Status Solidi (c). – 2006. – V. 3, N. 6. – P. 2129-2132.
82. Агапов, М. Г. Эволюция профиля распределения носителей заряда в MQW InGaN/GaN в процессе деградации синих светодиодов / М. Г. Агапов [и др.] // Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы : тезисы докладов 5-й Всероссийской конференции. – М., 2007. – С. 77-78.

83. Бельник, С. А. Некоторые закономерности деградации синих светодиодов на основе InGaN/GaN / С. А. Бельник [и др.] // Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы : тезисы докладов 5-й Всероссийской конференции. – М., 2007. – С. 75-76.
84. Шабунина, Е. А. Низкочастотный шум в подвергнутых деградации InGaN/GaN синих светодиодах / Е. А. Шабунина [и др.] // Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы : тезисы докладов 8-й Всероссийской конференции. – СПб., 2011. – С. 105-106.
85. Meneghesso, G. Recent results on the degradation of white LEDs for lighting / G. Meneghesso, M. Meneghini and E. Zanoni // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2010. – V. 43, N. 35. – 354007.
86. Шмидт, Н. М. Причины неоднозначного развития деградационного процесса в синих InGaN/GaN светодиодах / Н. М. Шмидт [и др.] // Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы : тезисы докладов 8-й Всероссийской конференции. – СПб., 2011. – С. 109-110.
87. Закгейм, А. Л. Низкочастотный шум в исходных и деградировавших синих InGaAs/GaN-светодиодах / А. Л. Закгейм [и др.] // ФТП. – 2012. – Т. 46, № 2. – С. 219-223.
88. Кудрик, Я. Я. Влияние токовой локализации на внутреннюю квантовую эффективность светодиодов InAsSb/InAs / Я. Я. Кудрик, А. В. Зиновчук // Письма в ЖТФ. – 2012. – Т. 38, № 10. – С. 14-20.
89. Egawa, T. Optical degradation of InGaN/AlGaIn light-emitting diode on sapphire substrate grown by metalorganic chemical vapor deposition / T. Egawa [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 1996. – V. 69, N. 6. – P. 830-832.
90. Полищук, А. Г. Деградация светодиодов на основе гетероструктур нитрида галлия и его твердых растворов / А. Г. Полищук, А. Н. Туркин // Светотехника. – 2008. – № 5. – С. 44-46.
91. Yung, K. C. Degradation mechanism beyond device self-heating in high power light-emitting diodes / K. C. Yung [et al.] // J. Appl. Phys. – 2011. – V. 109, N. 9. – 094509.

92. Рожанский, И. В. Анализ причин падения эффективности электролюминесценции светодиодных гетероструктур AlGaInN при большой плотности тока накачки / И. В. Рожанский, Д. А. Закгейм // ФТП. – 2006. – Т. 40, № 7. – С. 861-867.
93. Ковалёв, А. Н. Изменения люминесцентных и электрических свойств светодиодов из InGaN/AlGaInN/GaN при длительной работе / А. Н. Ковалёв [и др.] // ФТП. – 1999. – Т. 33, № 2. – С. 224-232.
94. Юнович, А. Э. Дивакансия азота – возможная причина жёлтой полосы в спектрах люминесценции нитрида галлия / А. Э. Юнович // ФТП. – 1998. – Т. 32, № 10. – С. 1181-1183.
95. Бочкарёва, Н. И. Неоднородность инжекции носителей заряда и деградация голубых светодиодов / Н. И. Бочкарёва [и др.] // ФТП. – 2006. – Т. 40, № 1. – С. 122-127.
96. Li, J. Optical and electrical properties of Mg-doped *p*-type Al_xGa_{1-x}N / J. Li [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2002. – V. 80, N. 7. – P. 1210-1212.
97. Маняхин, Ф. И. Проблемы деградации, надёжности и стабильности параметров светодиодов как источников освещения / Ф. И. Маняхин // Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы : тезисы докладов 7-й Всероссийской конференции. – М., 2010. – С. 70-73.
98. Никифоров, С. Г. Метод контроля потенциальной степени деградации характеристик светодиодов на основе твёрдых растворов AlGaInN / С. Г. Никифоров, В. П. Сушков // Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы : тезисы докладов 5-й Всероссийской конференции. – М., 2007. – С. 73-74.
99. Обыден, С. К. Растровая электронная микроскопия структур на основе нитрида галлия / С. К. Обыден, Г. В. Сапарин, П. В. Иванников // Всероссийская конференция «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» : тезисы докладов. – М., 2001. – С. 13-14.

100. Meneghini, M. A review on the physical mechanisms that limit the reliability of GaN-based LEDs / M. Meneghini [et al.] // *IEEE Trans. Electron Devices*. – 2010. – V. 57, N. 1. – P. 108-118.
101. Градобоев, А. В. Дegradaция светодиодов на основе гетероструктур InGaN/GaN при облучении быстрыми нейтронами / А. В. Градобоев [и др.] // *Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы: тезисы докладов 7-й Всероссийской конференции*. – М., 2010. – С. 207-208.
102. Salvati, G. Influence of long-term DC-aging and high power electron beam irradiation on the electrical and optical properties of InGaN LEDs / G. Salvati [et al.] // *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* – 2004. – V. 27, N. 1-3. – P. 345-348.
103. Градобоев, А. В. Стойкость светодиодов на основе InGaN и GaN при облучении быстрыми нейтронами и гамма-квантами / А. В. Градобоев, И. А. Асанов, И. М. Скакова // *Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы: тезисы докладов 8-й Всероссийской конференции*. – СПб., 2011. – С. 100-101.
104. Велешук, В. П. Газовый разряд при деградации индикаторных светодиодов на основе InGaN/GaN-гетероструктур в полимерной оболочке / В. П. Велешук [и др.] // *ЖПС*. – 2011. – Т. 78, № 1. – С. 134-140.
105. Вергелес, П. С. Влияние облучения электронами в РЭМ на электрические и оптические свойства светоизлучающих структур на основе InGaN/GaN / П. С. Вергелес, Н. М. Шмидт, Е. Б. Якимов // *Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы: тезисы докладов 8-й Всероссийской конференции*. – СПб., 2011. – С. 98-99.
106. Shmidt, N. M. Effect of low-energy electron irradiation on the cathodoluminescence of multiple quantum well (MQW) InGaN/GaN structures / N. M. Shmidt [et al.] // *Solid State Commun.* – 2011. – V. 151, N. 3. – P. 208-211.
107. Vergeles, P. S. Effect of low energy electron irradiation on optical properties of InGaN/GaN light emitting structures / P. S. Vergeles [et al.] // *Phys. Status Solidi (c)*. – 2011. – V. 8, N. 4. – P. 1265-1268.

108. Vergeles, P. S. EBIC investigation of InGaN/GaN multiple quantum well structures irradiated with low energy electrons / P. S. Vergeles and E. B. Yakimov // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2011. – V. 281, N. 1. – 012013. – P. 1-6.
109. Nykänen, H. Low energy electron beam induced damage on InGaN/GaN quantum well structure / H. Nykänen [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 2011. – V. 109, N. 8. – 083105.
110. Зубелевич, В. З. Разогрев и катастрофическая деградация лазерных InGaN/GaN гетероструктур на кремнии при высоких уровнях оптического возбуждения / В. З. Зубелевич // *Изв. НАНБ. Сер. физ.-мат. наук.* – 2006. – № 5. – С. 75-78.
111. Яблонский, Г. П. Катастрофическая деградация оптически накачиваемых лазеров на основе выращенных на кремнии гетероструктур с квантовыми ямами InGaN/GaN / Г. П. Яблонский, В. З. Зубелевич, Е. В. Луценко // *Полупроводниковые лазеры: физика и технология: программа и тезисы докладов 2-го российского симпозиума.* – СПб., 2010. – С. 15.
112. Зубелевич, В. З. Катастрофическая деградация лазеров с оптической накачкой на основе гетероструктур с квантовыми ямами InGaN/GaN на кремнии / В. З. Зубелевич [и др.] // *Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы: тезисы докладов 8-й Всероссийской конференции.* – СПб., 2011. – С. 107-108.
113. Завестовская, И. Н. Моделирование процессов деградации полупроводниковых излучательных структур на основе нитридов галлия процессами разрушения при абляции материалов лазерными импульсами фемтосекундной длительности / И. Н. Завестовская, П. Г. Елисеев, О. Н. Крохин // *Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы: тезисы докладов 6-й Всероссийской конференции.* – СПб., 2008. – С. 138-139.
114. Huang, X.-H. Improving InGaN-LED performance by optimizing the patterned sapphire substrate shape / X.-H. Huang [et al.] // *Chin. Phys. B.* – 2012. – V. 21, N. 3. – 037105.

115. Ashby, C.I.H. Low-dislocation-density GaN from a single growth on a textured substrate / C.I.H. Ashby [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2000. – V. 77, N. 20. – P. 3233-3235.
116. Лисицын, В. М. Импульсная спектрометрия в решении проблем радиационной физики твердого тела / В. М. Лисицын // *Известия ТПУ.* – 2004. – Т. 307, № 2. – С. 87-95.
117. Gorina, S. G. Time-Resolved Luminescent Spectrometry Of Zink Selenide Crystals / V. I. Oleshko, S. S. Vilchinskaya, S. G. Gorina // *Eurasian Phys. Tech. J.* – 2011. – V. 8, N. 1(15). – P. 3-9.
118. Seitz, R. Steady-state and time-resolved luminescence in InGaN layers / R. Seitz [et al.] // *J. Lumin.* – 2000. – V. 87-89. – P. 1202-1205.
119. Chen, G.-D. Time-Resolved Photoluminescence Studies of Indium-Rich InGaN Alloys / G.-D. Chen [et al.] // *Chin. Phys. Lett.* – 2005. – V. 22, N. 2. – P. 472-474.
120. Gorina, S. G. Time-resolved luminescent spectroscopy of LED heterostructures based on InGaN/GaN-quantum wells excited by high current electron beam / V. I. Oleshko, S. G. Gorina, V. I. Korepanov, V. M. Lisitsyn // *Radiation Effects in Insulators : Abstr. 17th Int. Conf. – Helsinki, Finland, 2013.* – PA 19.
121. Способ дозиметрии ионизирующего излучения : пат. 1544030 СССР : МПК G 01 T 1/16 / Л.В. Сериков [и др.]. – № 4342664/25 ; заявл. 14.12.1987 ; опубл. 27.01.2000, Бюл. № 3.
122. Высокочувствительный оптоволоконный спектрофотометр AvaSpec-2048 [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.avantes.ru/avaspec2048.php> (Дата обращения 12.11.2017).
123. AvaSpec Dual-channel Fiber Optic Spectrometers [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://www.avantes.com/products/spectrometers/starline/item/320-avaspec-dual-channel-fiber-optic-spectrometers> (Дата обращения 12.11.2017).

124. Спектрофотометры СФ-256УВИ и СФ-256БИК [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://lomophotonica.ru/content/view/15/58/> (Дата обращения 12.11.2017).
125. Лисицын, В. М. Радиационная физика твердого тела : учеб. пособие / В. М. Лисицын. – Томск: Изд-во Томского политехнического ун-та, 2008. – 172 с.
126. Gorina, S. G. Spectral and kinetic characteristics of luminescence of AlGaN/InGaN/GaN heterostructures excited by high-current electron beam / V. I. Oleshko, S. G. Gorina, V. I. Korepanov, V. M. Lisitsyn // 3rd International Congress on Radiation Physics and Chemistry of Condensed Matter, High Current Electronics and Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows : Abstr. – Tomsk, 2012. – P. 35-36.
127. Горина, С. Г. Люминесценция тонкоплёночных светодиодных структур при возбуждении сильноточным электронным пучком / В. И. Олешко, С. Г. Горина, В. И. Корепанов, В. М. Лисицын, И. А. Прудаев, О. П. Толбанов // Изв. вузов. Физика. – 2013. – Т. 56, № 1. – С. 55-58.
128. Горина, С. Г. Суперлюминесценция светодиодных гетероструктур при возбуждении сильноточным электронным пучком / В. И. Олешко, С. Г. Горина, В. И. Корепанов, В. М. Лисицын, И. А. Прудаев, О. П. Толбанов // Изв. вузов. Физика. – 2013. – Т. 56, № 1/2. – С. 175-177.
129. Горина, С. Г. Время-разрешенная люминесцентная спектроскопия гетероструктур на основе InGaN/GaN-квантовых ям / В. И. Олешко, С. Г. Горина, В. И. Корепанов, В. М. Лисицын // Изв. вузов. Физика. – 2013. – Т. 56, № 8/3. – С. 111-115.
130. Горина, С. Г. Время-разрешенная люминесцентная спектроскопия светодиодных гетероструктур на основе InGaN/GaN-квантовых ям / В. И. Олешко, С. Г. Горина, В. И. Корепанов, В. М. Лисицын // Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы : тезисы докладов 9-й Всероссийской конференции. – М., 2013. – С. 18-19.

131. Chichibu, S. F. Optical properties of InGaN quantum wells / S. F. Chichibu [et al.] // Mater. Sci. Eng. B. – 1999. – V. 59. – P. 298-306.
132. Горина, С. Г. Время-разрешенная фотолюминесценция в квантовых ямах InGaN/GaN / В. И. Олешко, С. Г. Горина // Изв. вузов. Физика. – 2013. – Т. 56, № 7/2. – С. 82-86.
133. Bulashevich, K. A. Simulation of visible and ultra-violet group-III nitride light emitting diodes / K. A. Bulashevich [et al.] // J. Comput. Phys. – 2006. – V. 213, N. 1. – P. 214-238.
134. Vurgaftman, I. Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys / I. Vurgaftman, J. R. Meyer, L. R. Ram-Mohan // J. Appl. Phys. – 2001. – V. 89, N. 11. – P. 5815-5875.
135. Большаков, А. С. Оптическая спектроскопия резонансной брэгговской структуры с квантовыми ямами InGaN/GaN / А. С. Большаков [и др.] // ФТП. – 2016. – Т. 50, № 11. – С. 1451-1454.
136. Neugebauer, J. Gallium vacancies and the yellow luminescence in GaN / J. Neugebauer, C. G. Van de Walle // Appl. Phys. Lett. – 1996. – V. 69, N. 4. – P. 503-505.
137. Strite, S. GaN, AlN, and InN: A review / S. Strite, H. Morkoç // J. Vac. Sci. Technol. B. – 1992. – V. 10, N. 4. – P. 1237-1266.
138. Блецкан, Д. И. Исследование собственных и примесных точечных дефектов в сапфировых подложках люминесцентными методами / Д. И. Блецкан, А. Р. Лукьянчук, Я. М. Пекар // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2006. – №3. – С. 59-64.
139. Кудряшов, В. Е. Влияние сапфировой подложки на спектры излучения светодиодов из нитрида галлия / В. Е. Кудряшов, С. С. Мамакин, А. Э. Юнович // ПЖТФ. – 1999. – Т. 25, № 13. – С. 68-72.
140. Bletskan, D. I. Effect of the sapphire substrate on spectral emission features of LEDs based on InGaN/AlGaIn/GaN heterostructures / D. I. Bletskan, O. R. Lukyanchuk, O. D. Bletskan // Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics. – 2003. – V. 6, N. 2. – P. 189-191.

141. Bunea, G. E. Time-resolved photoluminescence studies of free and donor-bound exciton in GaN grown by hydride vapor phase epitaxy / G. E. Bunea [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 1999. – V. 75, N. 6. – P. 838-840.
142. Зубрилов, А. С. Люминесцентные свойства слоёв нитрида галлия, выращенных газофазной эпитаксией в хлоридной системе на подложках карбида кремния / А. С. Зубрилов [и др.] // *ФТП.* – 1997. – Т. 31, № 5. – С. 616-620.
143. Ржеуцкий, Н. В. Люминесценция р-і-п-структур на основе GaN, выращенных на сапфировой подложке / Н. В. Ржеуцкий [и др.] // *Доклады БГУИР.* – 2011. – № 6 (60). – С. 19-25.
144. Горина, С. Г. Время-разрешенная люминесцентная спектроскопия эпитаксиальных слоёв GaN, выращенных на подложках Al₂O₃ / С. Г. Горина, Ли Цзысюань, А. В. Сычева // *Современные техника и технологии : сборник докладов XX Международной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых.* – Томск, 2014. – Т. 2. – С. 103-104.
145. Gorina, S. G. Effect of dislocation density on exciton luminescence intensity of GaN epitaxial layers / V. I. Oleshko, S. G. Gorina, S. V. Lazarev, V. V. Lopatin // *Изв. вузов. Физика.* – 2014. – Т. 57, № 12/3. – С. 62-65.
146. Сивухин, Д. В. *Общий курс физики : учеб. пособие для вузов : в 5 т. / Д. В. Сивухин.* – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. – Т. IV : Оптика. – 792 с.
147. Грибковский, В. П. *Теория поглощения и испускания света в полупроводниках / В. П. Грибковский.* – Минск: «Наука и техника», 1975. – 464 с.
148. Thomas, D. G. Kinetics of Radiative Recombination at Randomly Distributed Donors and Acceptors / D. G. Thomas, J. J. Hopfield, W. M. Augustyniak // *Phys. Rev.* – 1965. – V. 140, N. 1A. – P. A202-A220.
149. Van de Walle, C. G. Interactions of hydrogen with native defects in GaN / C. G. Van de Walle // *Phys. Rev. B.* – 1997. – V. 56, N. 16. – R10020.

150. Kennedy, T. A. Native defects and dopants in GaN studied through photoluminescence and optically detected magnetic resonance / T. A. Kennedy [et al.] // J. Electron. Mater. – 1995. – V. 24, N. 4. – P. 219-223.
151. Бочкарева, Н. И. Эффективность GaN-светодиодов и энергетическая релаксация носителей в квантовых ямах InGaN/GaN / Н. И. Бочкарева [и др.] // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. – 2014. – № 2. – 142503.
152. Горина, С. Г. Стимулированная люминесценция светодиодных гетероструктур при возбуждении сильноточным электронным пучком / М. А. Козубова, С. Г. Горина, Е. И. Бабкина // Современные техника и технологии : сборник трудов XIX Международной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. – Томск, 2013. – Т. 3. – С. 435-436.
153. Sysoeva, S. G. Luminescent diagnostics of LED heterostructures based on InGaN/GaN / V. I. Oleshko, S. G. Sysoeva, A. V. Sychova, Li Zixuan // Energy Fluxes and Radiation Effects: Abstracts of International Congress. – Tomsk, 2016. – P. 379.
154. Горина, С. Г. Деградация светодиодных гетероструктур на основе InGaN/GaN при возбуждении сильноточным электронным пучком / В. И. Олешко, С. Г. Горина // Изв. вузов. Физика. – 2013. – Т. 56, № 8/3. – С. 97-101.
155. Горина, С. Г. Морфология разрушений, образующихся в гетероструктурах InGaN/GaN под действием сильноточного электронного пучка / В. И. Олешко, С. Г. Горина // Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы : тезисы докладов 10-й Всероссийской конференции. – СПб., 2015. – С. 197-198.
156. Горина, С. Г. Морфология разрушений в гетероструктурах InGaN/GaN под действием сильноточного электронного пучка / В. И. Олешко, С. Г. Горина // ПЖТФ. – 2015. – Т. 41, № 15. – С. 75-82.

157. Горина, С. Г. Механизмы разрушения в гетероструктурах InGaN/GaN под действием сильнофокусированного электронного пучка / В. И. Олешко, С. Г. Горина // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. – 2015. – № 5. – 155501.
158. Скворцов, Л. А. Исследование процессов лазерного разрушения кислородно-октаэдрических соединений переходных металлов и создание методов увеличения их лазерной прочности : дис. ... докт. техн. наук : 05.27.03. – М., 1994. – 330 с.
159. Богданкевич, О. Б. Электронно-лучевая и оптическая стойкость полупроводников при импульсном возбуждении пучком электронов высокой интенсивности / О. Б. Богданкевич [и др.] // КЭ. – 1986. – Т. 13, № 10. – С. 2132-2135.
160. Олешко, В. И. Механизм разрушения высокоомных материалов под действием мощных электронных пучков наносекундной длительности / В. И. Олешко, В. Ф. Штанько // ФТТ. – 1987. – Т. 29, № 2. – С. 320-324.
161. Олешко, В. И. Электрический пробой и взрывное разложение монокристаллов тетранитрата пентаэритрита при облучении электронным пучком / В. И. Олешко [и др.] // Письма в ЖТФ. – 2012. – Т. 38, № 9. – С. 37-43.
162. Олешко, В. И. Пороговые процессы в твердых телах при взаимодействии с сильнофокусированными электронными пучками : дис. ... докт. физ.-мат. наук : 01.04.07. – Томск, 2009. – 357 с.
163. Блистанов, А. А. Кристаллы квантовой и нелинейной оптики : учеб. пособие для вузов / А. А. Блистанов. – М.: МИСИС, 2000. – 432 с.
164. Грехов, И. В. Лавинный пробой р-п-перехода в полупроводниках / И. В. Грехов, Ю. Н. Сережкин. – Л.: Энергия. Ленингр. отд-ние, 1980. – 152 с.
165. Кингсеп, А.С. Основы физики. Курс общей физики : учебн. в 2 т. – Т. 1. Механика, электричество и магнетизм, колебания и волны, волновая оптика / А.С. Кингсеп, Г.Р. Локшин, О.А. Ольхов ; под ред. А.С. Кингсепа. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2001. – 560 с.

166. Оптическое защитное устройство, создающее двумерное изображение : пат. 2456646 Рос. Федерация : МПК G 02 В 5/18 / Котачка Л. [и др.]. – № 2008126727/28 ; заявл. 10.01.2010, Бюл. № 1; опубл. 20.07.2012, Бюл. № 20.
167. Вейко, В. П. Исследование пространственного разрешения лазерной термохимической технологии записи дифракционных микроструктур / В. П. Вейко [и др.] // КЭ. – 2011. – Т.41, № 7. – С. 631-636.
168. Казанский, Н. Л. Формирование микрорельефа методом термического окисления пленок молибдена / Н. Л. Казанский, О. Ю. Моисеев, С. Д. Полетаев // ПЖТФ. – 2016. – Т. 42, № 3. – С. 106-110.
169. Способ изготовления микроструктур : пат. 2310896 Рос. Федерация : МПК G 02 В 5/18 / Шиллинг А., Томпкин У. Р. – № 2005132470/28 ; заявл. 18.03.2004 ; опубл. 20.11.2007, Бюл. № 32.
170. Zhao, F. Экономичный метод литографического создания рельефа из гибридного $\text{SiO}_2 - \text{TiO}_2$ золь-гельного стекла на изогнутой поверхности / F. Zhao [и др.] // ПЖТФ. – 2006. – Т. 32, № 6. – С. 1-12.
171. Способ изготовления дифракционных оптических элементов : пат. 2442195 Рос. Федерация : МПК G 02 В 3/18, G 02 В 5/18, G 03 F 7/20 / Рудая Л. И. [и др.]. – № 2010102056/28 ; заявл. 22.01.2010 ; опубл. 10.02.2012, Бюл. № 4.
172. Способ изготовления дифракционного оптического элемента (ДОЭ) : пат. 2540065 Рос. Федерация : МПК G 02 В 5/18, G 02 В 3/08 / Полещук А. Г. [и др.]. – № 2012154633/28 ; заявл. 17.12.2012 ; опубл. 27.01.2015, Бюл. № 3.
173. Takahashi, H. Scalable fabrication of microneedle arrays via spatially controlled UV exposure / H. Takahashi [et al.] // Microsystems & Nanoengineering. – 2016. – V. 2. – 16049.
174. Vala, M. Flexible method based on four-beam interference lithography for fabrication of large areas of perfectly periodic plasmonic arrays / M. Vala, J. Homola // Optics Express. – 2014. – V. 22, N. 15. – P. 18778-18789.