

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
НАУКИ ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ ТЕХНОЛОГИИ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ  
И ОСОБОЧИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК (ИПТМ РАН)

---

На правах рукописи

**Вергелес Павел Сергеевич**

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДАМИ РАСТРОВОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ  
МИКРОСКОПИИ ПЛЕНОК  
И ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

Специальность 05.27.01 – Твердотельная электроника,  
радиоэлектронные компоненты, микро- и  
наноэлектроника, приборы на квантовых  
эффектах

Диссертация  
на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
доктор физико-математических наук,  
профессор Якимов Евгений Борисович

Черноголовка – 2017

## Оглавление

<b>Введение</b> .....	7
<b>Глава 1. Обзор литературы</b> .....	17
1.1. Результаты исследований электрических свойств и свойств дислокации в пленках GaN и структурах на его основе. Исследования методом наведенного тока.....	17
1.2. Влияние облучения.....	24
<b>Глава 2. Исследуемые структуры и применяемые методики</b> .....	29
2.1. Описание исследуемых структур.....	29
2.1.1. Пленки GaN.....	29
2.1.2. Синие светодиоды с множественными квантовыми ямами на основе системы InGaN/GaN.....	29
2.1.3. Латерально зарощенные пленки GaN.....	30
2.1.4. Структуры со светодиодными наностолбиками.....	32
2.2. Описание применяемых методов.....	33
2.2.1. Формирование сигнала в методе наведенного тока.....	34
2.2.2. Основные электрические характеристики, измеряемые методом наведенного тока.....	35
2.2.3. Метод C-V измерений и катодоллюминесценция.....	44
2.2.4. Используемые приборы и параметры измерений.....	46
<b>Глава 3. Определение основных электрических характеристик MOCVD и латерально разросшихся пленок GaN с помощью метода наведенного тока</b> .....	49
3.1. Исследование изображений в режиме наведенного тока протяженных дефектов в MOCVD и ELOG-пленках GaN.....	49
3.2. Измерение локальных значений основных электрических параметров в ELOG пленках GaN.....	56

3.2.1. Результаты измерения и моделирования локальной эффективности сбора.....	56
3.2.2. Сравнение результатов измерения эффективной концентрации доноров в ELOG пленках методами наведенного тока и C–V характеристик.....	60
3.3. Эффект аномального транспорта неравновесных носителей заряда вне барьера Шоттки.....	62
3.4. Выводы.....	66

**Глава 4. Исследования методом наведенного тока физических параметров светодиодов на основе квантовых ям InGaN/GaN.....**

4.1. Характеризация светоизлучающих структур с системой множественных квантовых ям InGaN/GaN.....	67
4.1.1. Измерение и моделирование зависимости эффективности сбора наведенного тока для светодиодов с различным числом квантовых ям.....	67
4.1.2. Связь между эффективностью сбора неосновных носителей заряда и расположением квантовых ям относительно границы области пространственного заряда.....	69
4.2. Изображения светоизлучающих структур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN в режиме наведенного тока.....	72
4.3. Исследование механизма формирования светлого контраста и его микроскопической природы.....	75
4.3.1. Измерение эффективности сбора наведенного тока в области крупных светлых областей.....	75
4.3.2. Микроскопическая природа больших светлых дефектов.....	78
4.4. Выводы.....	80

<b>Глава 5. Влияние облучения электронным пучком на электрические и оптические свойства пленок GaN и светоизлучающих структур на его основе.....</b>	<b>81</b>
5.1. Облучение низкоэнергетичным электронным пучком структур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN.....	81
5.2. Зависимость воздействия LEEBI на оптические и электрические свойства светодиодов от условий облучения.....	89
5.2.1. Роль инжекции неравновесных носителей заряда в активную область светодиодов в эволюции спектров катодолюминесценции при LEEBI.....	89
5.2.2. Зависимость спектров катодолюминесценции множественных квантовых ям от приложенного обратного напряжения при различных дозах облучения. Механизм изменения электрических свойств светодиодов при LEEBI.....	92
5.3. Механизм изменения оптических свойств светодиодов при LEEBI.....	97
5.4. Измерения, подтверждающие наличие релаксации напряжений при LEEBI в светоизлучающих структурах с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN.....	102
5.4.1. Зависимости интенсивности излучения катодолюминесценции в области квантовых ям от температуры.....	102
5.4.2. Влияние LEEBI на спектры микрокатодолюминесценции планарных светоизлучающих структур и структур с наностолбиками с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN.....	104
5.5. Влияние облучения электронным пучком на ELOG пленки GaN.....	107

5.6. Выводы.....	116
<b>Заключение.....</b>	<b>118</b>
<b>Список литературы.....</b>	<b>120</b>
<b>Список публикаций по теме диссертации.....</b>	<b>136</b>
<b>Благодарности.....</b>	<b>140</b>

## Перечень сокращений, символов и специальных терминов

$E_b$  — ускоряющее напряжение электронно пучка

$W$  — ширина области пространственного заряда

$L$  — диффузионная длина неосновных носителей заряда

$R$  — длина пробега первичных электронов в образце

$D$  — коэффициент диффузии неосновных носителей заряда

$\tau$  — время жизни неосновных носителей заряда

$I_c$  — величина наведенного тока

$I_b$  — величина тока пучка

$N_d / N_a$  — концентрация донорной/акцепторной легирующей примеси

концентрация легирующей примеси

$t_m$  — толщина металла верхнего омического контакта

$S$  — скорость поверхностной рекомбинации

$\beta$  — эффективность собирания неосновных носителей заряда

$E_i$  — средняя энергия рождения электронно-дырочной пары

$\eta$  — коэффициент поглощения энергии пучка

$G(x, y)$  — функция Грина

$g(x, y, z)$  — функция генерации электрон-дырочных пар

$\psi$  — вероятность собирания неосновных носителей заряда

$E_g$  — ширина запрещенной зоны

LED — light-emitting diode — светодиод

HEMT — high electron mobility transistor — транзистор с высокой подвижностью электронов

MBE — Molecular beam epitaxy — молекулярно-лучевая эпитаксия

HVPE — Hydride vapour phase epitaxy — хлоридно-гидридная эпитаксия

MOCVD — Metal-Organic Chemical Vapor Deposition — химическое осаждение из газовой фазы металлоорганических соединений

УФ — ультрафиолет

ОПЗ — область пространственного заряда

КЯ — квантовая яма

МКЯ — множественные квантовые ямы

КТ — квантовая точка

РЭМ — растровая электронная микроскопия/растровый электронный микроскоп

ПЭМ — просвечивающий электронный микроскоп

ЕВІС — Electron Beam Induced Current — метод наведенного сфокусированным электронным пучком тока

НТ — наведенный ток

ЛЕЕВІ — low energy electron beam irradiation — облучение низкоэнергетическим электронным пучком

ЕLOG — Epitaxial Lateral Overgrowth — метод эпитаксиального латерального зарастивания

## **Введение**

### **Актуальность темы**

В настоящее время GaN и трехкомпонентные твердые растворы на его основе занимают одно из ведущих мест по применению в микроэлектронике. Гетероструктуры, квантовые ямы (КЯ), квантовые точки (КТ), сверхрешетки на основе GaN содержатся в современных светоизлучающих диодах (LED), лазерных диодах и фотоприемниках, работающих в диапазоне от видимого света до ультрафиолета (УФ). Гетеропереходы и сверхрешетки являются неотъемлемыми частями транзисторов с высокой подвижностью электронов (HEMTs) [1–3], различных датчиков газа, биологических датчиков и других устройств (см. обзорные статьи [4–8] и ссылки в них).

Это происходит благодаря ряду уникальных свойств GaN, таких как большая ширина запрещенной зоны, высокая теплопроводность, химическая и термическая стойкость, которые обеспечивают необходимые рабочие характеристики приборов, созданных на его основе.

Быстрое развитие промышленного применения нитридов III группы, опередившее необходимые фундаментальные исследования, стимулирует интерес к изучению электрических и оптических свойств этих материалов [9]. До сих пор остаются мало исследованными такие свойства нитридов III группы, как механизмы безызлучательной рекомбинации, стабильность оптических свойств при электронном и/или фотонном возбуждении, поведение протяженных дефектов и их влияние на квантовую эффективность и деградацию таких структур. Крайне важна информация о структуре дефектов и их эволюции при различных процедурах, об электронных и оптических переходах в таких объектах.

Подавляющее большинство производимых в настоящее время полупроводниковых структур для микроэлектроники на основе III-нитридов выращивается на сапфировых подложках, между которыми и последующим эпитаксиальным слоем GaN, а также между отдельными трехкомпонентными



эпитаксиальными слоями имеется существенное несоответствие параметров решеток, что приводит к чрезвычайно высокой плотности дислокаций (порядка  $10^8 - 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ) в этих структурах.

Несмотря на такую высокую плотность дефектов, светоизлучающие структуры на основе систем квантовых ям InGaN/GaN, выращенные на некоторых фирмах, демонстрируют высокую квантовую эффективность. По этой причине свойства проникающих дислокаций в нитриде галлия и структурах на его основе выглядят особенно интригующими. Исследование характеристик отдельных проникающих дислокаций в светодиодах и других гетероструктурах на основе GaN является необходимым для надежного предсказания их влияния на производительность и деградацию, понимания механизмов подавления воздействия дислокаций на эффективность излучательной рекомбинации, для развития подходов к контролю их свойств.

Слабое влияние дислокаций на рабочие параметры приборов на основе нитридов третьей группы объясняется по-разному: для светодиодов — флуктуациями состава твердого раствора в множественных квантовых ямах (МКЯ) InGaN/GaN, подобных квантовым точкам, либо эффективным экранированием дислокаций в областях двумерного газа в HEMTs [1, 10].

Экспериментальные исследования свойств протяженных дефектов, локальных электрических и оптических параметров в пленках и структурах с КЯ на основе GaN **являются весьма актуальными** как с практической, так и с фундаментальной точки зрения.

Методы растровой электронной микроскопии (РЭМ) получили широкое применение для локальной диагностики полупроводниковых кристаллов и структур на их основе [11–15]. Это связано с возможностью достижения в РЭМ пространственного разрешения в микронном и субмикронном диапазонах, информативностью этих методов, а также возможностью совмещения нескольких методов в одном приборе.

Одним из основных параметров, определяющих качество полупроводниковых материалов для микроэлектроники, является диффузионная длина неосновных носителей заряда в этих материалах.

Известно, что пленки GaN и гетероструктуры на его основе являются полупроводниками с малой диффузионной длиной и при этом существенно неоднородны в латеральном направлении.

Метод наведенного сфокусированным электронным пучком тока (НТ) (EBIC — Electron Beam Induced Current), обладая высоким латеральным разрешением, наилучшим образом подходит для исследования полупроводников с малой диффузионной длиной, в частности GaN и трехкомпонентных твердых растворов на его основе, позволяя определить влияние локальных неоднородностей в этих структурах на их основные характеристики.

Однако исследование этих структур методами сканирующей электронной микроскопии (РЭМ методы) приводит к высокой дозе облучения. Так, чтобы получить одно РЭМ-изображение при стандартных условиях с увеличением  $\times 100000$  и током пучка  $10^{-10}$  А, исследуемые образцы получают дозу облучения, равную  $0,2$  Кл/см<sup>2</sup>. Рост увеличения и/или тока пучка приводит к повышению этой дозы, что может существенно повлиять на оптоэлектрические свойства изучаемого материала.

Поэтому изучение воздействия низкоэнергетического облучения электронным пучком (LEEBI — low energy electron beam irradiation) и понимание механизмов этого воздействия очень важны для надежной характеристики наноструктур на основе InGaN/GaN при исследовании их методами РЭМ.

**Цель работы** заключается в исследовании методами наведенного тока и катодолюминесценции светодиодов на основе системы множественных квантовых ям (МКЯ) InGaN/GaN и пленок GaN, изучении рекомбинационных свойств и роли протяженных дефектов в этих структурах,

а также влияния облучения низкоэнергетичным пучком на оптические и электрические характеристики светоизлучающих структур.

Для достижения указанной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Исследовать в режиме НТ локальные неоднородности в пленках GaN, особенно в пространственно неоднородных латерально зарощенных пленках нитрида галлия. Измерить значения основных электрических характеристик: диффузионной длины неосновных носителей заряда, ширины области пространственного заряда, эффективной концентрации доноров для отдельных областей латерально зарощенных пленок на основе GaN. Установить достоверность измеренных локальных характеристик путем сравнения с вольт-фарадными измерениями.

2. Измерить плотность протяженных дефектов в отдельных областях латерально зарощенных пленок GaN и выявить корреляцию плотности дислокаций с диффузионной длиной в этих областях.

3. Разработать методы измерения в режиме НТ основных электрических характеристик для локальных областей светоизлучающих структур на основе множественных квантовых ям InGaN/GaN.

4. Исследовать в режиме наведенного тока и катодолюминесценции влияние облучения низкоэнергетичным электронным пучком на оптические и электрические свойства светоизлучающих структур, содержащих квантовые ямы InGaN/GaN. Провести исследование воздействия облучения электронным пучком на дефектную структуру в латерально зарощенных пленках GaN.

### **Научная новизна**

1. Впервые измерены локальные электрические характеристики в отдельных областях латерально зарощенных пленок на основе нитрида галлия. Установлено, что эффективные концентрации доноров в областях

вертикального и латерального роста ELOG пленок различаются не менее, чем в 3 раза, что качественно характеризует вероятность встраиваемости легирующей примеси в различных плоскостях роста. Подтверждено предположение о зависимости ширины изображений проникающих дислокаций в режиме наведенного тока как от величины диффузионной длины, так и от размера ОПЗ.

2. Проведены измерения локальных значений диффузионной длины неосновных носителей заряда и эффективной концентрации доноров в голубых светоизлучающих структурах на основе множественных квантовых ям InGaN/GaN на областях размером порядка 1 мкм.

3. Установлено, что измерения методом наведенного тока позволяют оценить параметр, характеризующий вероятность рекомбинации носителей заряда в активном слое светодиодов. Показано, что на светодиодах с высокой эффективностью метод НТ позволяет визуализировать каналы утечек тока или повышенного транспорта неосновных носителей заряда через активный слой структуры в виде дефектов, дающих светлый контраст.

4. Обнаружен и объяснен аномально медленный спад сигнала наведенного тока вне барьера Шоттки, наблюдаемый вблизи границы сращивания областей латерального роста ELOG пленок нитрида галлия. Установлено, что увеличение концентрации легирования Si устраняет этот эффект. Показано, что граница сращивания встречных фронтов роста является заряженным протяженным дефектом.

5. Впервые показано, что при воздействии облучения низкоэнергетичным электронным пучком на светоизлучающие структуры с множественными квантовыми ямами на основе InGaN/GaN в спектрах излучения квантовых ям возникают новые более интенсивные линии свечения, смещенные в синюю область относительно исходной линии излучения. При этом положение исходной линии излучения сохраняется, и ее интенсивность практически не меняется, что свидетельствует о локальном характере изменений,

происходящих в активном слое структуры. Показано, что такие изменения вероятнее всего происходят вблизи структурных дефектов — проникающих дислокаций или их пучков. Предложен механизм влияния облучения электронным пучком на исследуемые структуры — релаксация при облучении напряжений, возникающих в активной области вследствие несоответствия параметров решеток слоев GaN и InGaN.

6. Обнаружено движение сегментов дислокаций при облучении в сканирующем электронном микроскопе низкоэнергетичным электронным пучком. Показано, что скольжение дислокаций может наблюдаться даже при очень низких уровнях возбуждения.

### **Практическая значимость работы**

Предложенные методы измерения основных электрических характеристик голубых светодиодов, оценка на их основе вероятности рекомбинации носителей заряда в активном слое светоизлучающих структур, а также обнаруженная в режиме НТ визуализация каналов утечек носителей заряда могут найти оказаться полезными при оптимизации параметров светоизлучающих структур. Разработанные методы измерения электрических характеристик отдельных областей в латерально зарощенных пленках GaN и полученные благодаря им результаты дают важную информацию, которую необходимо принимать во внимание при разработке более эффективных лазерных структур.

Результаты исследования влияния облучения электронным пучком пленок GaN и гетероструктур на его основе могут оказаться полезными для понимания процессов деградации приборов, содержащих эти структуры, поскольку инжекция носителей заряда при помощи электронного пучка аналогична инжекции носителей заряда, происходящей во время их работы.

## **Положения, выносимые на защиту**

1. Дефекты в светоизлучающих структурах с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN, имеющие светлый контраст на изображениях светодиодов в режиме наведенного тока и локально меняющие электрические характеристики структур, формируют каналы утечек тока.

2. Имеется корреляция между плоскостями роста слоев латерально разросшейся пленки GaN и вероятностью встраиваемости легирующей примеси. Эффект аномального спада сигнала наведенного тока вдоль границы сращивания противоположных фронтов роста пленки вне барьера Шоттки определяется зарядом границы сращивания.

3. Основным механизмом воздействия облучения низкоэнергетичным электронным пучком на оптические свойства светоизлучающих структур, содержащих множественные квантовые ямы InGaN/GaN, является релаксация напряжений в решетке активного слоя.

4. Облучение низкоэнергетичным электронным пучком оказывает влияние на дефектную структуру латерально разросшихся пленок нитрида галлия и вызывает радиационно ускоренное скольжение дислокаций.

**Личный вклад автора.** Образцы латерально заросших пленок GaN были предоставлены Смирновым Н.Б., Говорковым А.В. и Поляковым А.Я., образцы светоизлучающих структур предоставила Шмидт Н.М. Большая часть экспериментальной работы и обработка полученных экспериментальных данных проведена автором лично. Вклад автора в работах, выполненных в соавторстве, заключается в непосредственном участии на всех этапах работы от постановки задачи до обсуждения результатов. Автору принадлежит анализ существующих литературных данных, реализация основных экспериментальных подходов, интерпретации, обобщения и анализ полученных результатов при использовании обсуждаемых в работе методов, формулировки основных положений.

**Апробация работы.** Основные результаты диссертации докладывались на российских и международных конференциях и симпозиумах:

Всероссийская конференция "Нитриды Галлия, Индия и Алюминия: Структуры и Приборы" (Москва 2007, 2010, 2013, 2017, Санкт-Петербург 2008, 2011, 2015); Международная конференция по дефектам в полупроводниках (ICDS, Альбукерк, Нью Мехико 2007, Санкт-Петербург 2009, Болонья, Италия 2013, Эспоо, Финляндия 2015); Международный симпозиум по росту III-нитридов (ISGN, Идзу, Япония 2008, Санкт-Петербург 2012, Хамаматсу, Япония 2015); Российская конференция по электронной микроскопии (РКЭМ, г. Черноголовка 2006, 2008, 2010, 2012, 2014, 2016); Российский симпозиум по растровой электронной микроскопии и аналитическим методам исследования твердых тел РЭМ (г. Черноголовка, 2007, 2011, 2013, 2015); Международный симпозиум "Наноструктуры: Физика и Технологии" (Санкт-Петербург 2006); Международная Конференция по пучковым методам исследования микроструктур в полупроводниках (BIAMS, Санкт-Петербург 2006, Толедо, Испания 2008, Халле, Германия 2010, Цукуба, Япония 2014, Версаль, Франция 2016); Национальная конференция по применению Рентгеновского, Синхротронного излучений, Нейтронов и Электронов для исследования материалов. (РСНЭ, Москва, 2007); Международная конференция по нитридным полупроводникам (ICNS, Пекин, Китай 2015); Международная конференция по протяженным дефектам в полупроводниках (EDS, Брайтон, Великобритания 2010); Международная конференция "Кристаллофизика и деформационное поведение перспективных материалов" (Москва, 2015); Российская конференция по физике полупроводников (Звенигород, 2015); Международный симпозиум "Нанофизика и Нанoeлектроника" (Нижний Новгород, 2014); Всеросс. конф. молодых ученых "Микро-, нанотехнологии и их применение" (Черноголовка 2010, 2014).

**Публикации.** Результаты работы опубликованы в 26 статьях в российских и международных научных журналах, из них 26 в изданиях из перечня ВАК, а также в тезисах конференций, на которых представлялись результаты работы. Список публикаций приведён в конце диссертации.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения, изложенных на 140 страницах машинописного текста. Диссертация включает 54 рисунка и список литературы из 136 наименований.



## Глава 1. Обзор литературы

### 1.1. Результаты исследований электрических свойств и свойств дислокации в пленках GaN и структурах на его основе. Исследования методом наведенного тока

В последнее время наблюдается интенсивный рост производства приборов на основе III-нитридов (GaN, InN, AlN), таких как эффективные твердотельные излучатели и высокоомощные транзисторы, который определяет повышенный интерес к исследованию свойств этих материалов.

Поскольку структуры на основе III-нитридов имеют высокую плотность дислокаций, являющуюся следствием существенного расхождения параметров решеток полупроводника и подложки, и локальный характер основных электрических характеристик, то при исследовании свойств этих структур необходимо использовать методы, обладающие высоким латеральным разрешением. Растровая электронная микроскопия предоставляет такие возможности, при этом метод наведенного сфокусированным электронным пучком тока является одним из основных методов РЭМ, применяемых для определения локальных электрических параметров полупроводниковых материалов, таких как диффузионная длина неосновных носителей заряда, ширина области пространственного заряда (ОПЗ), концентрация точечных дефектов, характеристики дислокаций [18, 19]. Благодаря внутреннему усилению сигнала, метод НТ позволяет проводить исследования при достаточно низких значениях тока пучка, при этом детектируемый сигнал имеет малый шум, определяемый в основном флуктуациями тока исходного пучка.

Особо следует отметить, что режим НТ позволяет проводить локальные измерения наиболее важного электрического параметра — диффузионной длины неосновных носителей заряда, что необходимо для анализа неоднородности полупроводниковых материалов, а также при исследовании

влияния индивидуальных структурных дефектов на параметры полупроводниковых структур. Перечисленные преимущества обеспечивают эффективность применения метода наведенного тока.

В планарных полупроводниковых пленках и структурах наиболее применимы измерения НТ при падении электронного пучка перпендикулярно коллектору — барьеру Шоттки или  $p-n$  переходу (так называемая нормальная геометрия). В этом случае существуют два типа измерений.

Первый метод, позволяющий оценить значение диффузионной длины неосновных носителей заряда в исследуемом полупроводнике, состоит в измерении зависимости спада НТ от расстояния между краем коллектора и точкой падения пучка на поверхности структуры, свободной от коллектора, с последующей подгонкой имеющихся асимптотик [20–22] к измеренной зависимости. Однако ограничения применения используемых асимптотик [23, 24], не являющиеся существенными лишь для полупроводников с большой диффузионной длиной (свыше 1 мкм), могут привести для GaN и материалов на его основе, имеющих субмикронную диффузионную длину, к значительным ошибкам при ее измерении.

Более подходящим и надежным для измерения малых диффузионных длин является второй метод, основанный на измерении зависимости собранного НТ от ускоряющего напряжения пучка  $E_b$ , когда неравновесные носители заряда генерируются пучком под коллекторным переходом [16, 17]. В этом случае расчёты, основанные на знании функции генерации неосновных носителей заряда в объеме полупроводникового материала, позволяют определять электрические параметры полупроводниковых материалов на основе GaN. В частности, диффузионная длина неосновных носителей заряда может быть получена путем подгонки экспериментальной зависимости НТ от ускоряющего напряжения  $E_b$  расчетной. Описанный метод при этом не содержит ограничений, влияющих на точность измерений,

кроме соотношения сигнал/шум. Исключением являются тонкие пленки, где сложно разделить рекомбинацию носителей заряда в объеме пленки и на ее поверхности, что ведет к появлению дополнительного параметра — скорости поверхностной рекомбинации носителей заряда.

Как было отмечено ранее, отличительной особенностью пленок и гетероструктур на основе III-нитридов является то, что эпитаксиальный рост проводится на подложках, параметры решеток которых не согласованы с параметрами решетки пленки. В результате плотность возникающих при росте проникающих дислокаций в пленках III-нитридов, как правило, достаточно высока, и составляет  $10^8 - 10^9 \text{ см}^{-2}$  [25, 26]. Это на несколько порядков выше, чем пороговые плотности дислокаций, при которых более распространенные материалы на основе GaAs, InP, или GaP становятся непригодными для использования в приборах.

В последнее время быстро растет количество фактов, указывающих на то, что дефекты являются одним из важных факторов, вызывающих ухудшение рабочих параметров светодиодов, лазеров и HEMTs. Дислокации, предположительно, способствуют захвату носителей заряда, утечкам через затвор и чрезмерному фоновому току в HEMTs [27–29]. Было показано, что они заметно влияют на квантовую эффективность светодиодов и лазеров и принимают участие в деградации, происходящей в этих устройствах [30–33].

Проникающие дислокации, привлекая существенное внимание, являются наиболее важными протяженными дефектами в рассматриваемых структурах. Исследование проникающих дислокаций в GaN проводилось различными методами: с использованием анализа данных по транспорту носителей заряда [34, 35], селективного фотоэлектрохимического травления [36], исследования с применением комбинации атомно силовой и сканирующей емкостной микроскопии [37] дали расхождения в измеренных свойствах дислокаций и противоречивые мнения об их роли. Так ранние исследования показали, что в материалах, связанных с GaN, дислокации не

могут выступать в качестве центров рекомбинации [38]. Затем было установлено [16, 39–45], что дислокации в пленках GaN являются центрами безызлучательной рекомбинации, однако их плотность недостаточно высока, чтобы объяснить наблюдаемые значения диффузионной длины неосновных носителей заряда [43].

В светодиодах с МКЯ InGaN/GaN и AlGaN/AlGaN есть указания на то, что в процессе работы этих светодиодов атомы In, Ga и Al могут становиться междоузельными и декорировать дислокации акцепторными комплексами вакансии галлия и кислорода  $(V_{\text{Ga}}-\text{O})^{-2}$  [46] и освободившимся Ga [47], создавая на них каналы утечек тока и снижая эффективность инжекции [48, 49].

Хорошо известно [50, 51], что основное влияние на деградацию таких структур оказывает продолжительная инжекция носителей заряда, а деградационный процесс развивается в локальных областях, предположительно связанных с протяженными дефектами.

Для светодиодов, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МВЕ), было показано, что потеря эффективности инжекции может быть связана с образованием дислокационных пучков, лежащих в базисной плоскости в активной области светодиодов [52].

Расхождения в выводах по результатам измерений свойств дислокаций могут быть вызваны трудностями разделения свойств собственно дислокаций и влияния примесной атмосферы и точечных дефектов. Чтобы понять свойства дислокаций в GaN, следует использовать методы, обеспечивающие количественную информацию об отдельных дефектах. Метод наведенного электронным пучком тока в сканирующем электронном микроскопе является одним из таких методов и широко используется для изучения рекомбинационных свойств отдельных протяженных дефектов в полупроводниковых структурах [53, 54].

Изображение в режиме НТ эпитаксиальных пленок на основе GaN формируется в области, расположенной ниже нижней границы ОПЗ  $W$  и имеющей ширину, равную диффузионной длине неосновных носителей заряда  $L$ . При этом разрешение определяется размером части области генерации  $e-h$  пар, попадающей в описанный слой формирования изображения. Как было показано Донолато [55], средняя ширина области генерации увеличивается с глубиной  $z$  проникновения электронного пучка в образец как  $(z^3/R)^{1/2}$ , где  $R$  — длина пробега первичных электронов в образце, пропорциональная  $E_b^{1.75}$ . Следовательно, внутри слоя формирования изображения средняя ширина области генерации уменьшается с ростом  $E_b$  и может быть значительно меньше, чем  $R$  [16, 17, 56, 57].

Дислокации в эпитаксиальных пленках GaN, являясь центрами безызлучательной рекомбинации, на изображениях в режиме НТ дают темный контраст [16, 39–41]. В описанной геометрии для проникающих дислокаций в GaN, перпендикулярных поверхности, увеличение ускоряющего напряжения электронного пучка приводит к уменьшению ширины их изображения и появлению возможности исследования этих дислокаций даже при достаточно высокой их плотности [15, 43, 44, 58, 59]. Исходя из этих соображений, для измерений в режиме НТ на пленках GaN и гетероструктурах на его основе использовалось ускоряющее напряжение в диапазоне от 10 до 35 кэВ.

Как было показано в работах [60–62], в полупроводниковых материалах с диффузионной длиной неосновных носителей заряда  $L$ , превосходящей глубину проникновения первичных электронов пучка  $R$  в используемом диапазоне энергий, ширина профиля дислокаций в режиме НТ практически не зависит от диффузионной длины.

Однако при существенном уменьшении диффузионной длины ее влияние на профиль изображения дислокации в режиме НТ увеличивается [44]. В [44]

также было сделано предположение, что в пленках GaN диффузионная длина может быть оценена по ширине профиля дислокаций. При этом ширина на полувысоте профиля изображения дислокации уменьшается с уменьшением диффузионной длины. Из-за чрезвычайно малой диффузионной длины (менее 0.5 мкм) латеральное разрешение НТ в пленках GaN может достигать значений, меньших 100 нм, что позволяет изучать рекомбинационную активность отдельных дислокаций даже в структурах с плотностью дислокаций, превышающей  $10^9 \text{ см}^{-2}$ .

Кроме того, в [44] было сделано предположение о влиянии ширины ОПЗ  $W$  на ширину изображения проникающих дислокаций в режиме НТ.

Стандартным методом локального уменьшения плотности дислокаций в пленках GaN, изготовленных методом химического осаждения из газовой фазы (MOCVD) на сапфире, в настоящее время является метод эпитаксиального латерального наращивания (epitaxial lateral overgrowth — ELOG) [3, 63]

Исследования ELOG пленок GaN методами качания рентгеновских кривых, катодolumинесценции и получения изображений в просвечивающем электронном микроскопе (ПЭМ) показали, что в части пленки, выращенной в поперечном направлении над полосами маски  $\text{SiO}_2$ , достигается уменьшение плотности дислокаций до  $10^6 - 10^7 \text{ см}^{-2}$ , в отличие от части пленки, растущей преимущественно вертикально вверх в окнах маски, где плотность дислокаций такая же, как в стандартном MOCVD образце  $10^8 - 10^9 \text{ см}^{-2}$  [3, 63, 64]. В середине полосы  $\text{SiO}_2$ , где две ELOG области, растущие с противоположных сторон полосы, встречаются друг с другом, также наблюдается высоко дефектная область [65].

В более поздних работах [66, 67] было показано, что ямки, появляющиеся при селективном травлении ELOG пленки в растворе KOH/NaOH, соответствуют проникающим дислокациям, на основе чего были также

определены плотности проникающих дислокаций в разных областях ELOG пленок.

Благодаря локальному уменьшению плотности дислокаций повышается срок службы лазеров. Синие лазеры на основе GaN могут работать в непрерывном режиме свыше 10000 часов, что является важным для коммерческих приложений (см., например, [68]).

Разница в плотности дислокаций и направлении роста материала в ELOG пленках GaN означает, что электрические свойства в различных частях таких пленок могут заметно различаться. Однако детальных экспериментальных исследований по этому вопросу было проведено относительно мало [69–73]. В работе [69] методом спектроскопии нестационарных неравновесных носителей заряда в ELOG пленках GaN разного уровня легирования были выявлены дырочные ловушки с энергией активации  $0.81 \pm 0.03$  эВ и измерена их плотность. Было показано, что параметры обнаруженных ловушек не зависят от уровня легирования и условий роста пленок GaN. В работе [71], где методами КЛ и спектроскопии комбинационного рассеяния (рамановской спектроскопии) в ELOG пленках GaN с маской SiO<sub>2</sub> исследовались релаксации локальных напряжений, было обнаружено увеличение плотности дефектов и примесей в области границы сращивания противоположных фронтов роста. В работе [72] тех же авторов исследовались ELOG пленки GaN с вольфрамовыми масками. При помощи тех же методов, что и в работе [71], была оценена концентрация свободных носителей заряда на разной глубине в области латерального роста, имеющая порядок  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Поскольку высокая температура плавления вольфрама исключает диффузию его атомов из маски в растущую пленку, было сделано предположение, что причиной высокой концентрации свободных носителей заряда над маской являются собственные дефекты или примесные атомы из атмосферы. Стоит отметить, что в работах [71, 72] исследовались ELOG пленки GaN, выращенные методом хлоридно-гидридной эпитаксии (HVPE – Hydride vapour phase

epitaxy), который приводит к быстрому росту, что может оказывать влияние на концентрацию доноров и другие свойства пленки.

Было показано, что, как правило, в ELOG GaN пленках области латерального и вертикального роста сливаются, образуя непрерывную пленку с гладкой морфологией, когда полная толщина ELOG пленки достигает около 6 мкм [63, 65, 74]. В работе [74] в ПЭМ исследовались ELOG пленки GaN/AlN, выращенные на подложке 6H-SiC. Было установлено значительное снижение плотности дислокаций в областях над полосами маски SiO<sub>2</sub> с образованием почти бездефектных областей в монокристалле GaN. В работе [65] в просвечивающем электронном микроскопе на ELOG пленках GaN наблюдались дефектные структуры, лежащие в базисной плоскости, похожие на изогнутые сегменты дислокаций.

Таким образом, можно сделать вывод, что исследование электрических свойств отдельных областей тонких ELOG пленок, выращенных MOCVD методом, находится лишь на начальном этапе и требует необходимого продолжения. Растровая микроскопия в режиме НТ и КЛ [75, 76] является одним из немногих методов, пригодных для локальной диагностики полупроводниковых материалов и различных структур на их основе, в том числе пленок GaN и светодиодов на основе множественных квантовых ям (МКЯ) InGaN/GaN.

## **1.2. Влияние облучения**

Необходимым условием при характеристике объектов с нанометровыми размерами при помощи РЭМ являются большие увеличения, что приводит к высокой дозе облучения электронным пучком исследуемой структуры. Воздействие облучения низкоэнергетичным электронным пучком на пленки GaN изучалось во многих работах [77–81]. Впервые влияние LEEVI рассматривалось в работе [81], где было обнаружено, что облучение стимулирует разрушение Mg-H комплексов, образующихся в  $p^+$ -GaN при



легировании магнием. Этот факт стал важным шагом в активации проводимости  $p$ -типа в Mg-легированном GaN и к созданию голубых светодиодов на основе GaN [82].

В работах [83, 84] было показано, что диссоциация Mg-H комплексов является результатом инжекции электронов при LEEBI, а не температурного воздействия. Для подтверждения этого факта исследовалось воздействие LEEBI на спектр КЛ пленок GaN, легированных Mg [83], и  $p$ - $n$  перехода на его основе [84]. Рост интенсивности КЛ излучения в УФ области при LEEBI связывался с ростом концентрации магния, освободившегося в результате процесса распада Mg-H комплексов.

В то же время поведение образующегося в результате диссипации при LEEBI Mg-H пар свободного водорода и его воздействие на свойства светоизлучающих структур практически не было изучено. В работе [83] сделано предположение, что освободившийся водород либо объединяется в молекулярный и покидает исследуемый образец, либо взаимодействует с другими дефектами.

Другим важным результатом воздействия облучения на активный слой голубых светодиодов является перераспределение In в квантовых ямах InGaN, о наблюдении которого при облучении структуры пучком электронов в просвечивающем микроскопе сообщается в работах [85, 86]. Приведены экспериментальные результаты, демонстрирующие стимулированную электронным облучением диффузию In, приводящую к перестройке исходно однородного материала квантовых ям с образованием кластеров с повышенным содержанием In. Диффузия In, стимулируемая прямой инжекцией носителей заряда в МКЯ InGaN/GaN светодиодов, была отмечена и представлена в работе [87]. В работе [88] в AlGaN при облучении низкоэнергетичным пучком наблюдалась диффузия Al.

Результаты влияния LEEBI, полученные в работах [77–80, 89], объяснялись образованием точечных дефектов [80], стимулированной

электронным пучком диффузией кислорода и водорода [78, 89], диффузией собственных точечных дефектов и релаксацией напряжений [77]. Было показано, что длительное облучение электронным пучком GaN сопровождается изменением поверхности [90] в результате стимулированного облучением загрязнения углеродом [89].

Влияние LEEVI на оптические свойства плоских светоизлучающих структур с МКЯ InGaN/GaN исследовалось в [84, 91–93], где наблюдалось синее смещение полосы излучения, связанного с КЯ InGaN, и увеличение его интенсивности в результате облучения электронным пучком. Однако объяснения наблюдаемых эффектов были довольно противоречивы и имели следствием непрерывную смену положения полосы эмиссии при росте дозы облучения.

Так, в работах [91–93] этот эффект был объяснен в предположении активации в процессе облучения спонтанного поля поляризации, что приводит к частичной компенсации пьезоэлектрического поля при индуцированной электронным пучком десорбции поверхностного заряда [91] или изменением внутреннего электрического поля из-за активации доноров и/или акцепторов [92], тем не менее, механизм такой активации не был уточнен.

Внутреннее электрическое поле в III-нитридных материалах имеет две основные компоненты: поля пьезоэлектрической и спонтанной поляризации и зависит от направления роста кристаллов. [94–96]. Пьезоэлектрическая поляризация является результатом напряжений, возникающих вследствие рассогласования параметров решеток вюртцитоподобных кристаллических структур, которое в системе GaN/InGaN, может достигать 10 %. Расчеты показали, что III-нитриды имеют пьезоэлектрические константы, которые примерно в десять раз больше, чем у обычных III-V и II-VI соединений, и поэтому в напряженных слоях InGaN могут возникать поля порядка МВ/см. Согласно теоретическим выводам, в компрессионно напряженном слое

InGaN, выращенном в направлении [0001], пьезоэлектрическая поляризация будет иметь направление [0001] [95].

Кроме того, III-нитриды обладают спонтанной поляризацией, которая существует в отсутствие какого-либо внешнего воздействия, включая напряжение или внешнее электрическое поле. В структурах GaN/InGaN доминирующей является пьезоэлектрическая компонента поляризации [94–100].

Встроенное электрическое поле может оказывать заметное влияние на оптические и электрические свойства гетероструктур. Было показано, что в структурах с квантовыми ямами InGaN/GaN это поле приводит к увеличению наклона энергетических зон и квантово-размерному эффекту Штарка (QCSE), что, в свою очередь, ведет к уменьшению эффективной ширины запрещенной зоны [96, 101], к существенному красному смещению энергии люминесценции и уменьшению интенсивности излучения КЯ [100–103].

В структурах с множественными КЯ InGaN/GaN поле пьезоэлектрической поляризации можно оценить, исследуя зависимости спектров люминесценции от приложенного к структуре обратного напряжения, поскольку обратное смещение приводит к компенсации поля пьезоэлектрической поляризации [94].

При облучении в ПЭМ при плотностях тока пучка, сопоставимых с той, которая используется в мощных светодиодах, в ELOG пленках GaN для дислокаций, лежащих в базисной плоскости, наблюдался эффект так называемого радиационно-ускоренного скольжения дислокации (REDG) [104, 105], хотя обычно предполагается, что REDG отсутствует в GaN или что подвижность дислокаций является слишком низкой для скольжения при низких температурах. При этом важно отметить, что в работе [104] в экспериментах использовались порошки GaN, а в работе [105] наблюдалось движение всего одной дислокации.

Отметим, что увеличение интенсивности излучения КЛ при LEEVI было обнаружено и на первом этапе деградации светоизлучающих структур [106]. Этот факт можно рассматривать как указание на сходство процессов, происходящих при облучении LEEVI и при действии прямого тока инжекции в светодиодах на основе GaN. Хорошо известно [50, 51], что основное влияние на деградацию таких структур оказывает продолжительная инжекция носителей заряда, а деградационный процесс развивается в локальных областях, предположительно связанных с протяженными дефектами.

Предыдущие исследования [50, 107] показали, что влияние длительной инжекции носителей на деградацию квантовой эффективности светодиодов более выражено, чем повышение температуры.

Согласно приведенному литературному обзору, можно сделать следующие выводы: к настоящему времени мало изучены такие свойства дислокаций в гетероструктурах на основе III-нитридов, как их влияние на транспорт неосновных носителей заряда и их изменения в процессе инжекции носителей заряда, определяющие роль дислокаций в деградации и эффективности приборов. Не были проведены систематические исследования и не были измерены характеристики электрических свойств отдельных областей латерально зарощенных пленок GaN, являющихся основой синих лазеров. Нет ясности в вопросе о характере и причинах изменения оптических свойств светодиодов на основе МКЯ InGaN/GaN при продолжительном возбуждении активного слоя. Рассмотренные случаи скольжения единичных дислокаций при облучении в GaN не являются достаточным основанием для ответа на вопрос о поведении дислокаций в пленках GaN при инжекции в них носителей заряда.

## Глава 2. Исследуемые структуры и применяемые методики

### 2.1. Описание исследуемых структур

Исследовалось 3 типа структур: синие светодиоды с множественными КЯ на основе системы InGaN/GaN, пленки GaN и латерально зарощенные пленки GaN.

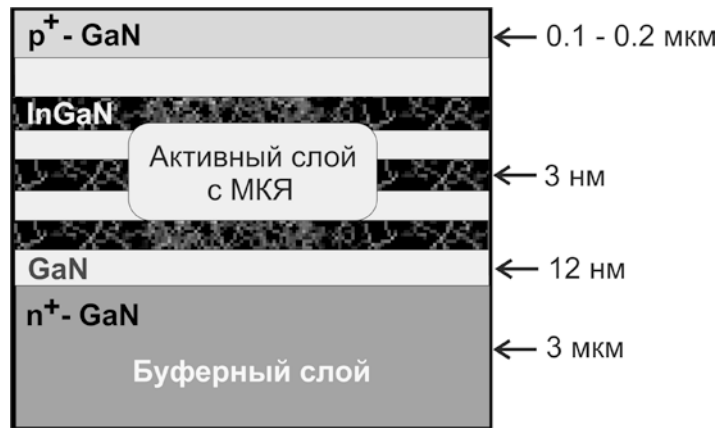
#### 2.1.1. Пленки GaN

Исследуемые пленки GaN были выращены на сапфире с ориентацией [0001] методом химического осаждения из газовой фазы (metal organic chemical vapor deposition — MOCVD). Образцы были легированы Si с концентрацией от  $10^{15}$  до  $10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Для проведения измерений в режиме НТ через маску напылялись прямоугольные диоды Шоттки из Au площадью  $0.75 \times 0.75$  мм<sup>2</sup>.

#### 2.1.2. Синие светодиоды с множественными квантовыми ямами на основе системы InGaN/GaN

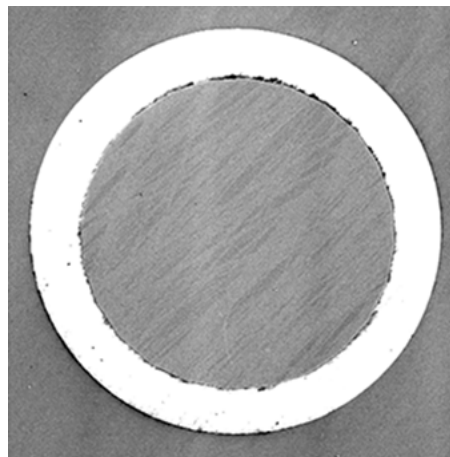
Исследуемые светоизлучающие структуры выращивались на сапфире с ориентацией (0001) методом MOCVD. Сначала на подложке выращивался толстый буферный слой  $n^+$ -GaN толщиной 3 мкм, легированный Si до концентрации  $N_d \approx 5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, затем буферная сверхрешетка GaN/InGaN с низким (< 10%) содержанием In и активный слой, содержащий квантовые ямы (3 нм InGaN и 12 нм GaN). Сверху был выращен тонкий слой  $p^+$ -GaN (100 нм), легированный Mg до концентрации  $10^{20}$  см<sup>-3</sup>. На рис. 1 представлено схематическое строение исследуемых светодиодов.

Для проведения исследований на таких структурах вытравливались мезоструктуры диаметром 0.45 мм с помощью травления ионами Ag. На мезы в их центре напылялись тонкие слои никеля и золота диаметром 0.35 мм для создания омического контакта к  $p$ -слою GaN. Для изготовления второго



**Рис. 1.** Схематическое строение исследуемых светоизлучающих структур

омического контакта на стравленную до нижнего слоя  $n$ -GaN область наносился In. На рис. 2 представлено характерное изображение вытравленной мезоструктуры в режиме вторичных электронов. Светлая область — это часть вытравленной структуры, не покрытая металлом. Исследования проводились как на областях, не покрытых металлом, так и на напыленном золоте.



**Рис. 2.** Изображение мезоструктуры в режиме ВЭ. Диаметр мезы 0,45 мм

### 2.1.3. Латерально зарощенные пленки GaN

ELOG-пленки для исследования были получены следующим образом. Сначала стандартным методом MOCVD на подложке из сапфира с ориентацией (0001) были выращены буферные слои  $n$ -GaN толщиной 2 мкм. Затем путем фотолитографии и травления на этом буферном слое

создавалась маска, состоящая из полос  $\text{SiO}_2$  шириной 12 мкм с зазорами между полосами 4 мкм. Далее методом MOCVD через окна маски из  $\text{SiO}_2$  были выращены толстые (от 6 до 12 мкм) пленки GaN. Часть исследуемых образцов во время роста легировалась Si с помощью добавления  $\text{SiH}_4$  (силана) в поток реагентов в реакторе. Условия легирования Si буферного слоя и нарощенной над ним ELOG-пленки были одинаковыми. Остальная часть структур специально не легировалась [108]. Полосы  $\text{SiO}_2$  имели направление [1-100], так что боковой рост из двух противоположных краев полосы происходил в направлениях [11-20] и [-1-120].

В Таблице 1 приведены значения толщины ELOG-слоя и легирующего потока силана для всех исследованных образцов.

**Таблица 1.** Краткое описание исследуемых образцов

Образец	Толщина буферного слоя, мкм	Толщина ELOG слоя, мкм	Скорость потока $\text{SiH}_4$ , нмоль/мин
ELOG01	2	12	Не легировался
ELOG02	2	12	Не легировался
ELOG031	2	6	Не легировался
ELOG029	2	6	0.036
ELOG030	2	6	0.072
ELOG028	2	9	0.18

Вторая нелегированная пластина ELOG02 толщиной 12 мкм выращивалась в тех же условиях, что и ELOG01 для проверки достоверности результатов.

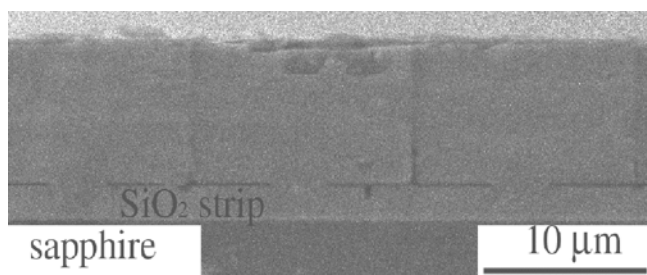
Для проведения измерений методами НТ и С-V путем напыления через маску были подготовлены прямоугольные диоды Шоттки из Au площадью  $0.75 \times 0.75 \text{ мм}^2$ .

На рис. 3 представлено схематичное изображение поперечного среза латерально зарощенной пленки GaN.



**Рис. 3.** Схематичное изображение поперечного среза ELOG-пленки GaN

На рис. 4 приведено изображение фрагмента поперечного среза одной из исследуемых ELOG пленок GaN в режиме вторичных электронов (ВЭ). Хорошо видны полосы маски SiO<sub>2</sub> и окна между ними. Также видны линии сращивания пленок, растущих навстречу друг другу через соседние окна в маске.



**Рис. 4.** Изображение в режиме ВЭ поперечного среза ELOG-пленки GaN

#### **2.1.4. Структуры со светодиодными наностолбиками**

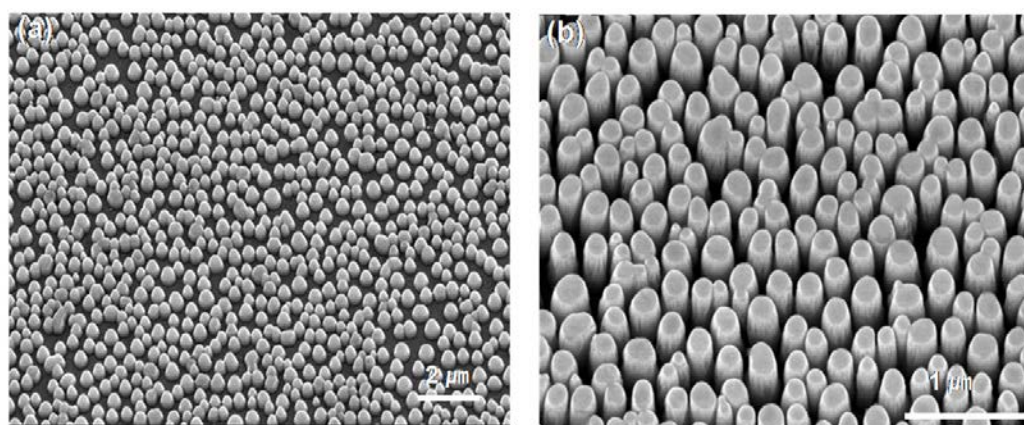
Изготовление структур с наностолбиками (НС), содержащими МКЯ, проводилось в два этапа. Сначала методом MOCVD были получены светодиодные структуры с множественными квантовыми ямами на базисной плоскости сапфировых подложек. Они состояли из слоя *n*-GaN толщиной 3 мкм, легированного Si, активного слоя с пятью КЯ InGaN (2 нм)/GaN (10 нм) и верхнего слоя *p*-GaN толщиной 0.2 мкм.

На втором этапе для изготовления НС сначала на подготовленную поверхность в качестве промежуточного слоя наносился слой SiO<sub>2</sub> толщиной 100 нм с помощью плазменно-химического осаждения из паровой фазы. Затем на промежуточный слой SiO<sub>2</sub> осаждался слой Ni толщиной 5 нм при



помощи испарения мишени электронным пучком. Образцы Ni/SiO<sub>2</sub>/GaN подвергали быстрому термическому отжигу в атмосфере N<sub>2</sub> при 850 °С в течение 1 мин с образованием самоорганизующихся металлических кластеров Ni. Эти наноточки из Ni были использованы в качестве маски для сухого травления пленки SiO<sub>2</sub> индуктивно-связанной плазмой в атмосфере газовой смеси O<sub>2</sub> и CF<sub>4</sub>. Затем пленка GaN травилась до глубины около 0.5 мкм посредством индуктивно-связанной плазмы в атмосфере Cl<sub>2</sub>. Наконец, наноточки Ni/SiO<sub>2</sub>, оставшиеся на верхней части наностолбцов, удаляли буферным травителем оксида кремния, чтобы получить расположенные вертикально наностолбики GaN. Средний диаметр НС, полученных таким образом, был близок к 200 нм, плотность НС была около 10<sup>9</sup> см<sup>-2</sup>. Часть светоизлучающих пленок с МКЯ не подвергалась травлению и служила в качестве тестовых планарных структур.

Подробное описание процедуры роста и процедуры формирования наностолбцов можно найти в работах [109–111]. На рис. 5 представлены изображения фрагмента структуры с наностолбиками в режиме вторичных электронов.



**Рис. 5.** Изображения наностолбиков в режиме ВЭ

## 2.2. Описание применяемых методов

Основными методами исследования в нашей работе были методы наведенного тока (НТ) и катодолюминесценции (КЛ). Метод НТ [11, 18]

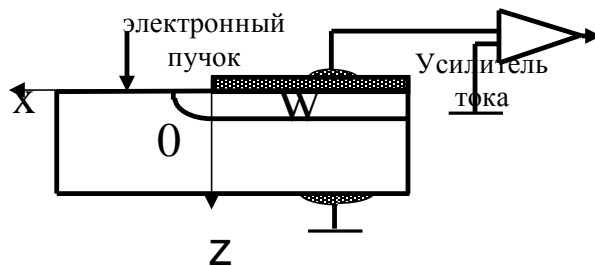
в большинстве случаев используется для выявления неоднородностей распределения скорости рекомбинации неравновесных носителей заряда и измерения диффузионной длины  $L = (D\tau)^{1/2}$ , где  $D$  и  $\tau$  — коэффициент диффузии и время жизни неосновных носителей заряда соответственно. При определенных соотношениях между значениями диффузионной длины и ОПЗ он позволяет определять ширину ОПЗ [57] и электрические характеристики дислокаций [18, 19].

### 2.2.1. Метод наведенного тока

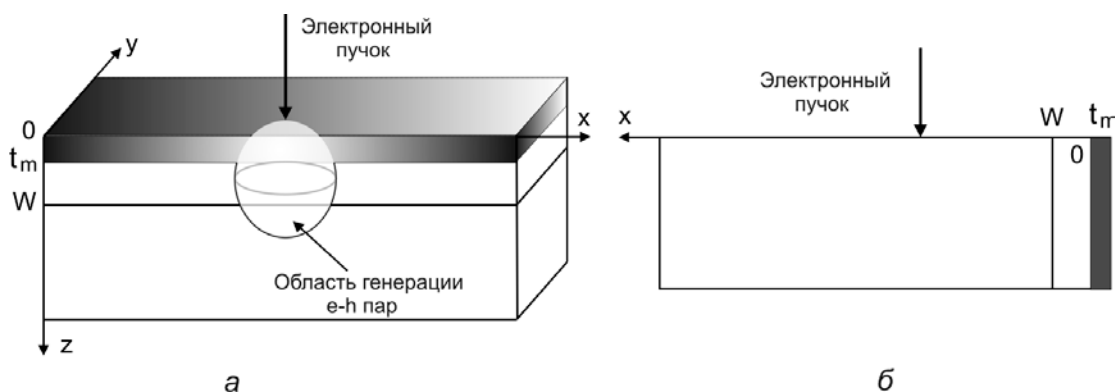
**Формирование сигнала в методе НТ.** Электронный пучок, сканируя по полупроводниковому образцу, действует как локальный источник неравновесных электрон-дырочных ( $e-h$ ) пар. При этом каждый первичный электрон рождает внутри области генерации порядка  $10^3 - 10^4$  таких пар, диффундирующих затем внутри образца. Для применения метода НТ образец должен содержать барьерную структуру — барьер Шоттки или  $p-n$  переход, создающую область пространственного заряда и выступающую в качестве коллектора. Электрическое поле внутри ОПЗ разделяет додиффундировавшие до границы ОПЗ неравновесные  $e-h$  пары, при этом ОПЗ играет роль коллектора неосновных носителей заряда. Это приводит к появлению тока во внешней цепи, который является детектируемым сигналом в методе НТ (для барьера Шоттки см. рис. 6).

Величина НТ  $I_c$  в общем случае определяется геометрией образца, а также пространственным распределением скоростей генерации и рекомбинации  $e-h$  пар.

При этом возможны две геометрии расположения коллектора: перпендикулярно падающему электронному пучку (рис. 7 а) [24] или параллельно ему (рис. 7 б).



**Рис. 6.** Схема измерений НТ в случае, когда электронный пучок падает перпендикулярно коллектору,  $W$  — ширина ОПЗ в направлении оси  $z$



**Рис. 7.** Два случая расположения коллектора: *а* — перпендикулярно пучку; *б* — параллельно пучку

Поскольку диффузионная длина  $L$  неосновных носителей в пленках GaN имеет величину от десятков до нескольких сотен нм и в них выполняется условие  $L \leq R$ , где  $R$  — глубина проникновения первичных электронов или размер области генерации, то в соответствии с [18] для получения корректных результатов при измерениях в режиме НТ была выбрана схема, при которой электронный пучок падает на исследуемую структуру через коллектор, перпендикулярно ему.

### 2.2.2. Основные электрические характеристики, измеряемые методом наведенного тока

**Зависимость величины сигнала НТ от расстояния между точкой падения электронного пучка и краем коллектора.** При перемещении электронного пучка по поверхности образца, свободной от коллектора, в

режиме НТ измеряется спад детектируемого тока  $I_c(x)$  в зависимости от расстояния  $x$  точки падения пучка до границы коллектора. Одним из основных достоинств этого метода является возможность аппроксимации измеренной зависимости  $I_c(x)$  в приближении точечного источника (ур. 1), т.е. без знания пространственного распределения скорости генерации электронным пучком неравновесных носителей заряда, описываемого функцией генерации:

$$I_c(x) \sim \exp(-x/L) / x^n, \quad (1)$$

где  $L$  — диффузионная длина неосновных носителей заряда,  $n = 3/2$  при скорости поверхностной рекомбинации  $S \rightarrow \infty$  [41] и  $n = 1/2$  при  $S = 0$  [112]. Эта аппроксимация позволяет методом подгонки определить диффузионную длину неосновных носителей заряда  $L$ .

Однако, такая аппроксимация была получена в предположении, что  $L \gg W$ ,  $x \gg W$ ,  $x \gg L$ , а также размер области генерации  $e-h$  пар по оси  $x$  пренебрежимо мал, т. е.  $x \gg R$ , где  $R$  — глубина проникновения первичных электронов в образец. При исследовании полупроводников с субмикронными диффузионными длинами ( $L$  существенно меньше размеров области генерации неравновесных носителей заряда  $R$ ), НТ  $I_c(x)$  быстро спадает с расстоянием от коллектора и при выполнении условия  $x \gg R$  его величина, а, следовательно, и точность ее измерения будет невелика.

Поэтому для характеристики образцов с достаточно малой  $L$  ( $L \leq R$ ) более удобно использовать геометрию измерений с пучком, сканирующим слой образца под коллекторным переходом (тонким  $p-n$  переходом или барьером Шоттки).

**Эффективность сбора неосновных носителей заряда  $\beta(E_b)$  и ее моделирование.** Описанная в предыдущем пункте геометрия исследования методом НТ применялась только в случае измерения зависимости величины НТ от расстояния до края коллектора. В основном для проведения

экспериментов применялась вторая геометрия, когда электронный пучок сканировал по поверхности коллектора. Важнейшей измеряемой величиной в такой геометрии метода НТ является зависимость эффективности собирания неосновных носителей заряда  $\beta$  от ускоряющего напряжения [16, 17, 57, 113, 114]. Именно эта зависимость является основой для определения диффузионной длины неосновных носителей заряда  $L$ . Как было показано в [30, 115], значения диффузионной длины, найденные для пленок GaN методом моделирования зависимости  $\beta(E_b)$ , хорошо согласуются с пространственным разрешением, полученным в режиме НТ.

Под эффективностью собирания неосновных носителей заряда понимается безразмерная величина  $\beta$ , зависящая от ускоряющего напряжения  $E_b$  и определяемая из экспериментальных данных по формуле (2):

$$\beta = \frac{I_c E_i}{I_b E_b \eta}, \quad (2)$$

где  $I_c$  — измеряемый средний ток с некоторой площади,  $E_i$  — средняя энергия, необходимая для рождения электронно-дырочной пары,  $I_b$  — ток пучка,  $\eta$  — коэффициент поглощения энергии пучка. Величина  $E_i$  не зависит от ускоряющего напряжения и является постоянной для рассматриваемого полупроводникового материала, а изменениями коэффициента  $\eta$  в используемом диапазоне ускоряющих напряжений можно пренебречь. Поэтому зависимость  $\beta(E_b)$  можно свести к зависимости наведенного тока  $I_c$ , нормированного на произведение ускоряющего напряжения  $E_b$  на ток пучка  $I_b$ , от ускоряющего напряжения  $E_b$ . Или (3):

$$\beta = I_c \frac{\alpha}{I_b E_b}, \quad (3)$$

где  $\alpha = \frac{E_i}{\eta}$ . Для GaN известно отношение:  $\eta/E_i = 8 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}^{-1}$  [116].

Моделирование зависимости эффективности собирания неосновных носителей заряда  $\beta(E_b)$ , которое по сути есть моделирование зависимости тока  $I_c$ , с последующим сравнением (подгонкой) с экспериментальной зависимостью  $\beta_{\text{exp}}(E_b)$  является важным методом определения электрических характеристик полупроводниковых структур.

**Моделирование зависимости  $\beta(E_b)$  для структур на основе GaN.** В работах [16, 17] при моделировании наведенного тока для мелкого  $p-n$  перехода и барьера Шоттки использовалось решение неоднородного диффузионного уравнения (4):

$$\frac{\partial^2 \Delta p}{\partial z^2} - \frac{\Delta p}{L_h^2} = \frac{g(z)}{D_h}, \quad (4)$$

со следующими граничными условиями:

для  $p-n$  перехода:

в  $p$ -области:  $\Delta n(0) = 0$  ( $-D_e \cdot \frac{\partial \Delta n}{\partial z} = S \cdot \Delta n$  в случае конечной скорости

рекомбинации на поверхности) и  $\Delta n(W_1) = 0$ ;

в  $n$ -области:  $\Delta p(W_2) = 0$  и  $\Delta p(\infty) = 0$  ( $W = W_2 - W_1$ );

для барьера Шоттки:  $\Delta p(W) = 0$  и  $\Delta p(\infty) = 0$ .

Здесь  $\Delta n$  и  $\Delta p$  — концентрации неосновных носителей заряда (электронов и дырок соответственно),  $g(z)$  — функция генерации неравновесных  $e-h$  пар, и  $W$ ,  $L_h$ ,  $S$ ,  $D_{h,e}$  — ширина ОПЗ, диффузионная длина, скорость поверхностной рекомбинации и коэффициент диффузии неосновных носителей заряда соответственно. Тогда НТ, нормированный на падающий ток электронного пучка, можно найти следующим образом:

$$\frac{I_c}{I_b} = \frac{e \cdot D_h}{I_b} \int_{z=0} \left( \int_v g(r_s) \frac{\partial}{\partial z} G(r, r_s) \Big|_{z=0} dr_s \right) dr_{\perp} \quad (5)$$

где  $G(r, r_s)$  есть функция Грина, удовлетворяющая уравнению (4), а  $dr_{\perp}$  — элемент интегрирования в плоскости  $z = 0$ .

Однако, согласно работе Донолато (С. Donolato) [113], при численном расчете наведенного тока можно перейти от решения неоднородного уравнения для распределения концентраций неравновесных носителей заряда (4) к решению однородного уравнения для вероятности собирания неосновных носителей заряда  $\psi(x, y, z)$  (6):

$$\Delta \psi(x, y, z) - \psi(x, y, z) / L_h^2(x, y, z) = 0, \quad (6)$$

удовлетворяющего следующим граничным условиям:

для  $p-n$  перехода:

в  $p$ -области:  $\psi(x, y, 0) = 0$  ( $-D_e \frac{\partial \psi}{\partial z} = S \cdot \Psi$  в случае конечной скорости

рекомбинации на поверхности) и  $\psi(x, y, W_1) = 1$ ;

в  $n$ -области:  $\psi(x, y, W_2) = 1$  и  $\psi(x, y, \infty) = 0$  ( $W = W_2 - W_1$ );

для барьера Шоттки:  $\psi(x, y, W) = 1$  и  $\psi \rightarrow 0$  при  $z \rightarrow \infty$ .

Внутри ОПЗ обычно предполагается, что  $\psi(x, y, z) = 1$ .

Тогда эффективность собирания  $\beta(E_b)$  можно вычислить следующим образом:

$$\beta(E_b) = e \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y, z) \psi(x, y, z) dx dy dz, \quad (7)$$

где  $g(x, y, z)$  — функция генерации.

Используя приведенные граничные условия находим, что в однородных планарных структурах с тонким верхним  $p$ -слоем, вероятность собирания вне ОПЗ имеет следующий вид:

$$\text{в } p\text{-области, где } \psi_1(x, y, z) = A \cdot \exp[z / L_e] + B \cdot \exp(-z / L_e) \quad (8)$$

$$A = \frac{1}{\exp(W_1 / L_e) + \frac{D_e + L_e \cdot S}{D_e - L_e \cdot S} \exp(-W_1 / L_e)}, \quad (9)$$

$$B = \frac{1}{\frac{D_e - L_e \cdot S}{D_e + L_e \cdot S} \exp(W_1 / L_e) + \exp(-W_1 / L_e)} \quad (10)$$

и в  $n$ -области  $\psi_2(x, y, z) = \exp[-(z - W_2) / L_h]$ . (11)

Таким образом, в планарных структурах функция  $\psi(x, y, z)$  определяется расстоянием от точки рождения неравновесного носителя заряда до соответствующего края ОПЗ и диффузионными длинами. Также видно, что при условии тонкого верхнего слоя становится трудно разделить рекомбинацию носителей заряда в объеме пленки и на ее поверхности.

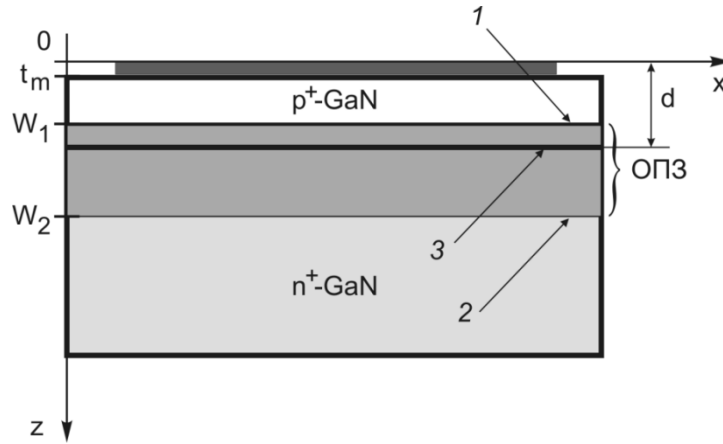
Подставляя указанные значения  $\psi(x, y, z)$  в уравнение эффективности собирания  $\beta(E_b)$  для структуры с  $p$ - $n$  переходом в качестве коллектора (см. рис. 8) легко получить (12):

$$\begin{aligned} \beta(E_b) &= e \int_{t_m}^{w_1} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y, z) \psi_1(x, y, z) dx dy dz + \\ &+ e \int_{w_1}^{w_2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y, z) dx dy dz + \int_{w_2}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y, z) \exp[-(z - W_2) / L_2] dx dy dz = \quad (12) \\ &= e \int_{t_m}^w h(z) \psi_1(x, y, z) dz + e \int_{w_1}^w h(z) dz + e \int_{w_2}^{\infty} h(z) \exp[-(z - W_2) / L_2] dz, \end{aligned}$$

где  $t_m$  — толщина металла и  $h(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y, z) dx dy$  — зависимость

скорости генерации  $e$ - $h$  пар от глубины  $z$ .





**Рис. 8.** Схематичное изображение структуры с  $p-n$  переходом; 1 — верхняя граница ОПЗ в  $p$ -области, 2 — нижняя граница ОПЗ в  $n$ -области, 3 —  $p-n$  переход

Для GaN в работе [116] функция генерации  $g(z, E_b) = h(z)$  была рассчитана с помощью метода Монте-Карло и аппроксимирована следующей формулой (13):

$$g(z, E_b) = \frac{3.207}{R_{Beth}} \exp \left[ -A \left( \frac{z}{R_{Beth}} - 0.11 \right)^2 \right], \quad (13)$$

где  $R_{Beth} = 0.0132 \cdot E_b^{1.75}$ ,  $A = \begin{cases} 42.8, & z < 0.11R_{Beth} \\ 16.5, & z \geq 0.11R_{Beth} \end{cases}$ . Здесь  $R_{Beth}$  имеет размерность [мкм],  $E_b$  измеряется в [кэВ].

Легко видеть, что рассчитываемая зависимость  $\beta(E_b)$  содержит большое количество подгоночных параметров:  $t_m$ ,  $W = W_2 - W_1$ ,  $L_e$  и  $L_h$ , а также  $d$ . Как было показано в [18], каждый из этих параметров существенно влияет на обсуждаемую зависимость в разных областях энергий пучка. Так,  $L_1$  и толщина металла  $t_m$  в основном определяют зависимость НТ от  $E_b$  при малых энергиях пучка, в то время как диффузионная длина  $L_2$  определяет эту зависимость при больших энергиях пучка, а  $d$  и  $W$  в основном влияют на положение максимума. Если диффузионная длина  $L$  не зависит от глубины, то в большинстве случаев можно надежно разделить влияние на НТ параметров  $W$  и  $L$ .

Это позволяет путем подгонки рассчитываемой и измеряемой зависимостей  $\beta(E_b)$  определить величину диффузионной длины  $L$ , а также ширину ОПЗ  $W$ .

### Случай барьера Шоттки

Для барьера Шоттки при не зависящей от глубины диффузионной длине  $L$  в первом приближении зависимость  $\beta(E_b)$  можно вычислить как [18]:

$$\beta(E_b) = e \int_{t_m}^W h(z) dz + e \int_W^{\infty} h(z) \exp[-(z - W) / L] dz. \quad (14)$$

**Методика измерения локальной эффективности собирания неосновных носителей заряда.** Вследствие структурной неоднородности ELOG пленок в областях окон и крыльев, возникает вопрос о надежном способе измерения в режиме НТ для этих областей зависимости  $I_c(E_b)$ . Чтобы измерить при заданном ускоряющем напряжении  $E_b$  локальное значение тока  $I_{c\,loc}$ , характеризующее интересующую нас область, для всех используемых энергий пучка были получены изображения в режиме НТ одной и той же части ELOG пленки, содержащей выбранную область. Затем для каждого значения энергии пучка  $E_b$  по реперной точке был построен профиль сигнала в направлении, перпендикулярном к щелям в маске. Искомое значение тока  $I_{c\,loc}$  определялось сигналом НТ в выбранной точке профиля для характеризуемой области.

Путем применения описанной процедуры были проведены измерения локальной эффективности собирания НТ  $\beta(E_b) = \frac{I_{c\,loc}(E_b)E_i}{I_b E_b \eta}$  для различных областей ELOG пленок: окна, крыла и линии сращивания крыльев в районе середины полосы маски SiO<sub>2</sub>. Для проверки корректности описанного способа измерения зависимости  $I_{c\,loc}(E_b)$  в полосе шириной 20 мкм строилось несколько профилей сигнала НТ, по которым были построены

зависимости эффективности собирания от ускоряющего напряжения. Сравнение результатов последующих вычислений показало незначительные расхождения.

Моделирование зависимости эффективности собирания НТ от ускоряющего напряжения для барьера Шоттки (см. уравнение 14) позволяет путем процедуры подгонки к измеренной зависимости локальной эффективности собирания получить локальные значения концентрации некомпенсированных доноров  $N_d$  и диффузионной длины  $L$ .

**Контраст в режиме НТ.** Обычно рекомбинационные свойства индивидуальных дефектов характеризуются величиной контраста  $C$ , вычисляемого по формуле  $C = |1 - S_c / S_0|$ , где  $S_0$  — средняя величина сигнала, очищенного от шума, вдали от дефекта, а  $S_c$  есть величина сигнала в области дефекта. Так как в режиме НТ регистрируемым сигналом является ток, то

$$C = |1 - I_c / I_0|, \quad (15)$$

где  $I_0$  и  $I_c$  есть среднее значение НТ вдали от дефекта и величина НТ вблизи дефекта соответственно.

**Расчет ширины ОПЗ при известных концентрациях легирующих примесей в  $p$ - и  $n$ -областях  $p$ - $n$  перехода и барьера Шоттки.** Пусть  $N_d$  — концентрация доноров в  $n$ -области,  $N_a$  — концентрация акцепторов в  $p$ -области в случае  $p$ - $n$  перехода. Тогда используя уравнения Пуассона и непрерывности с соответствующими граничными условиями можно получить следующие выражения для полной ширины ОПЗ и ширины ОПЗ в  $p$ - и  $n$ -областях:

$$W = \sqrt{\frac{\varepsilon U (N_a + N_d)}{2\pi e N_d N_a}}, \quad W_p = \sqrt{\frac{\varepsilon U N_a}{2\pi e N_d (N_a + N_d)}}, \quad W_n = \sqrt{\frac{\varepsilon U N_d}{2\pi e N_a (N_a + N_d)}}, \quad (16)$$

где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость GaN,  $U$  — контактная разность потенциалов.

Аналогично в случае барьера Шоттки имеем следующее выражение для ширины обедненного слоя:

$$W = \sqrt{\frac{\varepsilon U}{2\pi e N_d}}. \quad (17)$$

Проводя независимые от НТ измерения эффективной концентрации доноров методом C-V характеристик, можно получить оценку погрешности измерений методом НТ ширины ОПЗ. При этом надо отметить, что исследования с помощью НТ позволяют проводить локальные измерения электрических параметров, в то время как измерения C-V характеристик усредняются по площади коллектора.

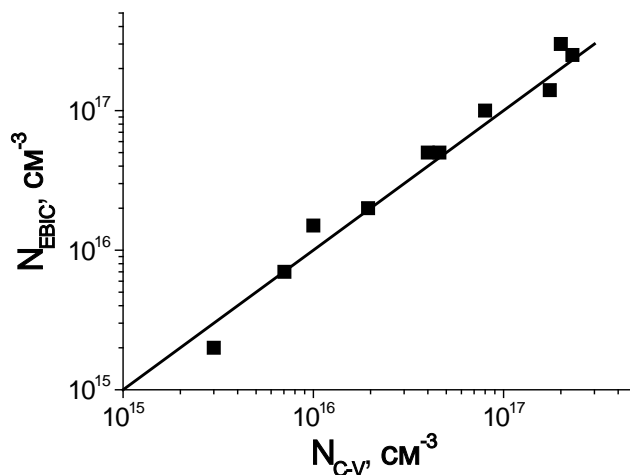
### 2.2.3. Метод C-V измерений и катодоллюминесценция

Метод C-V измерений при 0 В приложенного напряжения (условие измерений в режиме НТ) дает значение концентрации основных носителей заряда, которая считается совпадающей с концентрацией нескомпенсированных доноров на границе обедненной области, и рассчитывается по формуле (18):

$$N = \frac{4\pi C^3}{\varepsilon S^2 e \frac{dC}{dU}}, \quad (18)$$

где  $C$  — измеряемая емкость, а  $S$  — площадь светодиодной мезоструктуры или барьера Шоттки.

Для однородных пленок GaN сравнение значений эффективных концентраций доноров, полученных с помощью метода НТ и C-V измерений дает хорошее совпадение. На рис. 9 приведены результаты таких измерений для пленок GaN с уровнем легирования в диапазоне от  $10^{15}$  до  $10^{17}$  см<sup>-3</sup>.



**Рис. 9.** Сравнение значений концентраций легирования, полученных для однородных пленок GaN путем НТ и С–V измерений

Видно, что разница между значениями концентрации нескомпенсированных доноров, полученными разными методами, не превышает 20%. Принимая во внимание, что метод С–V измерений дает при 0 вольт значение концентрации основных носителей заряда, которая считается совпадающей с концентрацией нескомпенсированных доноров на границе обедненной области, а метод НТ дает значение ширины области пространственного заряда, т.е. среднюю концентрацию доноров в обедненной области, полученное соответствие можно признать довольно хорошим.

Кроме того, С–V измерения позволяют достаточно точно определять расположение КЯ относительно границы ОПЗ, поскольку на рассчитанных профилях концентраций носителей заряда будут наблюдаться пики в местах нахождения квантовых ям. Однако следует заметить, что в случае широкого обедненного слоя нельзя гарантировать точное определение положения квантовых ям, находящиеся внутри ОПЗ далеко от ее нижней границы, поскольку приложенное большое прямое напряжение приводит к возрастанию проводимости и, соответственно, ошибкам измерения величины емкости исследуемой структуры и, следовательно, неверному определению концентрации носителей заряда.

### **Формирование сигнала в режиме катодолюминесценции.**

Катодолюминесценция — это процесс, происходящий при падении электронного пучка на полупроводниковую структуру. Первичные электроны пучка в результате неупругого рассеяния в кристалле полупроводника рожают вторичные электроны, оже-электроны и рентгеновские лучи, которые, в свою очередь, могут также рассеиваться. При таком каскадном рассеивании на один падающий первичный электрон приходится до  $10^3$  рожденных вторичных электронов. Электроны валентной зоны, получившие от вторичных электронов энергию, превышающую энергию запрещенной зоны материала  $E_g$ , переходят в зону проводимости, рождая неравновесные электронно-дырочные пары. Так как в среднем энергия образования электронно-дырочной пары в полупроводниках равна  $\sim 3 E_g$ , то вторичные электроны рожают неравновесные электронно-дырочные пары до тех пор, пока они имеют кинетическую энергию примерно в три раза большую, чем энергия запрещенной зоны. Таким образом, излучение катодолюминесценции будет формироваться во всей области генерации неравновесных электронно-дырочных пар. Свечение в полупроводнике возникает, когда электрон из зоны проводимости переходит в валентную зону и рекомбинирует там с дыркой. Избыточная энергия этого перехода может быть излучена в виде фотона. Энергия (цвет) фотона, а также вероятность того, что будет рожден фотон, а не фонон, зависят от материала, его состава, а также имеющихся дефектов. При этом в светоизлучающих структурах на основе GaN излучение из активной области практически не поглощается в объеме материала, в то время как излучение в диапазоне зона-зона GaN существенно поглощается.

#### **2.2.4. Используемые приборы и параметры измерений**

Облучение и измерения методами наведенного тока (НТ) и катодолюминесценции на светодиодах с мезоструктурой (п. 2.1.2)

проводились на области мезоструктур, не покрытой металлом. При исследованиях в режиме НТ электронный пучок был перпендикулярен плоскости  $p-n$  перехода или поверхности диода Шоттки.

Измерения в режиме НТ проводились в РЭМ Jeol-840А с усилителем тока Keithley 428 при энергии пучка 35 кэВ.

Исследования пленок GaN и гетероструктур на его основе проводились в трех режимах.

Первый режим применялся для получения изображений структур при сканировании электронного пучка по поверхности коллектора с целью наблюдения дефектов и построения профилей сигнала НТ.

Во втором режиме для выбранной области на поверхности образца измерялась локальная зависимость эффективности собирания неосновных носителей заряда от ускоряющего напряжения пучка  $E_b$  для определения локальных значений ширины ОПЗ  $W$  и диффузионной длины  $L_d$  неосновных носителей заряда.

Третий тип измерений использовался для построения зависимости сигнала НТ от расстояния точки падения пучка до края диода Шоттки при сканировании по поверхности образца вне диода.

C-V профили по глубине измерялись при комнатной температуре с использованием измерителя емкости PAR 410 на частоте 1 МГц.

Облучение структур проводилось при комнатной температуре в двух РЭМ: JSM 840А и JSM 6490 (Jeol) при энергии электронного пучка от 5 до 35 кэВ и токе пучка в основном  $10^{-10} - 10^{-9}$  А, что исключало возможность нагрева образца. Облучалась область с площадью порядка нескольких десятков  $\text{мкм}^2$ , при этом сканирование проводилось в телевизионном режиме в условиях заземленного образца.

Измерение КЛ проводилось в микроскопе JSM 6490 (Jeol), оборудованном системой для измерения КЛ Gatan MonoCL3 и фотоумножителем Hamamatsu в качестве детектора. Спектральное

разрешение при измерениях спектров катодолюминесценции было не хуже, чем несколько нм. За время измерения спектра КЛ (~2 мин) доза облучения не превышала  $(4 - 5) \cdot 10^{-2}$  Кл/см<sup>2</sup>, при такой дозе в большинстве структур изменения оптических свойств не наблюдалось. Исходные спектры снимались с большей площади, что позволяло снизить дозу облучения.

При исследовании влияния на КЛ приложенного к структуре напряжения оно изменялось в диапазоне от 2 В прямого до 27 В обратного, чтобы исключить пробой светоизлучающей структуры.

Температурные измерения проводились в диапазоне температур от температуры жидкого азота до комнатной, при энергии пучка 10 кэВ и токе пучка порядка  $10^{-10}$  А.



## **Глава 3. Определение основных электрических характеристик MOCVD и латерально разросшихся пленок GaN с помощью метода наведенного тока**

В этой главе описываются результаты исследования методом наведенного тока MOCVD и ELOG пленок GaN.

### **3.1. Исследование изображений в режиме наведенного тока протяженных дефектов в MOCVD и ELOG-пленках GaN**

В MOCVD и ELOG пленках GaN были исследованы изображения протяженных дефектов, большая часть которых представлена проникающими дислокациями.

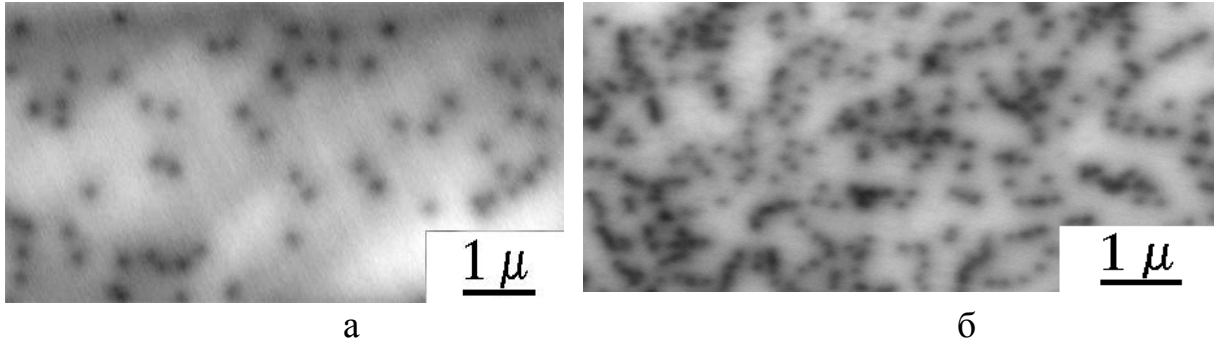
**Исследование ширины изображения дефектов в режиме НТ в MOCVD пленках GaN. Связь с шириной ОПЗ.** Как говорилось ранее, в [44] было сделано предположение, что ширина изображений дислокаций в режиме НТ может зависеть от величины диффузионной длины неосновных носителей заряда. Можно предположить, что ширина изображений проникающих дислокаций должна уменьшаться при уменьшении диффузионной длины неосновных носителей заряда. Чтобы подтвердить это утверждение, были проведены исследования MOCVD пленок GaN с разными диффузионными длинами и разными концентрациями доноров, т.е. разными ширинами ОПЗ.

Концентрация доноров, полученная из измерения вольт-фарадных характеристик, в изучаемых MOCVD пленках варьировалась в пределах от  $10^{15}$  до  $10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Согласно [10], это соответствует различной ширине ОПЗ и приводит к разному расположению области формирования сигнала НТ относительно облучаемой поверхности в рассматриваемых пленках.

Для исследуемых образцов были измерены зависимости эффективности сбора от энергии пучка  $E_b$ . Из подгонки экспериментальных

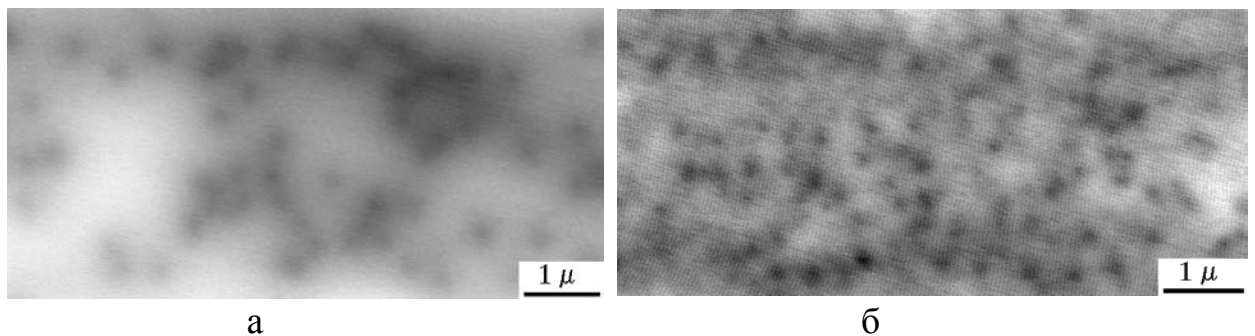
зависимостей расчетными (14) были определены диффузионные длины и уточнены значения ширины ОПЗ.

На рис. 10 приведены изображения в режиме НТ двух различных пленок GaN с одинаковой концентрацией доноров  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ .



**Рис. 10.** Изображение пленок GaN в режиме НТ с концентрацией доноров  $10^{17} \text{ см}^{-3}$

На рис. 11 показаны изображения дислокаций в пленках с разными концентрациями доноров, равными  $10^{15}$  (слева) и  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  (справа), соответственно.



**Рис. 11.** Изображение пленок GaN в режиме НТ с концентрациями доноров  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  (слева) и  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  (справа)

Так как область формирования контраста от протяженного дефекта расположена примерно вблизи нижней границы ОПЗ и ее ширина определяется диффузионной длиной  $L$  неосновных носителей заряда, то, соответственно, ширина изображения дефекта должна изменяться при изменении не только  $L$ , но и ширины ОПЗ  $W$  для пленок с разной концентрацией легирующей примеси.

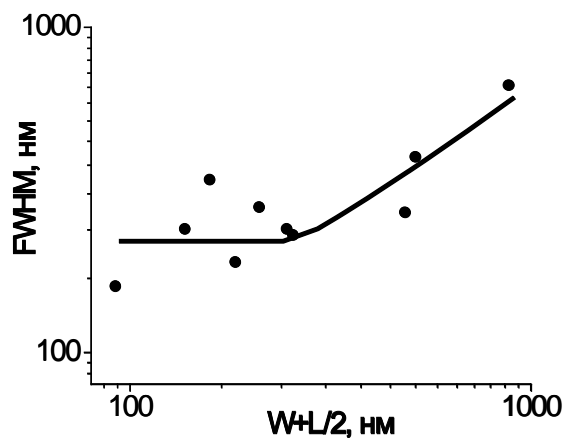
Для образцов, изображения которых приведены на рис. 10 а, б, найденные значения диффузионных длин равны 250 и 80 нм соответственно, а для пленок на рис. 11 а, б измеренная диффузионная длина неосновных носителей заряда оказалась равной 170 нм.

Таким образом, из полученных изображений пленок GaN в режиме НТ легко увидеть, что ширина изображения дислокаций заметно уменьшается при увеличении концентрации доноров (что ведет к уменьшению ширины ОПЗ) и, как и предполагалось в [44], ширина изображений дефектов заметно повышается при увеличении диффузионной длины.

Для более детального анализа рекомбинационного контраста дислокаций была предложена следующая модель. Поскольку контраст дислокаций, перпендикулярных поверхности, в основном формируется в области, расположенной на глубине между  $W$  и  $W + L$ , в качестве первого самого грубого приближения можно предположить, что ширина контраста зависит от параметра

$$x_0 = W + L / 2.$$

На рис. 12 для исследованных образцов приведены результаты измерений ширины контраста дислокаций в режиме НТ в зависимости от параметра  $x_0$ . Видно, что ширина контраста действительно увеличивается вместе с  $x_0$ .



**Рис. 12.** Зависимость ширины контраста НТ от  $x_0$  для исследованных пленок GaN.

Расчетная зависимость показана сплошной линией

На этом же рисунке показана эта же зависимость (сплошная линия), рассчитанная по модели Донолато [60], согласно которой дислокация аппроксимируется цилиндром радиусом  $r_d$ , внутри которого время жизни меньше, чем вдали от дислокации. Аналогичные результаты были получены на светодиодных структурах.

Следует отметить, что совпадение между измеренной и рассчитанной зависимостями удалось получить только в предположении, что  $r_d \sim 70$  нм. Близкие оценки для размеров дефектной области вокруг дислокаций были получены и в [58] из подгонки профиля контраста и его зависимости от приложенного напряжения.

Вследствие конечной ширины дефектной области, при малых  $x_0$  ширина изображения дислокаций практически не зависит от параметров структуры, а ее разброс для разных структур может определяться вариацией размеров дефектной области и/или локальным изменением ширины ОПЗ вблизи дислокаций. При повышении  $x_0$  ширина изображения растет с  $x_0$  примерно по линейному закону. Однако, хотя расчет дает близкую зависимость, количество измерений в этой области пока недостаточно для определения точной зависимости. Тем не менее, приведенная зависимость может использоваться для качественных оценок диффузионной длины по измеренной ширине контраста проникающей дислокации в режиме НТ.

**Изображения ELOG-пленок в режиме НТ.** В режиме НТ были получены изображения ELOG структур, описанных в п. 2.1.3. Распределение сигнала НТ на этих изображениях качественно соответствовало ожидаемому результату применяемой для изготовления пленок GaN технологии латерального зарастивания — локальному улучшению качества кристалла.

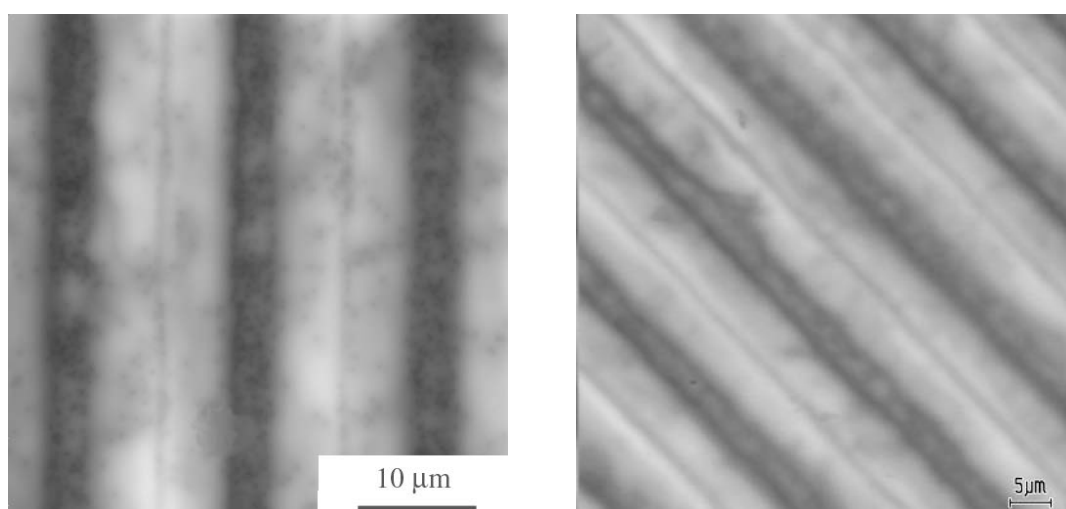
На рис. 13 приведены изображения, полученные в режиме НТ при ускоряющем напряжении 35 кВ для специально нелегированного образца ELOG01 (см. глава 2, табл. 1) с толщиной слоя над маской 12 мкм при разных увеличениях. На полученных изображениях наблюдаются дефекты с темным

контрастом субмикронного размера. Общий вид дефектов похож на рассмотренные ранее [108]. Хорошо видны три области:

1) область с высокой плотностью дефектов порядка  $10^8$  см<sup>-2</sup>, соответствующая окну в маске SiO<sub>2</sub> (стандартная MOCVD пленка GaN имеет такую же плотность дислокаций);

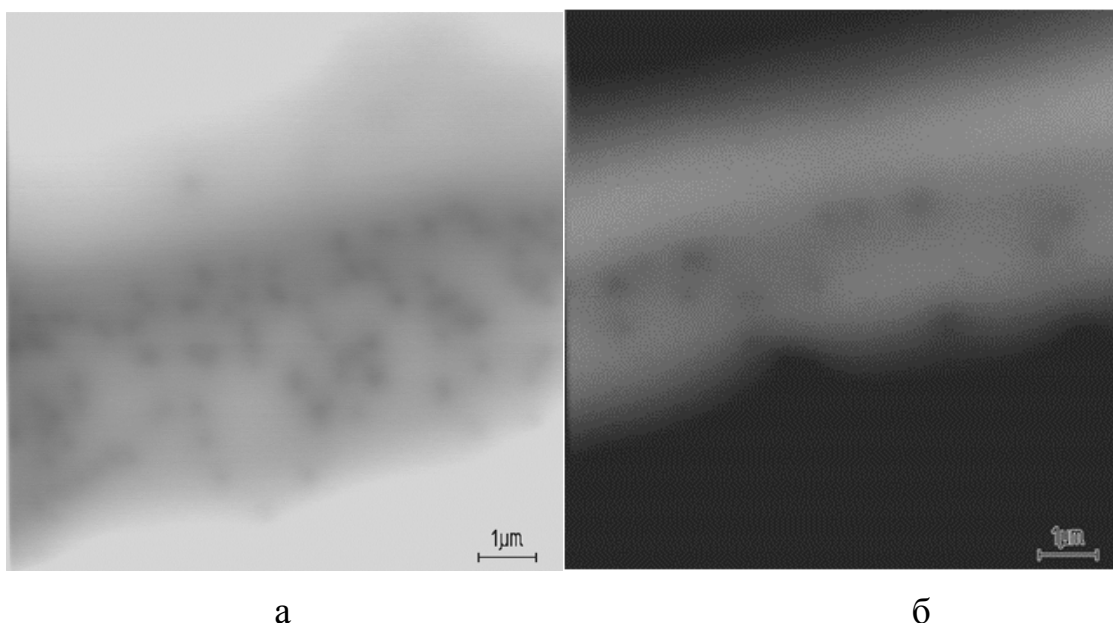
2) более широкая область с плотностью темных точечных дефектов  $5 \cdot 10^6$  см<sup>-2</sup>, которая соответствует разросшимся областям над полосой маски;

3) область в середине полосы маски с высокой плотностью дефектов.



**Рис. 13.** Изображение образца ELOG01 под барьером Шоттки в режиме НТ. Ускоряющее напряжение 35 кэВ

На полученных изображениях ELOG пленок в режиме НТ плотность темных точечных дефектов была сравнима со значениями плотностей дислокаций (ямок), полученных в [66, 67]. Это позволяет связать темные точечные дефекты на изображениях ELOG пленок в режиме НТ с проникающими дислокациями, плотность которых низка на разросшихся участках над полосами маски (области крыльев), более высока в области окон и на линии сращивания в середине крыльев (рис. 14 а и б соответственно).



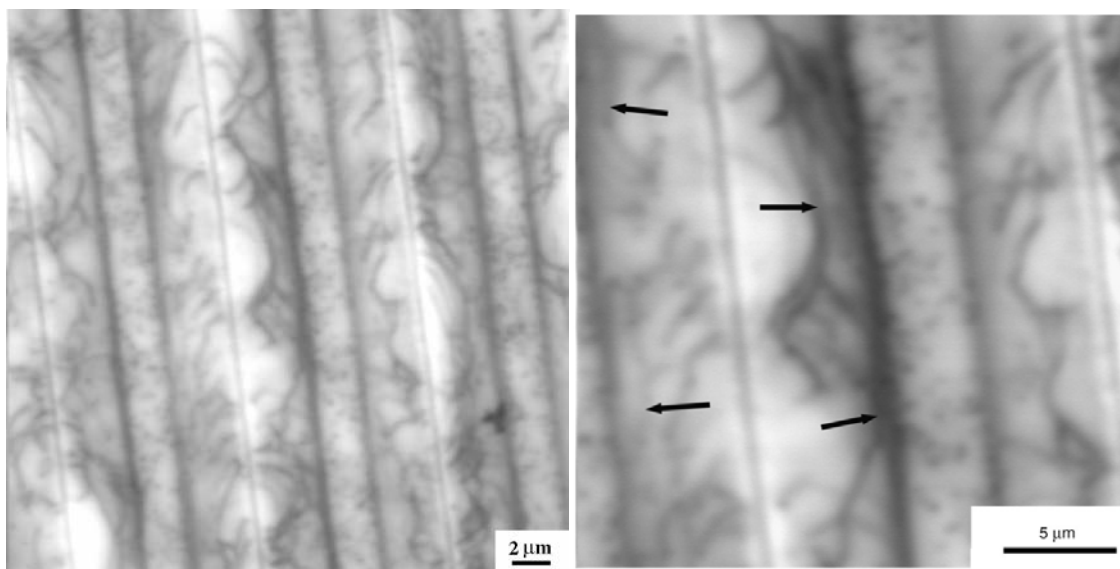
**Рис. 14.** Изображения ELOG GaN в режиме НТ области окна в маске из SiO<sub>2</sub> (а) и линии сращивания крыльев (б). На изображении (б) область крыльев специально затемнена.

Ускоряющее напряжение 35 кэВ

**Влияние толщины ELOG слоя на характер изображений в режиме НТ.** Как правило, в ELOG пленках GaN области крыльев и окон сливаются, образуя непрерывную пленку с гладкой морфологией, если полная толщина ELOG пленки достигает около 6 мкм [63, 65, 74].

Были получены изображения в режиме НТ для пленок с разной толщиной ELOG слоя. В предыдущем пункте были приведены изображения пленок с толщиной ELOG слоя 12 мкм. На рис. 15 показаны изображения тонкого (толщина ELOG слоя 6 мкм) нелегированного образца ELOG031. Видно, что в ELOG области в дополнение к темным точкам, наблюдаемым для толстых образцов, выявляются темные изогнутые горизонтальные линии с относительно высокой плотностью. Эти протяженные темные линии соответствуют сегментам дислокаций, лежащим в базисной плоскости или наклоненным к поверхности пленки и частично изогнутым при латеральном разрастании GaN. Подобные сегменты дислокаций наблюдались в ELOG пленках GaN в ПЭМ [65].

Напомним, что изображение в режиме НТ формируется в слое толщиной диффузионной длины  $L$  на глубине, равной ширине ОПЗ  $W$ , поэтому для исследуемых образцов в режиме НТ наблюдаются дислокации, лежащие не глубже 1 мкм от поверхности пленки.



**Рис. 15.** Изображения в режиме НТ тонкого нелегированного образца ELOG031 показывают, что при толщине слоя ELOG 6 мкм, плотность дислокаций по-прежнему высока, но большая часть из них изогнута, с сегментами линий дислокаций, параллельными поверхности

В толстых ELOG образцах в области крыльев остается лишь небольшая часть проникающих дислокаций, выходящих на поверхность и дающих темный точечный контраст (см. рис. 13). Таким образом, при толщине ELOG слоя в 6 мкм процесс устранения дислокаций в областях крыльев является неполным. Даже при толщине ELOG слоя 9 мкм (образец ELOG028, рис. 16) на изображении в режиме НТ в области крыльев еще выявляются сегменты дислокаций, лежащие в базисной плоскости. Поэтому, чтобы отфильтровать основную часть проникающих дислокаций и значительно снизить их плотность в областях крыльев, необходимо нарастить ELOG слой толщиной по меньшей мере 12 мкм.

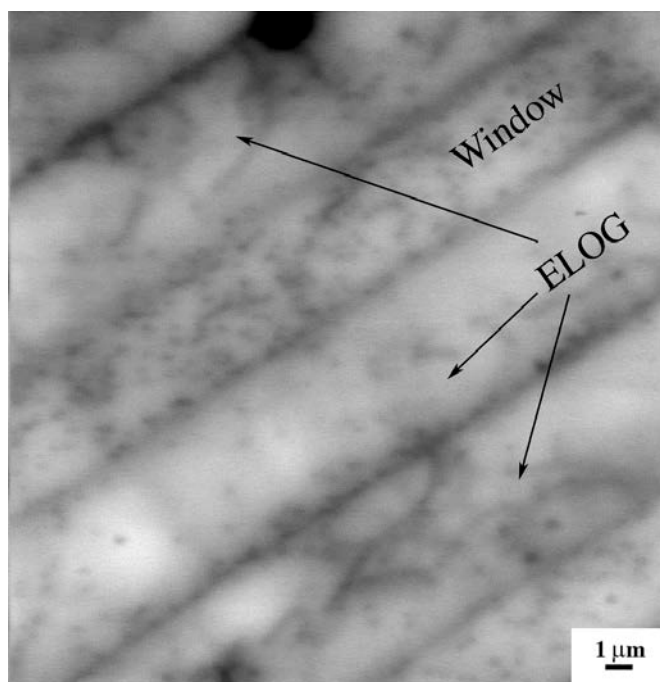


Рис. 16. Изображение в режиме НТ образца ELOG028 с толщиной слоя ELOG 9 мкм

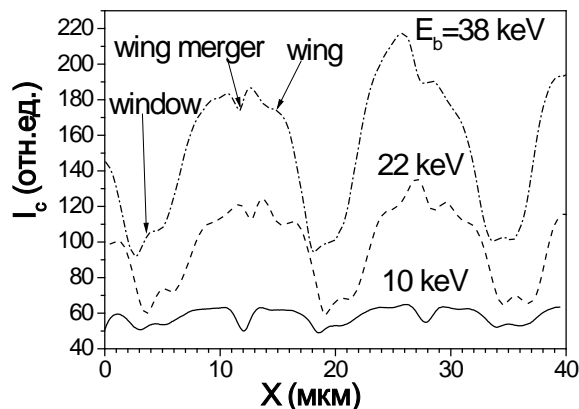
## **3.2. Измерение локальных значений основных электрических параметров в ELOG пленках GaN**

### **3.2.1. Результаты измерения и моделирования локальной эффективности сбора**

На рис. 17 для нелегированного образца ELOG01 показаны линейные профили сигнала НТ, построенные поперек полос маски при разных ускоряющих напряжениях и используемые для измерения локальных значений НТ. Стрелками показаны характерные положения точек на профиле сигнала НТ, которые использовались для построения зависимости локальной эффективности сбора от ускоряющего напряжения.

Путем подгонки измеренных зависимостей эффективности сбора расчетными были получены значения локальной эффективной концентрации доноров  $N_d$  и диффузионной длины  $L$ . Значения локальной диффузионной длины составили около 0.17 и 0.3 мкм соответственно в областях окна и максимума сигнала НТ в области крыльев.





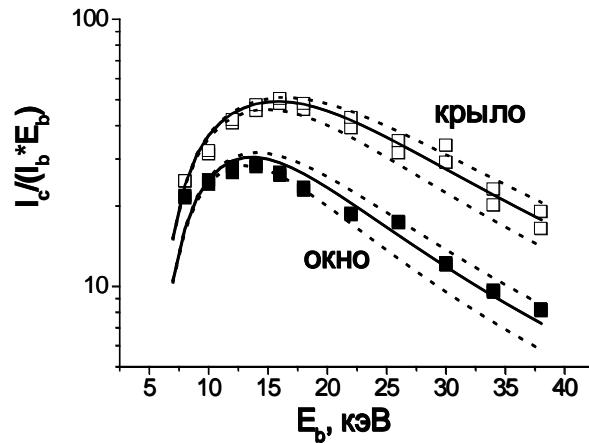
**Рис. 17.** Профили распределения сигнала НТ для образца ELOG01 в направлении, перпендикулярном окнам маски. Под каждой кривой показано соответствующее ускоряющее напряжение

В таблице 2 приведены результаты измерения локальных концентраций некомпенсированных доноров для нелегированного образца ELOG01.

**Таблица 2.** Значения концентрации некомпенсированных доноров  $N_d$  и диффузионной длины  $L_d$ , полученные из измерений НТ для MOCVD шаблона GaN и двух различных областей образца ELOG01

Образец	Плотность дислокаций, $\text{см}^{-2}$	$N_d$ , $\text{см}^{-3}$	$L_d$ , мкм
ELOG01 GaN, окно	$10^8$	$3 \times 10^{15}$	0.17
ELOG01 GaN, крыло	$5 \times 10^6$	$10^{15}$	0.3

Определим теперь точность измерения локальной диффузионной длины. На рис. 18 сплошными линиями показаны наиболее подходящие модельные кривые, рассчитанные со значениями локальной концентрации некомпенсированных доноров  $N_d$ , равными 1 и  $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и значениями локальной диффузионной длины  $L$ , равными 300 и 170 нм для светлых и темных областей, соответственно. Кривые, рассчитанные со значениями диффузионной длины  $L$ , которая отличается на  $\pm 30\%$  от оптимальных значений, показаны пунктирными линиями. Видно, что точность определения диффузионной длины с помощью этого метода составляет около 20% или выше.



**Рис. 18.** Зависимость  $I_c(E_b)$ , измеренная на нелегированной пленке ELOG01 в светлой (крыло) и темной (окно) областях. Зависимости, рассчитанные с  $N_d$ , равной  $1$  и  $3 \cdot 10^{15}$   $\text{см}^{-3}$  и диффузионной длиной  $L$ , равной  $300$  и  $170$  нм для светлых и темных областей, показаны сплошными линиями. Пунктирными линиями обозначены зависимости, рассчитанные для  $300 \pm 30\%$  и  $170 \pm 30\%$  нм значений  $L$

По результатам, приведенным в табл. 2 для образца ELOG01, видно, что локальная эффективная концентрация доноров в области окон выше, чем в области крыла:  $3 \cdot 10^{15}$   $\text{см}^{-3}$  против  $10^{15}$   $\text{см}^{-3}$ . При этом локальная диффузионная длина в области окна меньше, чем в области крыльев ( $0.2$  мкм против  $0.3$  мкм). Соответственно, время жизни неосновных носителей заряда  $\tau$ , связанное с диффузионной длиной формулой  $L^2 = D\tau$ , в области крыльев примерно в два раза больше, чем в области окна.

В таблице 3 приведены результаты измерения локальных концентраций нескомпенсированных доноров для нелегированного и легированного образцов ELOG пленок n-GaN в областях над крыльями и окнами маски  $\text{SiO}_2$ .

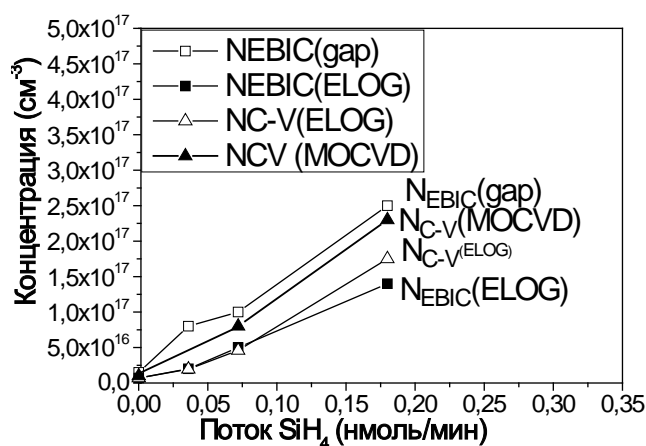
По данным, приведенным в таблице 3, в образцах ELOG029 и ELOG031 концентрация нескомпенсированных доноров  $N_{\text{ELOG}}(\text{gap})$  в области окон более чем в 3 раза выше концентрации доноров  $N_{\text{ELOG}}(\text{ELOG})$  в области крыльев. Локальная диффузионная длина в обоих образцах имеет постоянное значение, равное  $0.25$  мкм.

**Таблица 3.** Значения локальных концентраций нескомпенсированных доноров  $N_d$  и диффузионной длины  $L_d$ , полученные из измерений НТ для двух образцов: легированного ELOG029 и не легированного ELOG031

Образец	$N_d$ , $\text{см}^{-3}$	$L_d$ , мкм
ELOG029 GaN, окно	$8 \cdot 10^{16}$	0.25
ELOG029 GaN, крыло	$2 \cdot 10^{16}$	0.25
ELOG031 GaN, окно	$1.5 \cdot 10^{16}$	0.25
ELOG031 GaN, крыло	$7 \cdot 10^{15}$	0.25

Таким образом показано, что в исследованных ELOG пленках в областях с различным направлением роста пленки GaN наряду с неоднородным распределением дефектов наблюдается неоднородное распределение концентрации доноров. Концентрация доноров в областях над полосами маски регулярно не менее чем в три раза ниже, чем концентрация доноров в областях вертикального роста в окнах маски  $\text{SiO}_2$ .

Эта разница подтверждается измерениями на серии образцов с разным уровнем легирования Si. Результаты приведены на рис. 19, где сравниваются



**Рис. 19.**  $N_{\text{EBIC}}(\text{gap})$  (светлые квадраты) и  $N_{\text{EBIC}}(\text{ELOG})$  (темные квадраты) — измеренные зависимости концентраций доноров от расхода  $\text{SiH}_4$  в области окна и крыла соответственно.  $N_{\text{C-V}}(\text{ELOG})$  (светлые треугольники) — результаты C–V измерений на ELOG пленках,  $N_{\text{C-V}}(\text{MOCVD})$  (закрашенные треугольники) — на аналогично легированных MOCVD n–GaN пленках

значения эффективных концентраций доноров в крыле и окне  $N_{\text{ELOG}}(\text{ELOG})$  и  $N_{\text{ELOG}}(\text{gap})$  соответственно для четырех образцов: ELOG031, ELOG030, ELOG29, ELOG028 (см. табл. 1). Результаты, представленные на рис. 19, показывают, что концентрации доноров как в ELOG областях, так и в областях окон возрастают с увеличением потока  $\text{SiH}_4$ . При этом концентрация доноров в области окна в среднем примерно в три раза выше, чем в латерально разросшейся области.

Напротив, диффузионная длина неосновных носителей заряда в областях окон и крыльев с увеличением потока  $\text{SiH}_4$  перестает различаться. Это справедливо также для специально нелегированного образца ELOG031, в котором измеренные концентрации доноров в областях окна и крыла выше соответствующих концентраций доноров в образце ELOG01, где различие диффузионных длин еще наблюдается. Это свидетельствует о том, что значения локальной диффузионной длины в окнах и крыльях ELOG пленок GaN не определяются плотностью дислокаций в этих областях.

Наблюдаемая в исследованных ELOG образцах разница локальных эффективных концентраций доноров в областях окон и крыльев значительно выше погрешности определения концентрации легирующей примеси, которая зависит от соотношения между толщиной  $W$  обедненной области и диффузионной длины  $L$  и для исследуемых структур сравнима с точностью определения диффузионной длины  $L$ .

### **3.2.2. Сравнение результатов измерения эффективной концентрации доноров в ELOG пленках методами наведенного тока и C–V характеристик**

Заметим, что для ELOG пленок измерения C–V характеристик не могут дать верную величину концентрации доноров для разных областей, поскольку C–V профилирование выполняется по всей площади диода Шоттки (из-за усреднения сигнала по всей площади диода Шоттки).

C-V измерения были проведены для четырех ELOG образцов: ELOG031, ELOG030, ELOG29, ELOG028 (см рис. 19). Концентрации доноров, полученные из этих измерений, показаны на рис. 19, как  $N_{C-V}$  (ELOG). Видно, что значения концентраций доноров, полученные из C-V измерений для ELOG пленок, в большинстве случаев очень близки к локальным значениям концентраций, полученным методом HT для областей крыльев этих пленок.

C-V измерения были также выполнены как на нелегированных, так и легированных кремнием с помощью такого же потока  $SiH_4$ , как и латерально зарощенные пленки ELOG029, ELOG028 (расход  $SiH_4$  0.036 и 0.18 нмоль/мин), буферных пленках GaN. Полученные значения концентраций доноров составили соответственно  $8 \cdot 10^{16}$  и  $2.3 \cdot 10^{17}$   $cm^{-3}$  (на рис. 19 обозначены как  $N_{C-V}$  (MOCVD)), что достаточно близко к концентрациям, полученным методом HT для областей окон в соответствующих ELOG пленках.

Заметим, что разница между значениями концентраций доноров, измеренных методом HT и из C-V характеристик в MOCVD пленках GaN, существенно ниже, чем наблюдаемая в исследованных ELOG образцах разница локальных эффективных концентраций доноров в областях окон и крыльев.

Имеют место следующие возможные причины неоднородности локальной концентрации доноров.

1. Так как плотности протяженных и точечных дефектов сильно различаются в областях крыльев и окон ELOG пленки, то можно ожидать, что по этой причине концентрации некомпенсированных доноров также существенно различаются в указанных областях.

Полученное изменение эффективной концентрации доноров не может быть следствием лишь изменения плотности акцепторных состояний, связанных с дислокациями, так как результат этого должен быть противоположен наблюдаемому в эксперименте.

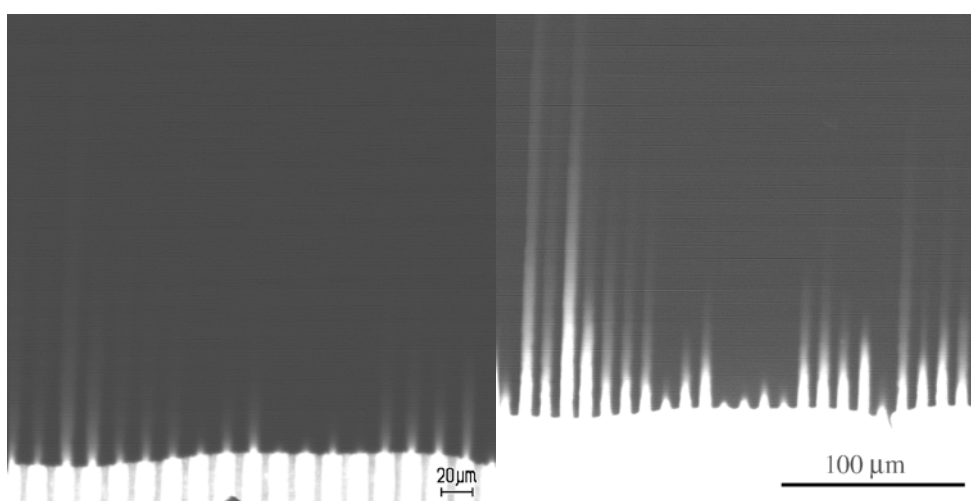
2. Другим фактором, который вносит свой вклад в неоднородность концентрации доноров, является возможная анизотропия эффективности встраивания Si в GaN в областях вертикального и бокового роста.

Проведенные измерения подтверждают надежность оценок методом НТ локальных концентраций доноров в ELOG пленках GaN и показывают, что разница между концентрацией доноров в крыле и окне определяется разной эффективностью встраивания Si при росте ELOG слоя для направления (0001) в окнах и направления (11-20) в областях крыльев и/или эффектом упругих напряжений, возникающих в процессе роста.

### **3.3. Эффект аномального транспорта неравновесных носителей заряда вне барьера Шоттки**

**Изображения в режиме НТ ELOG пленки вне барьера Шоттки вблизи его края.** При измерениях в режиме НТ на нелегированных ELOG пленках была обнаружена интересная особенность: расстояния, которые проходили неравновесные носители заряда вдоль границы срачивания ELOG областей над полосой маски уже за пределами барьера Шоттки, в отдельных случаях превышали сотни микрон.

На рис. 20 приведены изображения в режиме НТ нелегированного

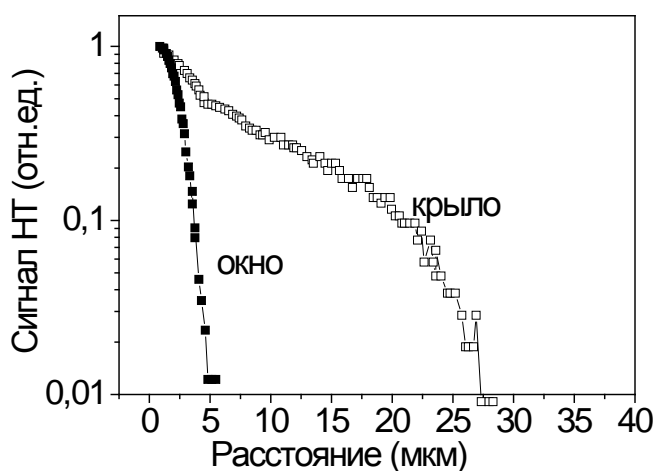


**Рис. 20.** Распределение сигнала НТ для образца ELOG031 вне барьера Шоттки, полученное при разных увеличениях и усилениях сигнала. Ускоряющее напряжение 35 кэВ

образца ELOG031 толщиной 6 мкм, полученные при разных увеличениях. Здесь диод Шоттки виден как яркая область в нижней части рисунков.

Вне барьера Шоттки сигнал НТ в области окон быстро падает на расстояниях порядка несколько сотен нм, что хорошо соответствует обычно наблюдаемым в GaN значениям диффузионной длины неравновесных носителей заряда [19]. Однако вдоль границы срачивания вне барьера Шоттки наблюдается аномально медленный спад сигнала, который существенно различается для разных частей образца. Для лучшей иллюстрации аномального спада сигнала НТ на рис. 20 приведено изображение той же области при большем увеличении и большем усилении сигнала.

На рис. 21 представлены зависимости величины сигнала НТ от расстояния точки падения пучка до края барьера Шоттки, полученные при



**Рис. 21.** Линейные зависимости сигнала НТ от расстояния точки падения пучка до края барьера Шоттки, полученные при сканировании вне диода Шоттки по направлению от его края: окно — вдоль области окна (темные квадраты, сплошная линия); крыло — вдоль области крыла (светлые квадраты, пунктирная линия). Ускоряющее напряжение равно

35 кВ

сканировании вдоль яркой полосы (крыла) и темной (окна). Формальное применение метода измерения диффузионной длины неосновных носителей заряда по спаду сигнала НТ от края барьера Шоттки дает при измерении

спада сигнала вдоль ELOG областей вблизи линии сращивания аномально большие, на два порядка больше ожидаемых (до 100 мкм), значения диффузионной длины.

Такие аномальные величины диффузионной длины, соответствующие времени жизни в сотни микросекунд, не характерны для материала с прямой запрещенной зоной.

Увеличение концентрации легирования Si устраняет эффект аномального транспорта неравновесных дырок вдоль линии сращивания. Распространение дырок на аномально большое расстояние наблюдается для образцов ELOG031 (концентрации доноров  $7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) и ELOG029 (концентрация доноров  $1.9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ), но не для образцов ELOG030 и ELOG028 концентрации доноров, в которых, соответственно,  $4.7 \cdot 10^{16}$  и  $1.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  в таблице I.

**Объяснение эффекта аномально медленного спада сигнала НТ вне барьера Шоттки.** Было сделано предположение, что аномальный транспорт неравновесных носителей заряда в ELOG областях связан с изгибом зон вблизи линии сращивания крыльев, где сильно меняется плотность дефектов. Такой эффект неоднократно наблюдался ранее, например, в [117, 118] на дефектах в дислокационных плоскостях скольжения.

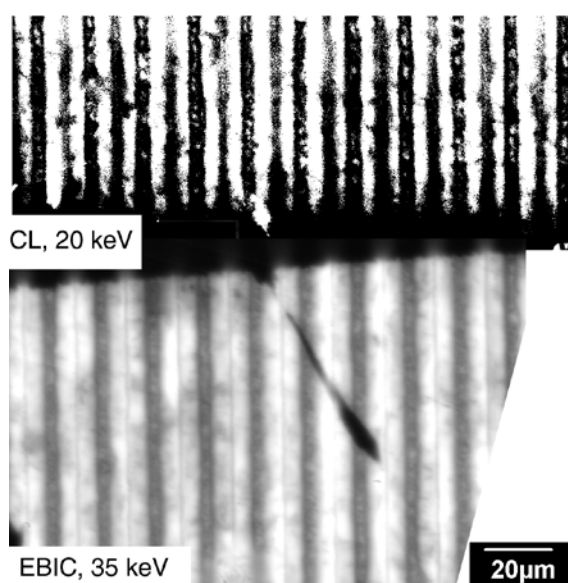
Наиболее вероятно, что этот эффект обусловлен зарядкой границы области с высокой плотностью ловушек носителей заряда. Большая плотность заряженных ловушек будет приводить к появлению электрических полей, перпендикулярных границе сращивания. Эти поля будут формировать изгиб энергетических зон и разделять  $e-h$  пары. Высота этого изгиба определяется разницей между положениями уровня Ферми и энергетического уровня, связанного с дефектами, и в GaN она может достигать значений порядка 1 эВ [66]. Для сравнения, изгиб зон, связанный с различием концентраций в области щели и в области крыльев равен  $kT \ln(N_{\text{щ}} / N_{\text{кр}})$  и в исследуемых структурах не превышает 0.1 эВ. В



результате формируется область пространственного заряда, ширина которой определяется величиной эффективной концентрации легирования матрицы. Повышение уровня легирования Si будет приводить к уменьшению ширины энергетического барьера и сильному туннелированию из этой области дырок. В лазерных и светоизлучающих диодных структурах эти явления могут иметь серьезные последствия и должны контролироваться.

Поскольку электрическое поле вблизи границ сращивания разделяет электроны и дырки, подавляя рекомбинацию, то в этих областях скорость излучательной рекомбинации и сигнал КЛ должны уменьшаться, а сигнал НТ может возрасти. По этой причине в области линии сращивания контраст изображения ELOG пленок в режиме КЛ может превышать контраст в режиме НТ. Приведенные рассуждения были подтверждены при сравнении изображений ELOG пленок в режимах КЛ и НТ.

Типичные изображения в режимах КЛ и НТ ELOG структуры представлены на рис. 22. На обоих изображениях можно видеть уменьшение сигнала в областях над щелями и на границе сращивания. Однако контраст границ сращивания в режиме НТ существенно ниже, чем в области щели, тогда как в режиме КЛ они сравнимы.



**Рис. 22.** Изображения в режимах КЛ и НТ соседних областей ELOG GaN пленки

### 3.4. Выводы

1. Показано, что ширина изображения дислокаций заметно увеличивается как при уменьшении концентрации доноров (увеличении ширины ОПЗ), так и при увеличении диффузионной длины. Полученные результаты подтвердили предположение о зависимости ширины изображений проникающих дислокаций как от величины диффузионной длины, так и размера ОПЗ.

2. Впервые были проведены измерения локальных параметров ELOG пленок GaN: диффузионной длины неосновных носителей заряда и эффективной концентрации доноров. Было показано, что уровень легирования в областях вертикального роста не менее, чем в 3 раза превышает уровень легирования в латерально разросшихся областях пленки. При этом численной корреляции между величиной диффузионной длины и плотностью дислокаций не было обнаружено.

3. Обнаружен аномально медленный спад сигнала НТ вдоль границы сращивания латерально разросшихся слоев GaN вне барьера Шоттки. Была предложена модель, объясняющая наблюдаемый эффект. Установлено, что при повышении уровня легирования Si данный эффект исчезает.

## **Глава 4. Исследования методом наведенного тока физических параметров светодиодов на основе квантовых ям InGaN/GaN**

В этой главе описываются результаты исследования методом наведенного тока светоизлучающих структур на основе системы множественных квантовых ям InGaN/GaN в количестве от 1 до 5 КЯ (см. п. 2.1.2).

### **4.1. Характеризация светоизлучающих структур с системой множественных квантовых ям InGaN/GaN**

#### **4.1.1. Измерение и моделирование зависимости эффективности собирания наведенного тока для светодиодов с различным числом квантовых ям**

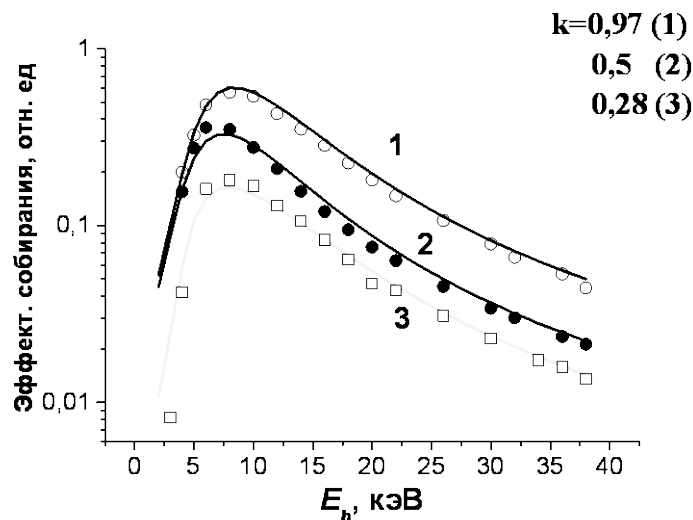
В светоизлучающих структурах (см. п. 2.1.2) в режиме НТ были измерены зависимости эффективности собирания  $\beta(E_b)$  для последующего сравнения с расчетными.

На рис. 23 приведены зависимости эффективности собирания НТ для структуры с 3 (закрашенные квадраты) и двух структур с 5 квантовыми ямами (закрашенные кружки и светлые квадраты).

Надо заметить, что приведенные в главе 2 п. 2.2.2 формулы расчета эффективности собирания описывают зависимость  $\beta(E_b)$ , измеренную на структурах, содержащих  $p-n$  переход без КЯ. Моделирование измеренных зависимостей согласно этим формулам с последующей подгонкой показало, что для светоизлучающих структур с числом КЯ меньше 3, квантовые ямы практически не влияют на эффективность собирания неравновесных носителей заряда. В таких структурах измеряемая зависимость определяется диффузией неравновесных носителей заряда (дырок) в слое  $n$ -GaN до обедненной области  $p-n$  перехода и похожа на ту, что наблюдалась на

пленках GaN с барьером Шоттки [42]. Диффузионная длина, полученная из подгонки кривой 1, была приблизительно 130 нм.

Для структур с 5 КЯ зависимость  $\beta(E_b)$  (рис. 23, кривые 2, 3) имеет качественно такой же вид, как и для случая структур с числом КЯ  $\leq 3$ . Однако подгонка этих зависимостей может быть проведена лишь при умножении модельной зависимости для случая  $p-n$  перехода без квантовых ям на некий поправочный коэффициент  $k$ , меньше единицы. Коэффициент  $k$  позволяет количественно охарактеризовать эффективность рекомбинаций, происходящих в квантовых ямах: разность  $(1-k)$  равна доле достигших обедненную область неравновесных носителей заряда, захваченных в квантовые ямы и рекомбинировавших в них. Для кривой 2 было получено значение  $k=0.5$ , а для кривой 3 — 0.28. Это означает, что для структуры с 5 КЯ, описываемой кривой 2, около 50% неравновесных носителей заряда, которые достигают обедненную область, рекомбинируют внутри нее, а для структуры, соответствующей кривой 3 — 72%. Аналогичный эффект



**Рис. 23.** Экспериментальные (квадраты и кружки) и моделированные (линии) зависимости  $\beta(E_b)$  для структур с тремя (1) и пятью (2, 3) квантовыми ямами

наблюдался в [119], где было установлено, что для различных светодиодов этот поправочный коэффициент варьировался от 0.3 до 0.5. Для исследуемых

структур из подгонки спадов эффективностей собирания при высоких ускоряющих напряжениях  $E_b$ , были найдены диффузионные длины неосновных носителей заряда в нижнем буферном слое  $n$ -GaN: для структуры 1 — 130, 2 — 110 нм, 3 — 180 нм.

Поскольку разность значений диффузионных длин для исследованных структур невелика, то наблюдаемое различие в эффективности собирания для этих трех структур в основном определяется различной скоростью рекомбинации внутри области обеднения, характеризуемой значением  $k$ .

Следует отметить, что полученные результаты хорошо согласуются с величиной внешнего квантового выхода светодиодов. Действительно, высокий квантовый выход в 16 – 18%, измеренный без линзы, был получен на светодиодах с 5 КЯ, в которых коэффициент  $k$  был заметно ниже единицы, а для светодиодов с 2 – 3 КЯ, в которых поправочный коэффициент  $k$  близок к 1, при том же токе 5 мА был получен квантовый выход всего лишь в 5 – 7%.

#### **4.1.2. Связь между эффективностью собирания неосновных носителей заряда и расположением квантовых ям относительно границы области пространственного тока**

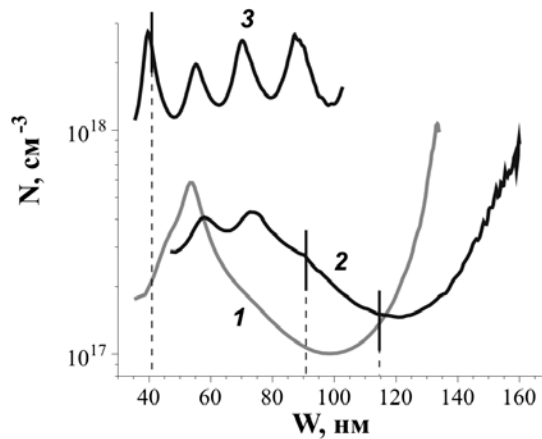
Для понимания причин различия между зависимостями эффективности собирания от ускоряющего напряжения для изучаемых светоизлучающих структур с различным числом КЯ были проведены С-V измерения.

На рис. 24 приведены характерные профили концентрации основных носителей заряда для структур с 3 и 5 квантовыми ямами, вычисленные из С-V характеристик, измеренных поперек каждой структуры (вертикально сверху вниз к подложке).

Профиль концентрации носителей заряда для образца с 3 КЯ представлен кривой 1, кривые 2 и 3 соответствуют профилю концентрации носителей заряда для образцов с 5 КЯ (нумерация кривых на рис. 24 соответствует

нумерации на рис. 23). Вертикальными отрезками на графиках показано положение нижней границы ОПЗ для соответствующих образцов, вычисленное при нулевом напряжении (условие измерения НТ).

На рис. 24 видно, что в структуре с 3 квантовыми ямами (кривая 1) они находятся далеко от границы ОПЗ в области с достаточно сильным электрическим полем. В структуре с 5 квантовыми ямами (кривая 2) фиксируются два четких максимума, которые однозначно можно связать с локальными максимумами концентрации носителей заряда. Таким образом, в этом образце самая глубокая КЯ расположена близко к границе ОПЗ, т.е. в области слабого электрического поля.



**Рис. 24.** Профили концентрации основных носителей заряда, полученные из вольт-фарадных (С-V) измерений для светоизлучающих структур с тремя (кривая 1) и пятью КЯ (кривые 2 и 3). Ширина ОПЗ  $W$  при  $U = 0$  В показана вертикальной линией

На кривой 3 фиксируются 3 максимума, лежащие в квазинейтральной области вне ОПЗ. Такие максимумы концентрации с хорошей точностью показывают место положения квантовых ям.

Как известно, эффективность рекомбинации неравновесных носителей заряда в квантовых ямах зависит от заполнения их носителями заряда и вероятности туннелирования носителей заряда через барьеры из GaN между соседними ямами.

C-V измерения показали, что в отдельных светоизлучающих структурах (чаще всего с малым числом КЯ), при нулевом напряжении ямы расположены глубоко в ОПЗ, то есть в области сильного электрического поля и потому не заполнены электронами, так как последние выдавливаются из ям. Отсутствие электронов в квантовых ямах и повышение вероятности туннелирования между ямами из-за сильного электрического поля понижают вероятность рекомбинации в КЯ. Эти факторы приводят к тому, что ямы практически не влияют на эффективность собирания носителей заряда. Вследствие этого эффективность собирания неосновных носителей заряда внутри ОПЗ приближается к рассчитанной при отсутствии квантовых ям, т.е. без учета дополнительной рекомбинации.

Для исследуемых структур с 5 КЯ часть квантовых ям находилась либо в слабом электрическом поле, либо в квазинейтральной области. При ослаблении электрического поля вероятность туннелирования между ямами понижается, а концентрация электронов в ямах повышается и, соответственно, повышается вероятность рекомбинации неравновесных носителей заряда, захваченных в ямы, что и приводит к понижению эффективности собирания, наблюдаемому на рис. 23 (кривые 2, 3).

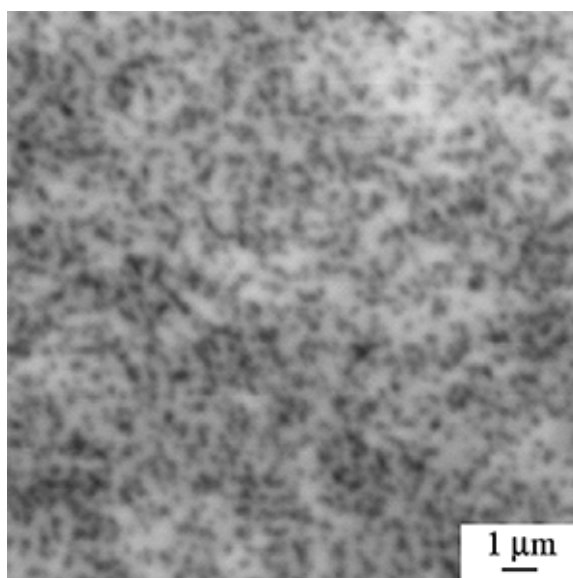
Таким образом, для светодиодных структур моделируемая зависимость  $\beta(E_b)$  получается путем умножения зависимости, рассчитанной для случая  $p-n$  перехода без КЯ, на коэффициент  $k$ , значение которого зависит от положения квантовых ям внутри обедненной области.

Значение  $k$  вместе с диффузионной длиной  $L$  в нижнем слое  $n$ -GaN и W могут быть оценены путем подгонки зависимости  $\beta(E_b)$ , полученной из экспериментальных данных.

## 4.2. Изображения светоизлучающих структур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN в режиме наведенного тока

Для светоизлучающих структур, описанных в п. 2.1.2, были получены и проанализированы изображения в режиме НТ.

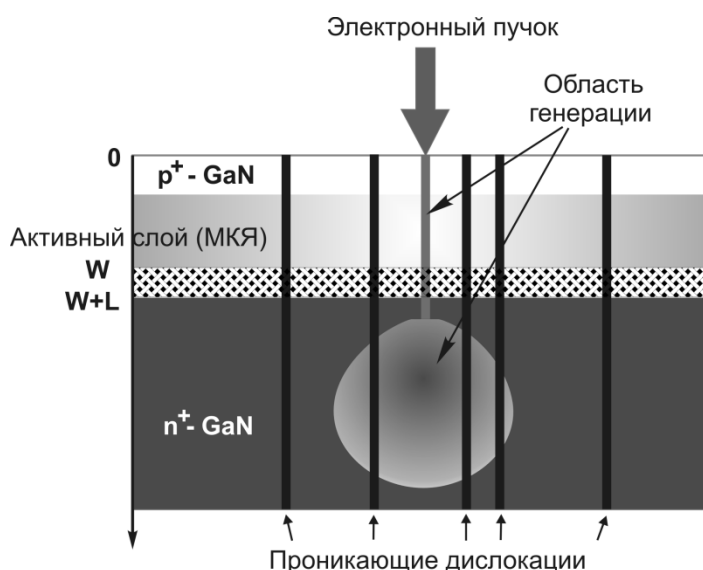
**Изображение в режиме НТ светодиодов с низкой скоростью рекомбинации в активном слое ( $k$  близко к 1).** На рис. 25 представлено одно из изображений в режиме НТ, полученных на структурах с большой эффективностью собирания. Характерной особенностью этих изображений является наличие темных точек с плотностью около  $10^8$ – $10^9$  см<sup>-2</sup>. Эта плотность близка к плотности проникающих дислокаций, наблюдаемой в выращенных при аналогичных условиях пленках GaN [42, 43]. Как было показано в п. 4.1.1, в структурах с квантовыми ямами, находящимися глубоко в ОПЗ, активный слой практически не влияет на эффективность собирания тока и, следовательно, черные точки на изображениях в режиме НТ для этих структур связаны с проникающими дислокациями, формирование изображения которых происходит в нижнем квазинейтральном слое GaN.



**Рис. 25.** Изображение в режиме НТ светоизлучающей структуры с 3 КЯ при ускоряющем напряжении 35 кэВ



Поперечный размер темных точек на рис. 25 равен примерно 200 нм, что больше, чем ширина темных точек, наблюдаемых на изображениях в режиме НТ эпитаксиальных пленок GaN. Это хорошо согласуется с более глубоким расположением нижней границы ОПЗ в исследуемых светоизлучающих структурах (около 200 нм при  $U = 0$  В) по сравнению с шириной обедненной области барьеров Шоттки в эпитаксиальных пленках GaN (100 нм). На большей глубине размер области генерации увеличивается, что приводит к уширению изображений протяженных дефектов в режиме НТ. Таким образом, более широкий контраст выявленных черных точек на изображениях светодиодов подтверждает предположение, что они связаны с проникающими дислокациями (см. рис. 26).



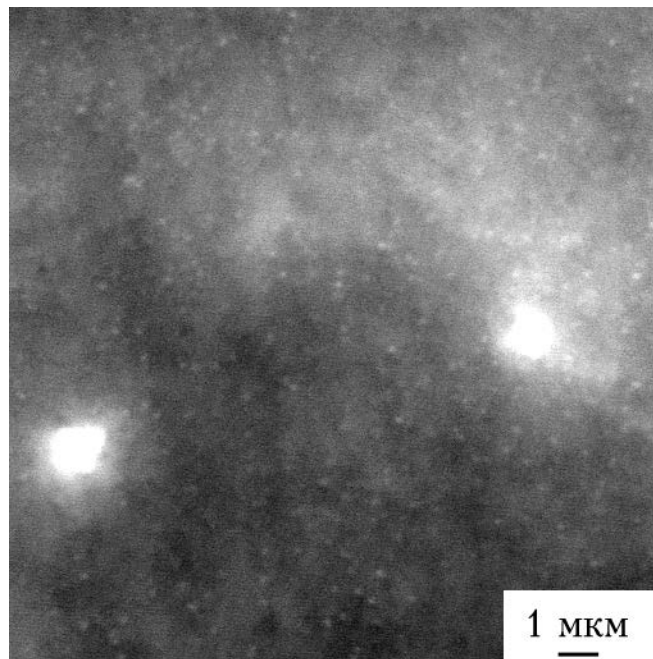
**Рис. 26.** Схематическое изображение проникающих дислокаций в исследуемых светоизлучающих структурах

**Изображение в режиме НТ светодиодов с высокой скоростью рекомбинации в активном слое ( $k < 1$ ).** Было обнаружено, что изображения в режиме НТ светоизлучающих структур с высокой скоростью рекомбинации в активном слое, определяемой положением КЯ относительно границы ОПЗ, имеют существенные отличия.

На изображениях исследуемых структур с низкой эффективностью сбора НТ (вероятность распространения неравновесных носителей

заряда через обедненную область  $k < 0.6$ ) темные точки практически не выявлялись, но на фоне областей с крупномасштабной неоднородностью скорости рекомбинации проявлялись два типа дефектов, дающих светлый контраст. Эти два типа дефектов хорошо видны на рис. 27.

Дефекты первого типа выявлялись в виде светлых точек размером 0.1–0.2 мкм с контрастом порядка 1–3%. Плотность этих дефектов была порядка  $10^8$ – $10^9$  см<sup>-2</sup>, т.е. сравнима с плотностью темных точек на рис. 25. Плотность,



**Рис. 27.** Изображение светоизлучающей структуры с 5 квантовыми ямами в режиме наведенного тока.  $E_b = 35$ кэВ

ширина изображения и зависимость этой ширины от энергии электронов для малых светлых дефектов были подобны полученным данным для темных точек на изображениях светодиодов с малым количеством КЯ, связанных с проникающими дислокациями. Это позволяет связать маленькие светлые точки с дислокациями. Ширина небольших ярких точек меньше, чем темных, что указывает на расположение этих дефектов в ОПЗ или близко к ней.

Изображения дефектов второго типа (две яркие области на рис. 27) имели большие размеры (порядка 1 мкм), и связанный с ними контраст мог

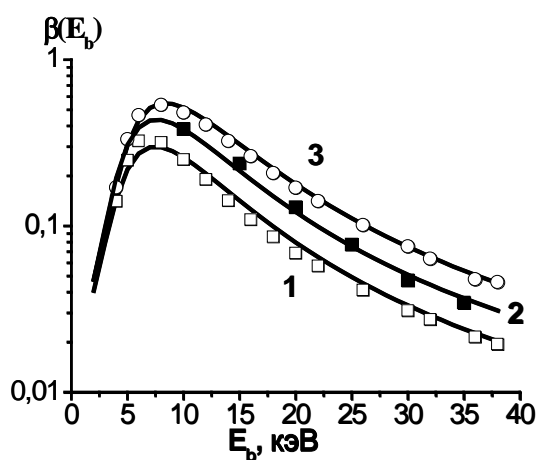
достигать 50%. Плотность дефектов второго типа была существенно ниже, чем плотность дефектов первого типа, и в исследованных нами структурах не превышала  $10^5 \text{ см}^{-2}$ . Эти крупные дефекты наблюдались при энергиях пучка от 10 до 35 кэВ.

Светлый контраст в режиме НТ, связанный с протяженными дефектами, встречается достаточно редко [117, 118], поэтому более подробное исследование механизма формирования такого контраста представляет интерес.

### 4.3. Исследование механизма формирования светлого контраста и его микроскопической природы

#### 4.3.1. Измерение эффективности собирания НТ в области крупных светлых областей

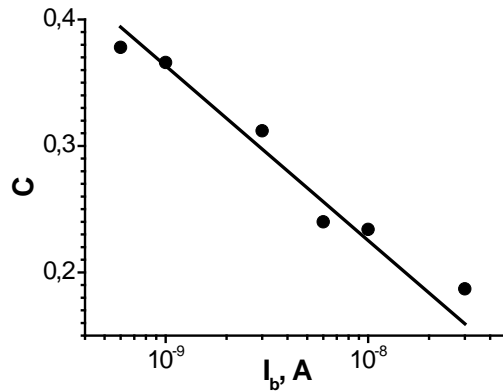
Для выяснения механизма формирования светлого контраста были исследованы светлые дефекты второго типа, поскольку связанный с ними значительный контраст обеспечивал высокую точность измерений. Измерения зависимости контраста от ускоряющего напряжения  $E_b$  позволили получить зависимость эффективности собирания в области дефекта. На рис. 28 приведены экспериментальные и расчетные зависимости эффективности собирания для структуры с большим количеством квантовых



**Рис. 28.** Экспериментальные (точки) и моделированные (линии) зависимости  $\beta(E_b)$  для структуры с 5 КЯ вдали от светлого дефекта (кривая 1), для той же структуры в области крупного дефекта со светлым контрастом (2) и для структуры с 3 КЯ (3) (кривая 3) вдали от дефекта со светлым контрастом (кривая 1) и вблизи от него (кривая 2). Также для сравнения на этом рисунке представлены зависимости для структуры с 3 КЯ, расположенными глубоко в ОПЗ (кривая 3).

Видно, что спад тока на кривой, соответствующей области крупного светлого дефекта (кривая 2) при повышении энергии пучка аналогичен наблюдаемому вдали от дефекта (кривая 1). Это позволяет утверждать, что обсуждаемые дефекты слабо влияют на диффузионную длину и, соответственно, транспорт неравновесных носителей заряда в нижнем слое GaN. Таким образом, механизм формирования светлого контраста в режиме НТ в исследуемых светодиодах отличается от рассмотренного в п. 3.3 и связанного с формированием электрических полей, приводящих к аномальному транспорту носителей заряда. Анализ зависимостей, представленных на рис. 28, позволяет исключить такой механизм и предположить, что, по крайней мере, для дефектов второго типа, светлый контраст связан с локальным повышением вероятности туннелирования неосновных носителей заряда (неравновесных дырок) и/или понижением концентрации электронов в КЯ и, следовательно, с понижением эффективности захвата и рекомбинации неравновесных дырок внутри КЯ вблизи таких дефектов.

Исследования зависимости светлого контраста второго типа от тока пучка (т.е. уровня возбуждения) в диапазоне токов от  $10^{-10}$  до  $10^{-8}$  А показали, что контраст дефектов второго типа падает с повышением тока в 2 – 3 раза, и его зависимость от тока пучка близка к логарифмической (рис. 29).



**Рис. 29.** Зависимость величины светлого контраста от тока пучка

При этом изменение эффективности собирания тока, усредненного по достаточно большой площади, в этом же диапазоне токов пучка не превышало 20%. Поскольку в исследованных структурах основной вклад в НТ дают дырки, генерируемые пучком в  $n$ -области, это свидетельствует о том, что при использованных уровнях возбуждения средняя диффузионная длина и вероятность рекомбинации внутри ОПЗ практически не зависят от уровня возбуждения, в то время как влияние протяженных дефектов на туннелирование дырок заметно уменьшается при повышении тока пучка.

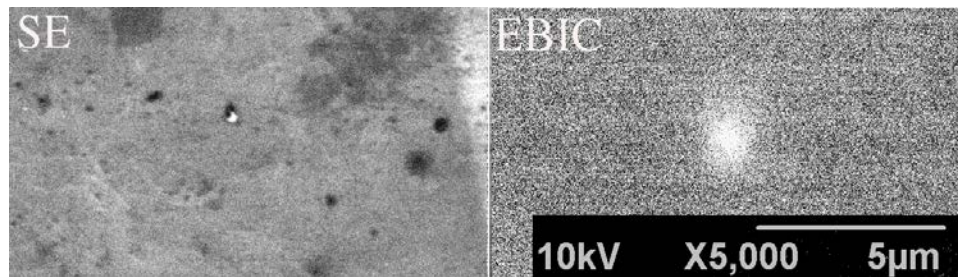
Если предположить, что обсуждаемые дефекты заряжены отрицательно вследствие захвата основных носителей заряда, вблизи них барьер между КЯ для неосновных носителей заряда должен понижаться, а при увеличении тока барьер может восстанавливаться за счет захвата дефектами дырок и нейтрализации вследствие этого процесса их заряда.

Таким образом, наиболее вероятная причина появления светлого контраста — локальное повышение вблизи протяженных дефектов, пронизывающих активный слой светоизлучающей структуры, вероятности туннелирования между соседними КЯ. Это приводит к формированию вблизи протяженных дефектов каналов повышенной проводимости поперек барьеров, которая зависит от уровня инжекции.

Полученные выводы говорят о существенном влиянии протяженных дефектов на распределение электрического поля в активной области светоизлучающих структур, а также о том, что взаимодействие носителей заряда со структурными дефектами может приводить как к перезарядке дефектов, так и к перераспределению электрического поля. Эти эффекты могут оказывать серьезное влияние на характеристики светоизлучающих структур и на процессы их деградации.

#### 4.3.2. Микроскопическая природа больших светлых дефектов

Микроскопическая природа крупных светлых дефектов не была установлена. Они могут быть микротрубками, пучками дислокаций или V-дефектами [120, 121]. На рис. 30 представлены изображения крупного светлого дефекта в режиме НТ и в режиме вторичных электронов. На приведенных изображениях на поверхности в месте положения дефекта не выявлено ям или бугров. Тогда, если светлый контраст связан с V-дефектами или микротрубками, следует предположить, что при росте верхнего слоя *p*-GaN дефекты были заполнены, и поверхность была полностью выровнена.

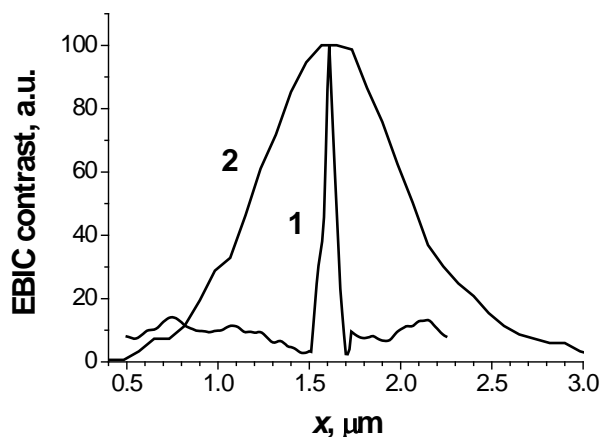


**Рис.30.** Изображения области с дефектом яркого контраста в режиме вторичных электронов (слева) и в режиме НТ (справа)

Размер этих дефектов может быть оценен из исследований в режиме НТ. Действительно, светлый контраст формируется внутри активного слоя, содержащего квантовые ямы, т.е. на глубине меньше, чем 200 нм. На такой глубине латеральное разрешение в режиме НТ для структур с малой диффузионной длиной достаточно высоко, особенно при больших ускоряющих напряжениях  $E_b$  [36].

На рис. 31 представлены профили контраста в режиме НТ, нормированного на свое максимальное значение, для отдельно взятой проникающей дислокации с точечным светлым контрастом (кривая 1) и для светлого дефекта (кривая 2).

В то время как полная ширина на полувысоте максимума для отдельной дислокации составляет около 70 нм, ширина на полувысоте для большого дефекта равна 900 нм. Значение ширины на полувысоте для отдельной дислокации, дающей точечный светлый контраст, подтверждает, что размер области генерации в активной области действительно мал. Таким образом,



**Рис. 31.** Профили нормированного светлого НТ контраста для ПД (1) и для большого светлого дефекта (2).  $\beta(E_b) = 35$  кэВ

ширина на полувысоте для большого светлого дефекта (профиль 2) близка к реальному размеру этого дефекта. Размер большого светлого дефекта может быть оценен как несколько сотен нм.

По результатам недавних исследований, приведенных в [122], размер V-дефектов действительно может достигать величин 250 – 300 нм. С учетом латеральных размеров области генерации, которые на глубине формирования в режиме НТ могут достигать нескольких сотен нм, размер изображения V-дефектов действительно может достигать величин порядка 1 мкм. Кроме того, в работах [123, 124] было показано, что V-дефекты могут повышать инжекцию носителей заряда в активный слой и

выступать в качестве барьера для рекомбинации неосновных носителей заряда на дислокации. Это может являться причиной формирования светлого контраста в режиме НТ.

Приведенные факты позволяют сделать вывод, что дефекты с большим светлым контрастом в режиме НТ скорее всего можно связать с пучком дислокаций или с V-дефектами.

#### **4.4. Выводы**

1. Были проведены измерения основных электрических характеристик голубых светодиодов с МКЯ InGaN/GaN.

2. Установлено, что метод НТ может применяться для визуализации каналов утечек тока в светодиодных структурах с системой множественных квантовых ям InGaN/GaN. Показано, что основой механизма формирования обнаруженного светлого контраста в режиме НТ является повышение вероятности туннелирования неосновных носителей заряда через барьеры из GaN между соседними КЯ.

3. Установлено, что метод НТ дает возможность оценивать вероятность рекомбинации носителей заряда в активном слое светоизлучающих структур.



## **Глава 5. Влияние облучения электронным пучком на электрические и оптические свойства пленок GaN и светоизлучающих структур на его основе.**

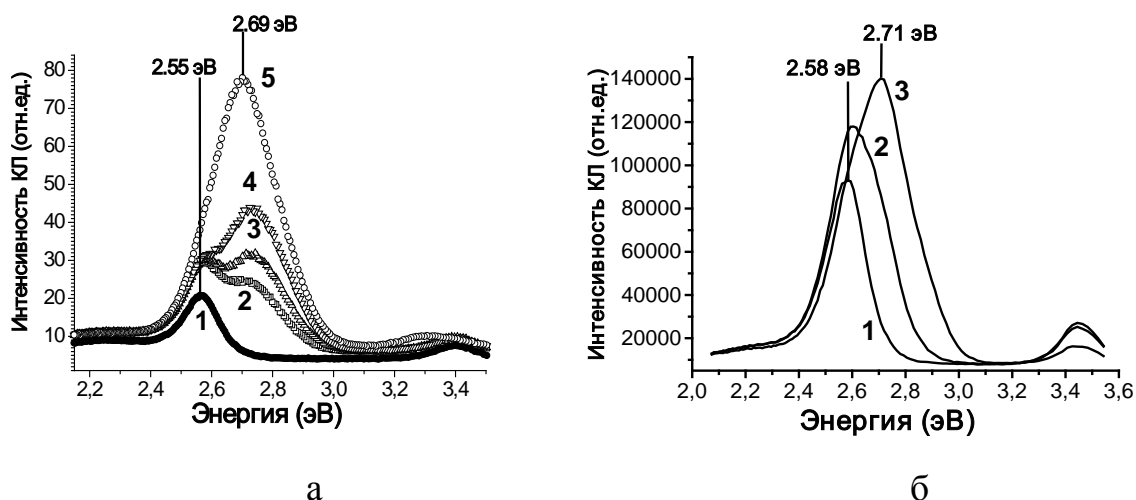
Облучение низкоэнергетичными электронами в РЭМ в некотором приближении является аналогом инжекции неравновесных носителей заряда при функционировании светоизлучающих структур. Поэтому исследование влияния на эти структуры облучения электронным пучком низкой энергии может быть эффективным подходом для понимания механизмов того, что на самом деле происходит в них при интенсивной инжекции носителей заряда.

### **5.1. Облучение низкоэнергетичным электронным пучком структур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN**

Для изучения влияния облучения низкоэнергетичным электронным пучком на КЛ светоизлучающих диодов с МКЯ InGaN/GaN использовались те же образцы, что и в предыдущих исследованиях методом НТ (см. п. 2.3).

**Возникновение новой полосы излучения КЯ.** Была прослежена динамика изменения спектров КЛ светоизлучающих структур с ростом дозы облучения электронным пучком от нуля до нескольких десятков Кл/см<sup>2</sup>.

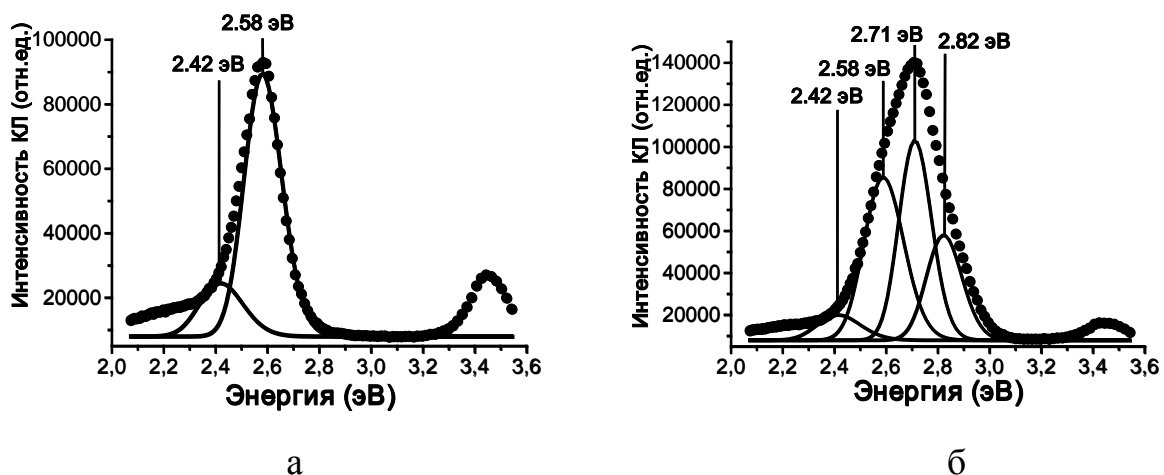
На рис. 32 представлено изменение спектров катодолюминесценции при облучении электронным пучком для двух структур с 5 КЯ. Видно, что в результате облучения интенсивность излучения, связанного с рекомбинацией внутри квантовых ям, заметно возрастает, при этом максимум излучения смещается от исходного положения в синюю область: для структуры на рис. 32 а от 2.55 эВ к энергии, близкой 2.69 эВ и от 2.58 эВ к 2.71 эВ на рис. 32 б. После достаточно продолжительного облучения интенсивность КЛ МКЯ начинает медленно уменьшаться.



**Рис. 32.** Спектры КЛ для двух светоизлучающих структур с 5 КЯ до облучения и после облучения: для (а) — с дозой 0 (1), 0.57 (2), 0.8 (3), 1 (4) и 2.7 (5) Кл/см<sup>2</sup>; для (б) — 0 (1), 0.4 (2), 1.3 (3) Кл/см<sup>2</sup>

На рис. 32 а хорошо видно, что при облучении в дополнение к исходной линии излучения (2.57 эВ) появляется новый пик с энергией 2.69 эВ, амплитуда которого резко возрастает при увеличении длительности облучения. Именно появление этой новой линии приводит к смещению максимума излучения к более высоким энергиям, а не плавный сдвиг исходной линии (2.57 эВ), которая в процессе облучения остается на месте. Однако подобная четкая визуализация формирования новой полосы излучения, связанной с активным слоем, была видна не на всех исследованных структурах (см. рис. 32 б). Для подтверждения факта появления новой полосы излучения было проведено разложение спектров КЛ на гауссовы кривые.

На рис. 33 представлены разложения на гауссовы кривые двух спектров КЛ МКЯ, приведенных на рис. 32 б (кривые 1 и 3). Видно, что исходный спектр КЯ (при нулевой дозе облучения) описывается двумя линиями: основной с энергией 2.58 эВ и линией малой интенсивности 2.42 эВ. При дозе облучения 1.3 Кл см<sup>-2</sup> обе исходные линии остаются на месте, и их интенсивность практически не меняется, но при этом возникают две новые линии излучения: более интенсивная, чем исходная, с энергией 2.71 эВ



**Рис. 33.** Разложение спектров 1 (а) и 3 (б), приведенных на рис. 32 б (доза облучения 0 и 1.3 Кл см<sup>-2</sup> соответственно), на гауссовы кривые. Измеренные спектры показаны кружками; сплошными линиями показаны смоделированные гауссовы кривые с максимумами при 2.55 (1), 2.69 (2) и 2.83 эВ (3)

и вторая — с энергией 2.82 эВ. Линия с энергией 2.42 эВ слабо меняет свою интенсивность в процессе облучения и, скорее всего, связана с дефектами структуры.

Аналогичные результаты были получены для всех исследованных светоизлучающих структур. В исследованных образцах исходная (до облучения) линия излучения МКЯ находилась в диапазоне 2.5 – 2.68 эВ. Разница объясняется небольшими изменениями в условиях роста структур. Разложение спектров КЛ МКЯ на гауссовы кривые показало, что исходная линия излучения в большинстве образцов может быть описана одной кривой Гаусса шириной около 15 нм.

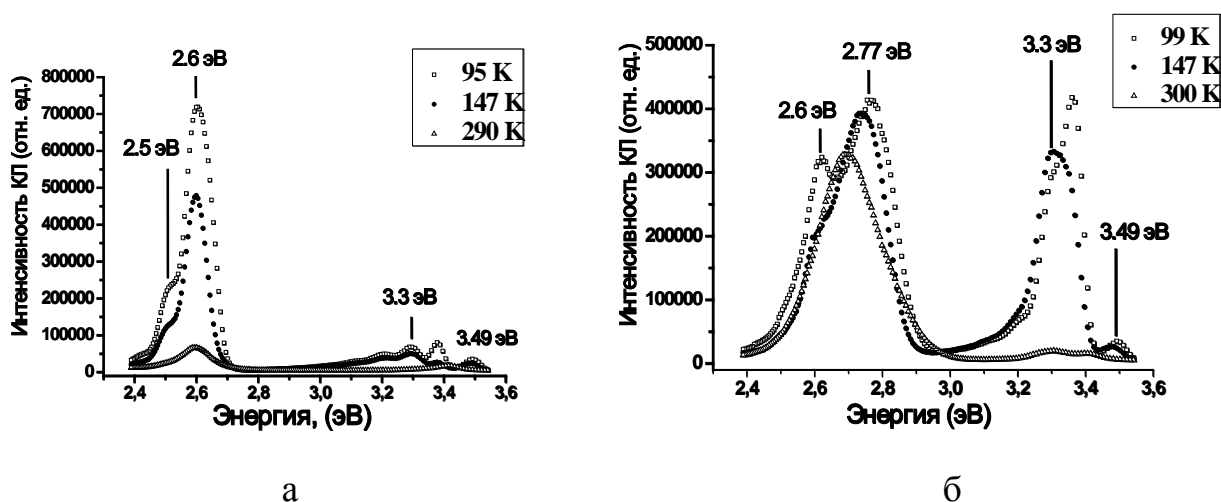
Исследования эВ показали, что исходная полоса излучения сохраняет свое положение, а в результате облучения возникают одна или две более интенсивные дополнительные полосы, сдвинутые относительно исходной полосы в синюю область и находящиеся вблизи 2.7 эВ и 2.83 эВ. Небольшое изменение энергии новых линий для различных структур может быть объяснено некоторыми различиями в условиях роста исследуемых образцов.

На отдельных структурах исходная полоса излучения КЯ имела энергию выше, чем 2.68 эВ. В этом случае LEEVI также приводило к образованию новой линии, смещенной в синюю область по отношению к исходной.

Таким образом, в исследованных структурах при облучении возникают новые линии излучения, смещенные в синюю область по отношению к исходной синей полосе, независимо от энергии ее излучения. При этом исходная линия излучения КЯ сохраняет свое положение, и ее интенсивность убывает незначительно. Это позволяет сделать важный вывод о том, что изменения в активном слое, вызванные облучением электронным пучком, имеют локальный характер и затрагивают лишь его малую часть.

**Спектры КЛ при различных температурах.** Появление новых полос излучения КЛ при облучении электронным пучком в дополнение к исходным было подтверждено измерениями при разных температурах – от температуры жидкого азота до комнатной.

На рис. 34 а приведены спектры КЛ структуры с 5 КЯ, измеренные на необлученном фрагменте структуры при трех разных температурах: 90, 147 и 300 К.



**Рис. 34.** Спектры излучения КЛ для необлученного и облученного фрагмента (а и б соответственно) светоизлучающей структуры с 5 КЯ при нескольких температурах

Спектры КЛ, полученные на облученном электронным пучком участке структуры с 5 КЯ (доза облучения равнялась примерно  $2 \text{ Кл/см}^2$ , и при данном значении дозы достигался максимум интегральной интенсивности катодолюминесценции в голубой области), представлены на рис. 34 б. Из графиков на рис. 34 б видно, что при температуре жидкого азота на облученном участке в области излучения КЯ наблюдается четкое разделение исходной линии излучения 2.6 эВ и новой линии, появляющейся в результате облучения — 2.77 эВ.

Такое разделение наглядно подтверждает результаты, полученные при комнатной температуре: исходная линия излучения не смещается при облучении электронами в синюю область, как предполагалось в [92, 91, 125], а остается на месте, и в дополнение к ней возникает новая линия. Интенсивность этой новой линии излучения (2.69 эВ при комнатной температуре) возрастает с ростом дозы облучения и становится существенно выше интенсивности начальной линии.

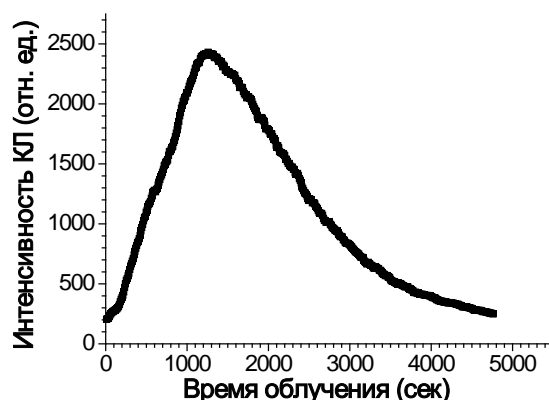
**Влияние ЛЕЕВІ на интенсивность КЛ.** Для всех исследованных структур в диапазоне использованных доз облучения наибольшая интенсивность излучения наблюдалась в области излучения КЯ. Интенсивность УФ излучения вблизи запрещенной зоны GaN (около 3.39 эВ), как правило, была значительно ниже, особенно в структурах с 5 квантовыми ямами. Интенсивность желтой полосы, связанной с дефектами, во всех исследованных структурах также была довольно низкой.

Чтобы отделить явления, происходящие в квантовых ямах InGaN, от эффектов, обусловленных взаимодействием электронного пучка с поверхностью и  $p^+$ -слоем GaN, было исследовано влияние облучения электронным пучком со стороны толстого слоя  $n^+$ -GaN на оптические свойства светодиодов с МКЯ InGaN/GaN с удаленной подложкой сапфира. Установлено, что влияние электронного пучка в этих структурах качественно такое же, как и в структурах с тонким верхним слоем  $p^+$ -GaN. В обоих

случаях в результате облучения возникает новая полоса излучения в диапазоне энергий 2.6–2.8 эВ, ее интенсивность возрастает с дозой облучения, достигает максимума, а затем начинает понижаться. Но в случае облучения со стороны толстого  $n^+$ -слоя GaN энергия пучка, при которой наблюдаются изменения в спектре КЛ, существенно выше (максимально доступная на используемом приборе — 30 кэВ), а доза облучения, при которой достигается максимальная интенсивность новой полосы излучения, в несколько раз больше, чем при облучении со стороны тонкого  $p^+$ -слоя.

Это говорит о том, что влияние облучения электронным пучком на оптические свойства структур с МКЯ обусловлено, в первую очередь, процессами, происходящими в активной области структуры, и не связано с процессами, происходящими на поверхности или со стимулированным электронным пучком образованием дефектов в самом GaN. При этом на всех этапах облучения излучение, связанное с активным слоем, вносит основной вклад в интегральную интенсивность КЛ.

Было установлено, что при увеличении дозы облучения интегральная интенсивность излучения КЛ во всех изученных структурах заметно увеличивается и достигает максимума при дозах в несколько  $\text{Кл}\cdot\text{см}^{-2}$  (см. рис. 35).

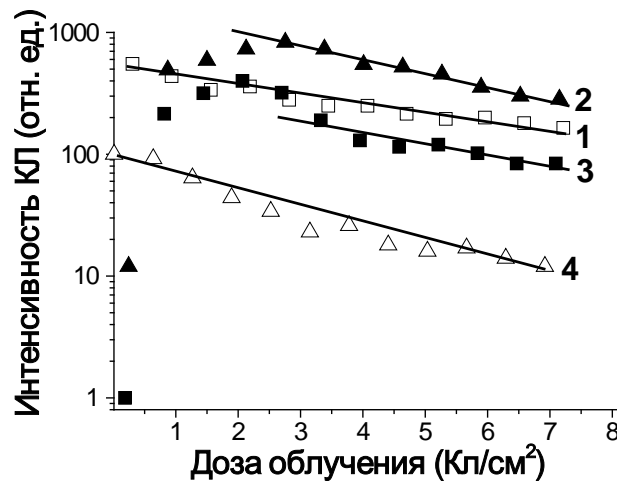


**Рис. 35.** Зависимость интегральной интенсивности КЛ для структуры с 5 КЯ от времени облучения

Например, для структуры, показанной на рис. 32 а, интегральная интенсивность в максимуме была в девять раз выше, чем перед облучением,

для некоторых образцов это увеличение еще больше. При дальнейшем увеличении дозы облучения наблюдается спад интегральной интенсивности излучения КЛ. Этот спад может быть связан с известным эффектом образования углеводородной пленки на поверхности образца [89].

На рис. 36 представлены зависимости воздействия электронного облучения на три линии, связанные с излучением InGaN, и линию зона-зона (3.39 эВ).

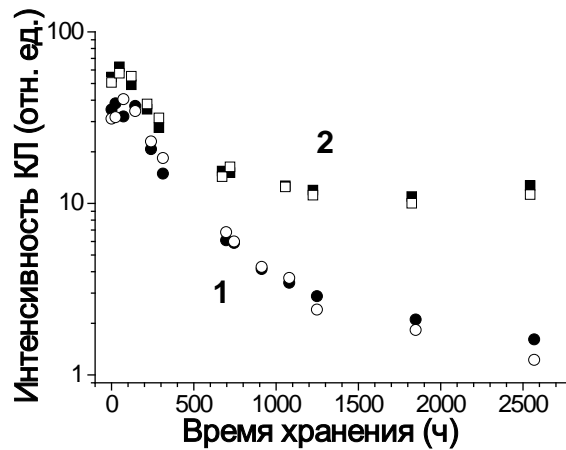


**Рис. 36.** Зависимость интенсивности КЛ от дозы облучения для линий излучения с энергиями 2.51 (1), 2.68 (2), 2.83 (3) и 3.39 (4) эВ одной из исследованных структур с 5 КЯ

Видно, что в то время как интенсивность исходной синей линии монотонно уменьшается при увеличении дозы облучения, интенсивность новых линий излучения с энергиями 2.68 и 2.83 эВ быстро увеличивается на первом этапе ЛЕЕВИ, достигая максимума при дозе примерно в 2-2.5 Кл·см<sup>-2</sup>, а затем начинает снижаться. Такое поведение интенсивности излучения новых линий при облучении наблюдалось для всех исследованных структур.

**Сохранение воздействия ЛЕЕВИ на светоизлучающие структуры.** Для проверки сохранения последствий облучения структур электронным пучком с течением времени на структуре с 5 КЯ четыре выбранные области были облучены с разной дозой. Две из них облучались в течение времени более короткого, чем это необходимо для достижения максимума КЛ МКЯ, одна область – в течение времени, соответствующего максимуму КЛ и еще одна

область – в течение времени, большего, чем это необходимо для достижения максимума. Затем образец выдерживали при комнатной температуре. Через определенные интервалы времени для этих четырех областей измерялись спектры КЛ. На рисунке 37 представлена зависимость интенсивности излучения новой полосы 2.68 эВ от времени хранения исследуемой структуры.



**Рис. 37.** Зависимость интенсивности КЛ синей полосы для структуры с 5 квантовыми ямами от времени хранения, измеренная в четырех областях с более коротким (1) и более продолжительным (2) временем облучения

Следует отметить, что даже после 2500 часов хранения синее излучение еще имело максимум при 2.68 эВ. Но интенсивность этого излучения уменьшается с течением времени хранения. Видно, что за время хранения меньшее, чем 400 часов, интенсивность излучения уменьшается одинаковым образом для всех 4 областей, но с увеличением времени хранения снижение интенсивности излучения для двух областей с меньшей длительностью облучения (рис. 37, кривые 1) происходит быстрее, чем для областей с большей длительностью облучения (рис. 37, кривые 2).

Таким образом, наблюдаемые при облучении изменения в спектре излучения сохраняются, по меньшей мере, в течение нескольких месяцев, хотя интенсивность новых пиков спадает (примерно в 6 раз за 100 дней).



## 5.2. Зависимость воздействия ЛЕЕВИ на оптические и электрические свойства светодиодов от условий облучения

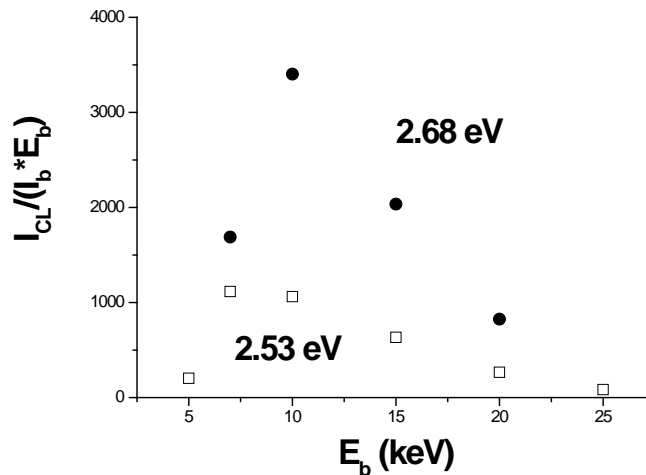
### 5.2.1. Роль инжекции неравновесных носителей заряда в активную область светодиодов в эволюции спектров катодолюминесценции при ЛЕЕВИ

**Влияние ускоряющего напряжения облучающего пучка на интенсивность КЛ МКЯ.** Было установлено, что в результате облучения исследуемых структур электронным пучком с различными энергиями от 5 до 35 кэВ не происходит качественного изменения эволюции их спектров люминесценции. Однако меняется скорость эволюции спектров КЛ и интенсивность новых линий излучения.

На рис. 38 для структуры с 5 КЯ приведены зависимости от ускоряющего напряжения пучка интенсивности  $I_{CL}$  исходной (2.53 эВ) и одной из новых (2.68 эВ) линий КЛ, нормированные на произведение тока пучка  $I_b$  и ускоряющего напряжения  $E_b$ . Интенсивность исходной линии излучения КЯ определялась по спектру КЛ необлученной структуры, измеренному при соответствующем ускоряющем напряжении. Для новой линии излучения, выделенной разложением спектра КЛ на кривые Гаусса, измерялось максимальное значение ее интенсивности при эволюции спектра структуры в процессе облучения пучком с заданной энергией. Из рис. 38 видно, что максимумы нормированной интенсивности КЛ как для исходной, так и новой линии излучения достигаются в области ускоряющего напряжения, равного 10 кэВ.

Поскольку максимум нормированной интенсивности излучения исходной полосы КЛ необлученной структуры будет достигаться при максимальной инжекции носителей заряда в квантовые ямы, пропорциональной произведению тока пучка на ускоряющее напряжение, то максимум инжекции носителей заряда в активную область достигается при 10 кэВ. Таким образом, самое эффективное появление новой полосы излучения, т.е.

наибольшее влияние облучения электронным пучком на исследуемые структуры, наблюдается при энергиях пучка, дающих максимальную инжекцию носителей заряда в активный слой. Поэтому электронный пучок с энергией 10 кэВ было решено использовать для облучения структур как самый оптимальный.

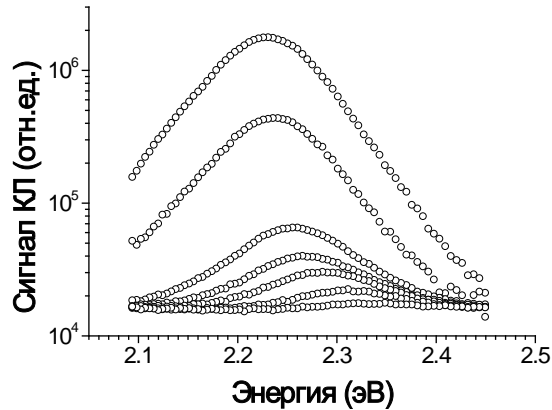


**Рис. 38.** Зависимость нормированной интенсивности  $I_{CL} / (I_b E_b)$  от ускоряющего напряжения для исходной линии излучения КЯ (2.53 эВ) до облучения и новой линии (2.68 эВ) при дозе облучения достижения максимума ее интенсивности

Таким образом, степень воздействия ЛЕЕВИ на оптические свойства светоизлучающих структур определяется уровнем инжекции носителей заряда в их активную область, что согласуется с наблюдаемым наиболее выраженным эффектом облучения в диапазоне спектра, связанного с излучением квантовых ям.

**Зависимость скорости эволюции спектров КЛ МКЯ от приложенного при ЛЕЕВИ напряжения.** Известно, что на необлученных светоизлучающих структурах приложенное обратное напряжение повышает скорость туннелирования неравновесных носителей заряда из КЯ [126, 127], то есть приводит к уменьшению их количества в активной области, в то время как прямое напряжение, наоборот, увеличивает количество носителей заряда в обедненном слое. Приложение обратного напряжения к необлученным структурам приводит к резкому уменьшению интенсивности КЛ МКЯ, что

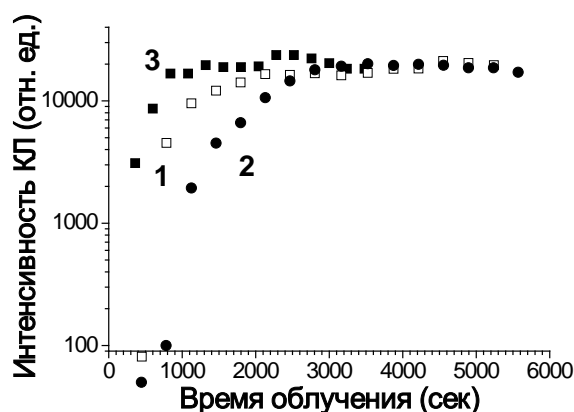
согласуется с выводами предыдущего пункта. На рис. 39 из приведенных спектров КЛ видно, что интенсивность излучения падает более, чем в 10 раз уже при приложенном обратном напряжении 3 В.



**Рис. 39.** Спектры КЛ КЯ, измеренные на необлученной области структуры с 5 КЯ при обратных напряжениях: 0 В (верхний спектр), 1, 3, 4, 6, 9, 12 В (спектры сверху вниз)

Для исследования влияния напряжения, приложенного к структуре, на скорость изменения спектра КЛ МКЯ при облучении были сделаны измерения, при которых облучение образца проводилось при приложенном к нему напряжении. Поскольку приложенное обратное напряжение при облучении будет подавлять инжекцию носителей зарядов в активную область, снижая таким образом действие ЛЕЕВИ, то трансформация спектров КЛ при облучении должна происходить медленнее при приложении к образцу обратного напряжения, чем при приложении прямого.

Сделанное предположение подтверждается графиками, приведенными на рис. 40, где для одной из исследованных структур показано изменение интенсивности излучения КЛ новой линии (2.68 эВ) от времени облучения при разных приложенных напряжениях. Кривая 1 (пустые квадраты) соответствует нулевому напряжению, кривая 2 (закрашенные кружки) — обратному напряжению, равному 5 В, и кривая 3 (закрашенные квадраты) — прямому напряжению в 2 В. Видно, что формирование при облучении новой полосы КЛ замедляется с увеличением напряжения обратного смещения.



**Рис. 40.** Изменение интенсивности новой синей линии КЛ структуры с 5 квантовыми ямами от времени облучения при 0 В (1), 5 В обратного напряжения (2) и 2 В прямого (3).

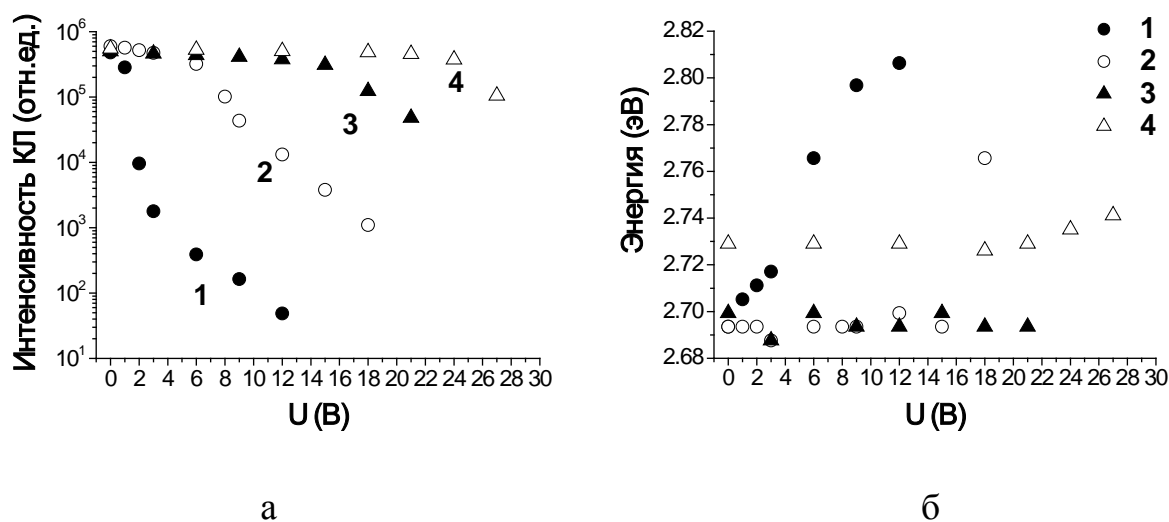
Доза облучения  $4.6 \cdot 10^{-4}$  т Кл/см<sup>2</sup>

Приведенные результаты указывают на определяющую роль инжекции неравновесных носителей заряда в активную область в эволюции спектров КЛ светоизлучающих структур при ЛЕЕВИ и позволяют исключить предположение об основополагающем влиянии процессов, происходящих на поверхности структур [91, 125].

### 5.2.2. Зависимость спектров катодолюминесценции множественных квантовых ям от приложенного обратного напряжения при различных дозах облучения. Механизм изменения электрических свойств светодиодов при ЛЕЕВИ

Были проведены измерения спектров КЛ МКЯ при различных обратных напряжениях для необлученной и облученной с разными дозами исследуемой структуры. При этом облучение электронным пучком проводилось при нулевом смещении. Это позволило получить зависимости интенсивности спектров КЛ МКЯ и энергии их максимумов от приложенного при их измерении обратного напряжения. Следует отметить, что при увеличении приложенного к образцу обратного напряжения ошибка в определении положения максимума возрастает, вследствие уменьшения амплитуды пика.

На рис. 41 а, б представлена эволюция изменения зависимостей интенсивности и положения максимума спектра КЛ МКЯ от приложенного обратного напряжения  $U$  для области структуры, облученной разными дозами.



**Рис. 41.** Зависимости интенсивности и положения максимума спектра КЛ (а и б соответственно) от приложенного напряжения для необлученного участка (1) и облученного с дозой 0.18 (2), 0.37 (3) и 1.1 Кл/см<sup>2</sup> (4)

Кривые 1 на рис. 41 а, б для необлученной структуры показывают понижение интенсивности и сдвиг положения максимума в сторону больших энергий с увеличением напряжения обратного смещения, что соответствует рис. 39 и хорошо коррелирует с результатами предыдущих исследований [94]. В работах [126, 127] такой сдвиг максимума излучения в область больших энергий объясняют подавлением квантово-размерного эффекта Штарка вследствие компенсации пьезоэлектрического поля в КЯ при повышении обратного напряжения.

Видно, что при малых дозах облучения порядка 0.2 Кл/см<sup>2</sup>, когда спектры КЛ при нулевом смещении для необлученной и облученной областей еще практически не отличаются друг от друга (кривые 1 и 2 на рис. 41 а, б), заметно ослабевает зависимость интенсивности КЛ и положения максимума спектра КЛ от приложенного обратного напряжения. Наши измерения

показали, что при дозах облучения близких к  $1.5 \text{ Кл/см}^2$ , когда возникшая новая линия излучения становится доминирующей, спектры КЛ активной области практически не зависят от приложенного обратного напряжения в диапазоне от 0 до 30 В.

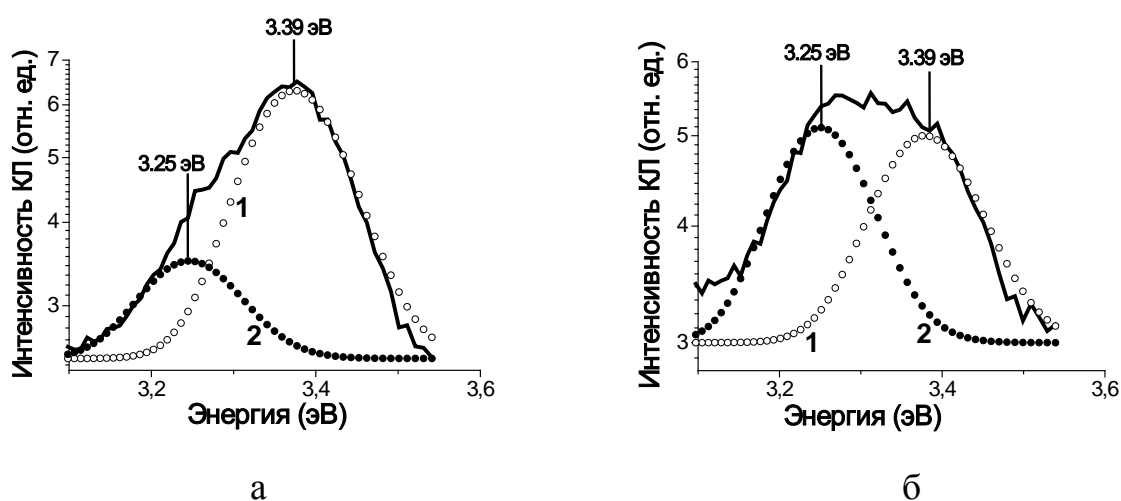
Измеренные зависимости указывают на то, что уже при малых дозах облучения, когда еще слабо изменяются спектры КЛ активного слоя, в материале светоизлучающей структуры происходят процессы, заметно меняющие ее электрические и оптические свойства.

#### **Механизм изменения свойств структур при малых дозах облучения.**

Падение на облученных структурах зависимости спектров излучения КЛ КЯ от приложенного обратного напряжения с ростом дозы облучения можно объяснить тем, что при воздействии электронного пучка квантовые ямы оказываются в области слабого поля или вообще выходят из ОПЗ, переходя в квазинейтральную область, что ограничивает влияние на них приложенного напряжения. Такой переход может произойти лишь вследствие уменьшения ширины ОПЗ, т. е. повышения эффективной концентрации доноров в активной области.

Возможным механизмом изменения эффективной концентрации доноров в активном слое при LEEVI является стимулированная электронным пучком диссоциация пар Mg-H [79, 81], при этом освободившийся водород может диффундировать вглубь кристалла. Если в исходных структурах присутствуют комплексы водорода с донорами, они также могут распадаться под действием электронного пучка, освобождая доноры и водород. В результате освободившийся водород на поверхности может пассивировать дефекты, а в глубине структуры — акцепторы и центры безызлучательной рекомбинации, что ведет к возрастанию в активной области эффективной концентрации доноров, а на поверхности к уменьшению скорости рекомбинации неравновесных носителей заряда.

Количественно процесс развала Mg-H пар при облучении электронным пучком описывается эволюцией интенсивности линии излучения, расположенной в УФ области спектра КЛ и смещенной в красную область относительно линии излучения зона-зона GaN (3.39 эВ), которую согласно [66] можно связать с линией излучения Mg. На рис. 42 а, б приведены фрагменты спектров КЛ в УФ области для одной из исследуемых светоизлучающих структур до и после облучения соответственно. Видно, что если в процессе облучения интенсивность линии 3.39 эВ монотонно падает (см. рис. 36 кривая 4), и ее поведение при облучении было похоже на рассмотренное в [77, 78, 80, 84, 89, 90, 128], то интенсивность линии с меньшей энергией возрастает (рис. 42 б). Проведенные измерения спектров КЛ для областей с разными дозами облучения при низких температурах подтвердили рост интенсивности линии с энергией 3.25 эВ, ассоциируемой с линией излучения Mg.

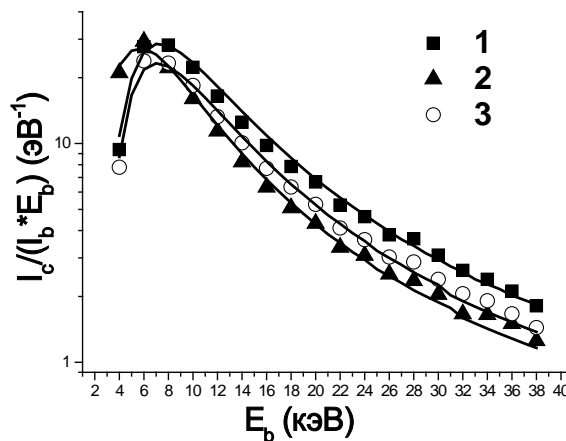


**Рис. 42.** Разложение спектров в УФ области на гауссовы кривые для светоизлучающей структуры с 5 КЯ до облучения (а) и после облучения с. дозой 3.3 К/см<sup>2</sup> (б)

Предположение об изменении в процессе облучения эффективной концентрации доноров в активном слое было подтверждено оценкой концентрации носителей заряда путем измерения зависимости эффективности собирания НТ от ускоряющего напряжения для различных доз облучения.

На рис. 43 приведены зависимости эффективности собирания НТ от ускоряющего напряжения для двух облученных областей при дозах облучения 1.2 и 15 Кл/см<sup>2</sup> и для необлученной области.

Напомним, что ширина ОПЗ влияет на положение максимума зависимости эффективности собирания  $\beta(E_b)$ : чем шире ОПЗ, тем выше энергия достижения максимума. Кроме того, при малых ускоряющих напряжениях зависимость  $\beta(E_b)$  слева от максимума характеризует скорость рекомбинации на поверхности  $p^+$ -области. Сравнение приведенных на рис. 43 кривых показывает, что при дозе облучения 1.2 Кл/см<sup>2</sup> максимум кривой 2



**Рис. 43.** Зависимости нормированного НТ  $I_c / (I_b E_b)$ , измеренные на необлученной структуре (1) и в областях, облученных с дозами 1.2 (2) и 15 Кл/см<sup>2</sup> (3). Сплошными кривыми показаны моделированные зависимости

достигается при меньшей энергии ускоряющего пучка, чем максимум кривой 1 для необлученной структуры, и кривая 2 выше кривой 1 слева от ее максимума. Следовательно, при дозе облучения 1.2 Кл/см<sup>2</sup> происходит уменьшение ширины ОПЗ, что соответствует возрастанию эффективной концентрации доноров в активной области. При этом скорость поверхностной рекомбинации в  $p^+$ -области заметно понижается, что свидетельствует о том, что высвобождающийся в результате облучения водород пассивирует в этой области центры безызлучательной рекомбинации.



Согласно найденным в результате подгонки значениям вероятности рекомбинации неравновесных носителей заряда в ОПЗ, в исходной структуре в квантовых ямах рекомбинирует примерно 45% (для кривой 1  $k = 0.55$ ) неравновесных дырок, достигших границ ОПЗ. После облучения эта доля повышается до 55–60% (для кривой 2  $k = 0.4–0.45$ ). Повышение вероятности рекомбинации неосновных носителей заряда в МКЯ является дополнительным подтверждением выхода активного слоя в результате облучения из области сильного электрического поля.

При больших дозах облучения (рис. 43, кривая 3) зависимость  $\beta(E_b)$  частично возвращается к исходным значениям, особенно при малых энергиях пучка. Моделирование показывает, что при этом возрастает эффективная скорость безызлучательной рекомбинации в  $p^+$ -GaN, что, по-видимому, определяется повышением скорости поверхностной рекомбинации, например, из-за образования на поверхности слоя углеводородов или выходом водорода из пленки. При этом, как уже отмечалось, интегральный выход катодолюминесценции также падает, соответственно понижается доля дырок, захваченных внутри ОПЗ в квантовые ямы.

### **5.3. Механизм изменения оптических свойств светодиодов при ЛЕЕВИ.**

В этом параграфе мы рассмотрим процессы, происходящие в исследуемых структурах при ЛЕЕВИ, которые могут привести к главному оптическому эффекту облучения электронным пучком — рождению в области излучения КЛ МКЯ новых полос излучения с энергиями, сдвинутыми относительно энергии исходной полосы в синюю область, и росту их интенсивности. Напомним, что согласно п. 5.1 интересующие нас результаты этих процессов должны иметь строго локальный характер и затрагивать малую часть области квантовых ям.

**Диффузия In, стимулированная облучением.** В ряде работ были отмечены наблюдения, свидетельствовавшие о рекомбинационно-стимулированной

при LEEBI диффузии In или Ga в МКЯ InGaN/GaN светодиодов. О диффузии In, стимулируемой прямой инжекцией носителей заряда в МКЯ InGaN/GaN, сообщалось в работе [87]. В работах [85, 86] говорится о наблюдаемом в просвечивающем электронном микроскопе перераспределении In в квантовых ямах InGaN под действием облучения электронным пучком, стимулированная LEEBI диффузия Al в AlGaN наблюдалась также в [88].

Рекомбинационно-стимулированная диффузия In или Ga может привести к изменению в составе слоя InGaN и/или толщины квантовых ям, что является одной из возможных причин возникновения новых полос излучения. Поскольку энергия новых линий излучения в области КЯ больше энергии исходной, то они должны быть связаны с областями, которые содержат меньшую концентрацию In или меньшую толщину КЯ. Расчеты показали, что для исследуемых структур, энергия исходной полосы излучения КЛ МКЯ которых находилась в диапазоне 2.51 – 2.55 эВ, для формирования новых линий излучения с энергией 2.68 – 2.83 эВ необходимо уменьшение содержания In в твердом растворе InGaN на 4–5% или уменьшение толщины КЯ более чем на 40%.

Такие области должны быть локальными и занимать достаточно малую долю КЯ. Они либо возникают в процессе облучения за счет стимулированной облучением диффузии In, либо эти области уже присутствовали в КЯ, например, вблизи протяженных дефектов, но интенсивность излучения из них была незначительна.

В этом случае более вероятно, что диффузия In происходит преимущественно в высокодефектных областях, которые не излучали до облучения. В результате могут образовываться области со свойствами, подобными свойствам квантовых точек, что ведет к возникновению новых полос излучения в дополнение к уже существующим.

Однако такой механизм не может обеспечить наблюдаемый рост интенсивности новых линий излучения при LEEBI, возникающих в областях

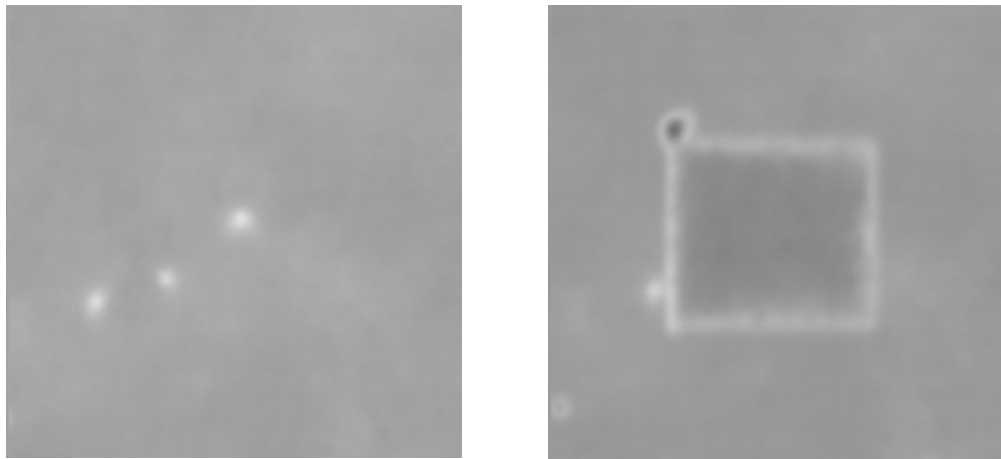
с пониженным содержанием In. Пониженное содержание In ведет к уменьшению глубины КЯ и, соответственно, уменьшению локализации носителей заряда, что, в свою очередь, будет приводить к понижению интенсивности излучения из этих областей.

**Релаксация напряжений при ЛЕЕВИ.** Вторым предполагаемым процессом, происходящим при ЛЕЕВИ в светоизлучающих структурах, объясняющим и рост интенсивности излучения КЛ, и появление линий излучения с более высокой энергией излучения, является уменьшение влияния в активной области квантово-размерного эффекта Штарка. Изменение квантово-размерного эффекта Штарка является следствием изменения встроенного электрического поля, которое в рассматриваемых светодиодах определяется полем пьезоэлектрической поляризации, возникающим в результате действия сжимающих тангенциальных напряжений в КЯ [95].

Уменьшение величины встроенного электрического поля может происходить разными способами. Один из них — формирование в процессе облучения электронным пучком в КЯ доноров и/или акцепторов, либо их перезарядка. Измерения, описанные в п. 5.2.2, подтверждают локальные изменения эффективной концентрации доноров в активном слое исследуемых светодиодов при облучении. На возможность перезарядки дефектов в светодиодах при облучении электронным пучком указывают проведенные исследования воздействия ЛЕЕВИ на дефекты со светлым контрастом (см. п. 4.2). На рис. 44 а, б приведены изображения в режиме НТ части исследуемого образца, содержащей необлученную и облученную область с двумя крупными светлыми дефектами.

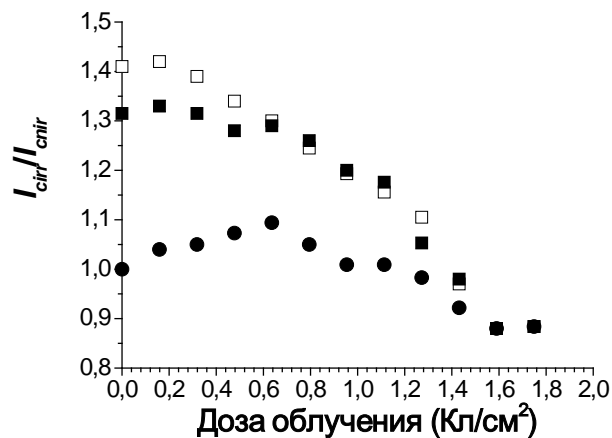
На рис. 44 в показаны зависимости отношения сигнала НТ, измеренного в облученной области —  $I_{cirr}$ , к сигналу НТ от необлученной области —  $I_{cnir}$  от дозы облучения. Сигнал  $I_{cirr}$  измерялся для двух ярких дефектов в облучаемой области и для облучаемой области вдали от них. Сравнение

приведенных зависимостей показывает, что светлый контраст крупных дефектов монотонно уменьшается со временем облучения. При дозах



а

б



в

**Рис. 44.** Изображения в режиме НТ области, содержащей облучаемый фрагмент с двумя светлыми дефектами (в центре изображения б), до LEEBI (а) и после LEEBI в течение 3300 с (б). (в) Зависимость отношения  $I_{cirr} / I_{cnr}$  от времени облучения для двух ярких дефектов (квадраты) и для области облучения (заполненные кружки). Размер облученной области  $4.35 \times 4.35$  мкм<sup>2</sup>,  $E_b = 10$  кэВ

облучения, превышающих дозы, соответствующие максимуму интенсивности КЛ (больших, чем  $1.5$  Кл/см<sup>2</sup>), эти дефекты не выявляются на изображениях облученной области. Это объясняется перезарядкой или зарядкой в процессе облучения светлых дефектов, исходно являющихся

каналами туннелирования дырок. Можно отметить, что вызванные облучением изменения структурных свойств МКЯ в дефектных областях происходят быстрее, чем вдали от них.

Однако, приведенный механизм изменения встроенного электрического поля не может полностью обеспечить наблюдаемую трансформацию оптических свойств исследуемых светоизлучающих структур при LEEVI. Если изменение величины квантово-размерного эффекта Штарка объяснять только перезарядкой доноров/акцепторов, то со временем должна была бы происходить полная релаксация изменения спектров КЛ, чего не наблюдается (рис. 37) (см. п. 5.1).

Другой способ уменьшения величины квантово-размерного эффекта Штарка — это релаксация напряжений в кристаллической решетке структуры в области квантовых ям. В таком случае, индуцированное релаксацией сжимающих напряжений ослабление пьезополя приводит, во-первых, к уменьшению наклона запрещенной зоны и, соответственно, к возрастанию эффективной ширины оптического перехода (будет наблюдаться синее смещение излучения КЛ), а, во-вторых, к возрастанию концентрации носителей заряда в квантовых ямах (будет повышаться интенсивность КЛ).

Таким образом, наиболее вероятной моделью воздействия продолжительного облучения электронным пучком на оптические свойства светоизлучающих структур представляется комбинация как перезарядки доноров/акцепторов, так и релаксации напряжений в решетке в отдельных областях КЯ, что ведет к частичному сохранению наблюдаемых эффектов.

Ниже представлены результаты исследований, которые подтверждают предложенную модель воздействия облучения электронным пучком.

## **5.4. Измерения, подтверждающие наличие релаксации напряжений при LEEBI в светоизлучающих структурах с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN**

### **5.4.1. Зависимости интенсивности излучения катодолюминесценции в области квантовых ям от температуры.**

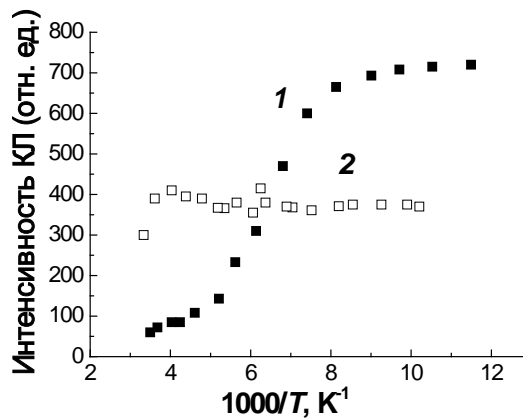
Поскольку релаксация напряжений в светоизлучающих структурах ведет к ослаблению встроенного электрического поля, что влечет повышение интенсивности излучения КЛ активного слоя, то повышение интенсивности излучения КЛ при облучении может служить косвенным доказательством наличия релаксации напряжений. Были измерены зависимости от температуры интенсивности исходной полосы для необлученной и интенсивности новой полосы излучения КЛ из КЯ.

На структурах с МКЯ InGaN/GaN энергия основной полосы излучения из КЯ обычно имеет S-образную зависимость от температуры (уменьшается-увеличивается-уменьшается), что связывают с локализацией неравновесных носителей заряда в минимумах потенциального рельефа, обусловленного флуктуациями состава и/или толщины КЯ, либо дефектами [129, 130]. Интенсивность основной полосы излучения КЯ при повышении температуры до некоторого ее значения практически не зависит от температуры, а затем экспоненциально уменьшается. Из этой экспоненты обычно и оценивают энергию локализации носителей заряда.

В проведенных исследованиях измеренные температурные зависимости интенсивности КЛ основной полосы излучения КЯ для необлученных структур вели себя подобным образом. На рис. 45 приведены температурные зависимости интенсивности исходной полосы излучения КЯ для необлученного фрагмента (кривая 1) и новой полосы излучения КЯ (кривая 2) для облученного фрагмента структуры.

Аппроксимация температурной зависимости интенсивности исходной линии КЛ (рис. 45, кривая 1) описывается выражением  $[1 + A \exp(\Delta E/k_B T)]$ , где

$k_B$  — постоянная Больцмана, а  $T$  — температура, и дает для величины  $\Delta E$ , связанной с барьером для локализованных носителей заряда, значение порядка 100 мВ. Для облученных структур также была измерена зависимость интенсивности исходной линии излучения КЯ от температуры. Было обнаружено смещение области экспоненциального спада этой зависимости к более высоким температурам. Интенсивность новой полосы во всех облученных структурах практически не зависела от температуры и только при самых высоких значениях температуры начинала падать (рис. 45, кривая 2).



**Рис. 45.** Температурные зависимости интенсивности исходной линии КЛ для необлученной области (кривая 1) и новой линии КЛ КЯ для облученной области (кривая 2)

Из приведенных фактов следует, что при облучении происходит увеличение локализации носителей заряда (растет величина высоты барьера  $\Delta E$ ), которая может быть объяснена снижением встроенного электрического поля, т. е. релаксацией квантово-размерного эффекта Штарка. Устойчивость интенсивности новой линии излучения КЛ при увеличении температуры указывает на то, что в областях ее формирования наблюдается особенно существенный рост барьера локализации носителей заряда.

Таким образом, облучение электронами с энергией от нескольких единиц до 10 кэВ приводит к изменению потенциального рельефа в КЯ.

#### **5.4.2. Влияние LEEBI на спектры микрокатодолюминесценции планарных светоизлучающих структур и структур с наностолбиками с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN**

Исследовалось воздействие LEEBI на оптические свойства наностолбиков с МКЯ InGaN/GaN (НС), сформированных посредством сухого травления планарных структур с МКЯ (описание структур см. п. 2.1.4). Результаты сравнивались с результатами, полученными на начальной нетравленной планарной структуре с МКЯ.

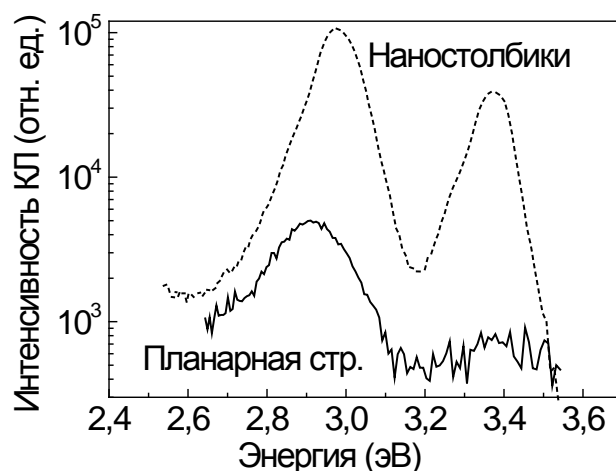
В наностолбиках при их подготовке происходит релаксация напряжений [131], кроме того, поверхностные эффекты в этих структурах могут быть более выраженными. Релаксация напряжений может быть вызвана как приповерхностной релаксацией, так и перераспределением собственных точечных дефектов, появляющихся в результате сухого травления [132]. Поэтому исследование наностолбиков с МКЯ может дать полезную информацию для понимания и объяснения явлений, наблюдаемых при воздействии облучения электронами с подпороговыми энергиями на светоизлучающие структуры с МКЯ InGaN/GaN. До сих пор влияние LEEBI на оптические свойства наностолбиков с МКЯ InGaN/GaN не изучалось.

Напомним, что в п. 5.2.1 было показано, что влияние LEEBI на оптические свойства структур с МКЯ обусловлено в первую очередь процессами, происходящими в активной области структуры, и не связано с процессами, происходящими на поверхности. Отсутствие принципиальных различий в строении активных областей исследуемых планарных структур и синих светодиодов, описанных в п. 2.1.2, позволяет говорить о качественном совпадении характера воздействия LEEBI на эти структуры.

**Сравнения спектров МКЛ необлученных планарных светодиодных структур и наностолбиков с МКЯ.** На рис. 46 показаны спектры КЛ необлученных планарной структуры и наностолбиков с МКЯ. Разложение спектров на кривые Гаусса показало, что спектр планарной структуры в



области излучения МКЯ состоит из двух перекрывающихся линий: преобладает сильный пик при 2.92 эВ со слабым плечом около 2.8 эВ.



**Рис. 46.** Спектры КЛ до облучения электронным пучком планарной структуры с МКЯ InGaN / GaN (сплошная красная линия) и наностолбиков с МКЯ (пунктирная синяя линия)

Аналогично для образца с наностолбиками при разложении спектров КЛ на Гауссовы кривые выделяются две линии, при этом доминирующий пик 2.97 эВ смещен относительно основной линии планарной структуры 2.92 эВ в синюю область, и его интенсивность примерно в десять раз выше, чем для планарного образца. Линия с меньшей энергией 2.85 эВ дает очень малый вклад в спектр.

Измерения температурной зависимости положения пиков КЛ в диапазоне температур 90–300 К подтверждают, что пики, о которых идет речь, как для планарной структуры, так и для наностолбиков действительно состоят из двух перекрывающихся линий, которые легко разделяются при низкой температуре.

Измерения карты обратного пространства на рентгеновской дифракции высокого разрешения (HRXRD) показали, что исследуемые планарные структуры с МКЯ частично напряжены. Малые размеры наностолбиков приводят к релаксации напряжений, ведущей к уменьшению поля пьезоэлектрической поляризации, что, в свою очередь ведет к увеличению энергии излучения. HRXRD картографирование наностолбиков,

сформированных путем сухого травления, подтвердило частичную релаксацию напряжений материала в результате их изготовления. Такое снижение напряжения было также ранее показано в работе [131]. Аналогичный эффект наблюдался для структур с наностолбиками, созданными посредством роста. Поэтому сдвиг пика с энергией 2.97 эВ в образце с наностолбиками в синюю область по отношению к соответствующей основной линии планарной структуры 2.92 эВ происходит, скорее всего, из-за снижения напряжения в решетке наностолбиков и, следовательно, вызванного этим снижения пьезоэлектрического поля [109].

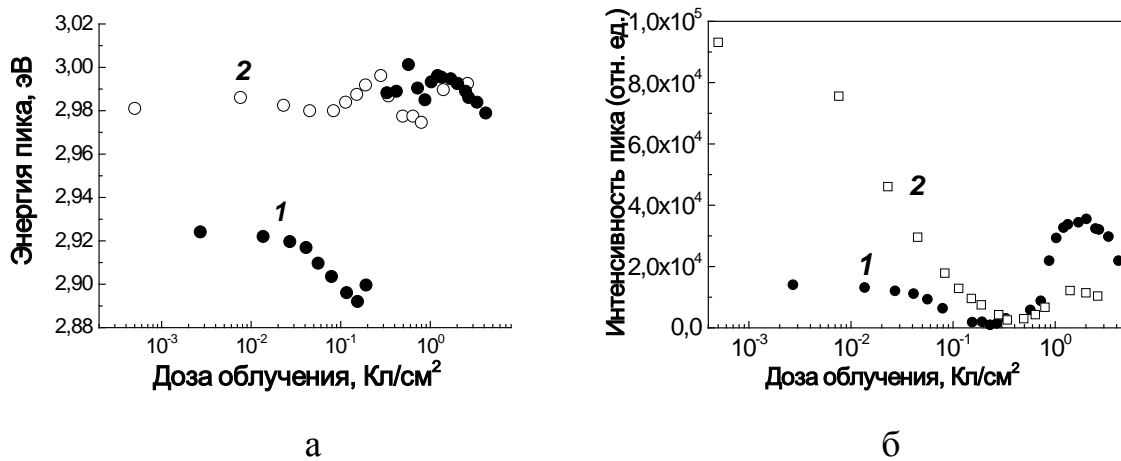
Большая интенсивность излучения, связанного с активным слоем, необлученных НС по сравнению с интенсивностью свечения необлученной планарной структуры происходит из-за повышения вероятности выхода света через боковые стенки наностолбиков и, частично, за счет улучшения внутренней квантовой эффективности [108, 111], которое может быть следствием пониженного пьезоэлектрического поля в наностолбиках.

Интенсивность пика перехода зона-зона GaN в образце с наностолбиками намного выше, чем в планарной структуре, поскольку слой GaN облучается в пространстве между наностолбиками, при этом соответствующему сигналу МКЛ не мешает поглощение в верхнем слое *p*-GaN и в слое с МКЯ, как это происходит в планарном образце.

**Влияние ЛЕЕВИ на спектры МКЛ планарных светодиодных структур и структур с наностолбиками.** На рис. 47 а приведена энергия пика доминирующей линии свечения для планарной структуры и образца с НС, измеренная при разных дозах облучения. Видно, что для планарной структуры облучение электронным пучком приводит к смещению основной линии излучения с энергией 2.92 эВ в синюю область к энергии 3 эВ (кривая 1). При этом интенсивность излучения в результате облучения существенно возрастает (см. рис. 47 б, кривая 1). Такое поведение спектров КЛ для планарной структуры при облучении ее низкоэнергетичным пучком

подобно описанному в п. 5.1 поведению спектров КЛ при облучении светоизлучающих структур.

Энергия доминирующей линии свечения наностолбиков (2.97 эВ) претерпевает при облучении существенно меньшее изменение, смещаясь также к энергии 3 эВ. Таким образом, облучение практически не оказывает влияния на положение максимума доминирующей линии КЛ активного слоя НС, при этом различие в положении пиков основных линий КЛ МКЯ планарной структуры и НС в необлученном состоянии, объясняемое частичной релаксацией напряжений при изготовлении структур с наностолбиками, исчезает при длительном облучении.



**Рис. 47.** Зависимости положения максимума (а) и интенсивности (б) основного пика КЛ для исходной планарной структуры (кривые 1) и наностолбиков (кривые 2) от дозы облучения.

Последнее может быть объяснено релаксацией напряжений и соответствующим снижением пьезоэлектрического поля в области квантовых ям планарной структуры при облучении ее низкоэнергетичным электронным пучком.

## 5.5. Влияние облучения электронным пучком на ELOG пленки GaN

**Движение дислокаций, лежащих в базисной плоскости GaN ELOG пленок, при облучении электронным пучком.** Одним из механизмов, с помощью которого может происходить релаксация напряжений в структурах

на основе GaN, является скольжение дислокаций. Известными возможными причинами такого движения дислокаций являются:

(а) движение и размножение дислокаций, вызванное рекомбинацией неравновесных носителей заряда (так называемое радиационно-ускоренное скольжение дислокаций (REDG));

(б) движение дислокаций в электрическом поле области пространственного заряда при захвате электрона или дырки. Для этого, естественно, дислокация должна быть в состоянии захватить носители заряда и быть окружена областью пространственного заряда. Явления, подобные такому захвату, действительно наблюдались для дислокаций в GaN [133].

Оба приведенных процесса могут быть напрямую связаны с деградацией приборов на основе GaN.

Как правило, в пленках GaN, выращенных в направлении [0001], большинство дислокаций являются проникающими, расположенными нормально к базисной плоскости. Однако, как показано в работе [65], в ELOG пленках GaN с полосами маски, параллельными направлению [1-100], большая часть дислокаций в областях над маской имеет длинные сегменты, расположенные в базисной плоскости. Такие сегменты образуются из-за изгиба проникающих дислокаций в направлении [0001] [65]. По этой причине и благодаря относительно низкой плотности дислокаций в области крыльев, появляется возможность наблюдать и исследовать отдельные дислокации в режиме НТ в выбранных для наших экспериментов ELOG пленках (см. табл. 1).

Обычно предполагается, что в GaN REDG отсутствует или что подвижность дислокаций является слишком низкой для скольжения при низких температурах. Однако в GaN этот эффект наблюдался в работах [104] и [105] для дислокаций, лежащих в базисной плоскости, при облучении в ПЭМ при плотностях тока пучка  $1-100 \text{ A/cm}^2$ , то есть сопоставимых с той, которая используется в мощных светодиодах. Важно отметить, что, как

показано в работе [104], эффект REDG был более выражен для дислокаций, расположенных в базисной плоскости, чем расположенных в призматических плоскостях.

Поведение дислокаций при облучении электронным пучком в ELOG пленках GaN исследовалось методом НТ. Отметим, что РЭМ дает возможность получать информацию с гораздо большей площади исследуемого образца, чем ПЭМ. В частности, на изображениях ELOG пленок, полученных в режиме НТ, наблюдается большее число дислокаций и их сегментов, что позволяет получать более точные статистические данные.

Были выбраны пленки с толщиной выращенного над маской слоя 6 мкм, поскольку в этом случае глубина залегания дислокаций, наклоненных к направлению роста (с-оси), была не слишком большой, что позволяло выявлять их на изображениях пленок в режиме НТ. В результате проведенных исследований было обнаружено скольжение отдельных сегментов дислокаций, лежащих в базисной плоскости.

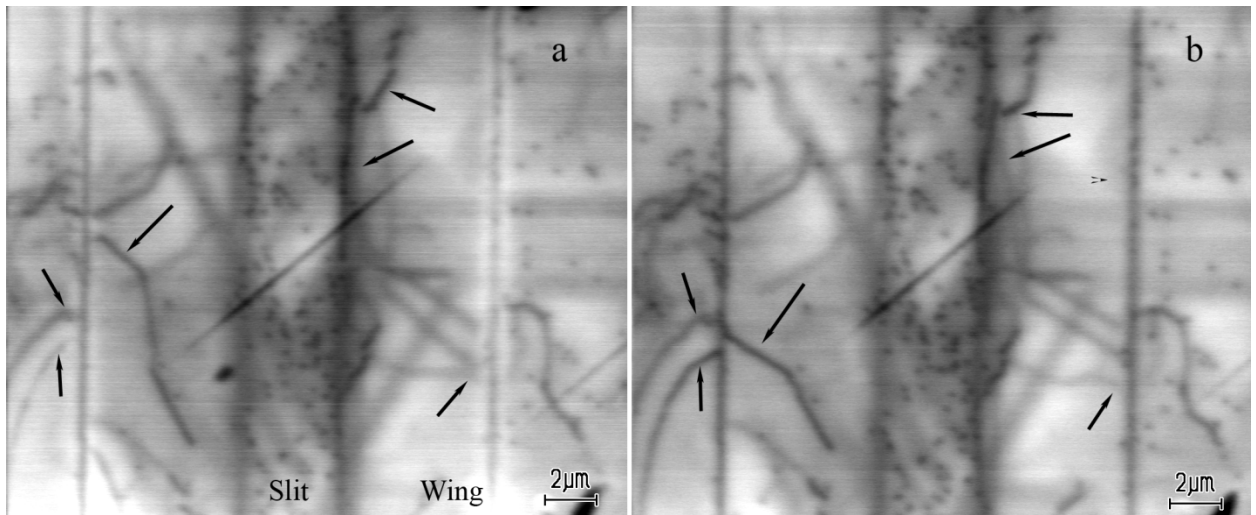
Измерения и облучение проводились в РЭМ JSM-840A при комнатной температуре и энергии пучка 35 кэВ. Для получения изображений в режиме НТ был использован ток пучка 0.1 или 1 нА. При облучении через барьер Шоттки ток пучка составлял от 0.1 до 50 нА, что приблизительно соответствует плотностям тока от  $1 \cdot 10^{-3}$  до  $0.5 \text{ А/см}^2$  и значительно ниже, чем плотности тока, используемые в экспериментах ПЭМ в работах [104] и [105].

Принимая во внимание, что один первичный электрон с энергией 35 кэВ создает 2800 электрон-дырочных пар, и что сигнал НТ формируется в тонком слое толщиной порядка диффузионной длины (200-250 нм в исследуемых образцах) ниже обедненной области, можно рассчитать уровень инжекции. Эти расчёты показали, что уровень инжекции в наших экспериментах не превышал обычный уровень инжекции в работающих светодиодах.

На рис. 15 (п. 3.1) приведены типичные изображения в режиме НТ изучаемых структур. Часть дислокаций в области крыльев имеет изогнутые

сегменты, лежащие в базисной плоскости. Отметим, что мы можем наблюдать изогнутые сегменты лишь в тонком слое, дающем изображение в режиме НТ. Поэтому представленные изображения содержат лишь малую часть дислокаций с сегментами, лежащими в базисной плоскости. В соответствии с работой [104], можно предположить, что подвижность таких дислокаций при облучении более вероятна.

На рис. 48 представлены изображения в режиме НТ одной и той же области ELOG пленки до (а) и после (б) облучения электронным пучком с энергией 35 кэВ.



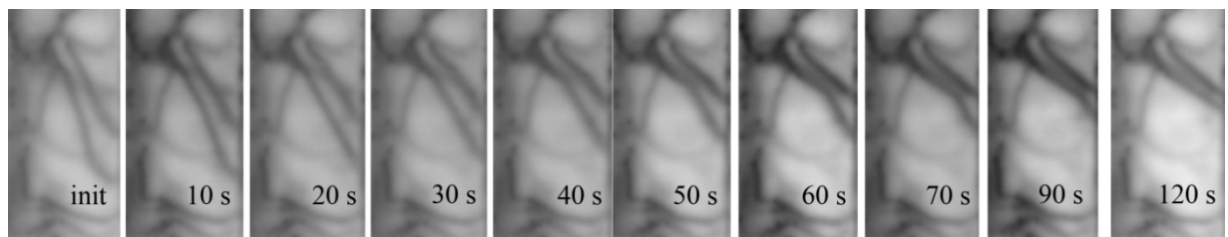
**Рис. 48.** Изображения в режиме НТ одной и той же области структуры ELOG пленки до (а) и после (б) облучения с током пучка  $5 \cdot 10^{-8}$  А в течение 120 мин, доза облучения равна  $60 \text{ Кл/см}^2$

Изображения, приведенные на рис. 48, демонстрируют обнаруженный эффект скольжения дислокаций при облучении структуры электронным пучком. Стрелками помечены сегменты дислокаций, лежащие в базисной плоскости, которые сдвинулись в результате облучения. Было замечено, что сегменты дислокаций при своем движении стремились расположиться в направлениях семейства  $\langle 1-100 \rangle$ . При этом даже при высокой дозе облучения в  $60 \text{ Кл/см}^2$  скользила лишь малая часть дислокаций (в области, изображенной на рис. 48, только отмеченные стрелкой), большинство

дислокаций оставалось неподвижными. Подчеркнем, что размножения дислокаций не наблюдалось.

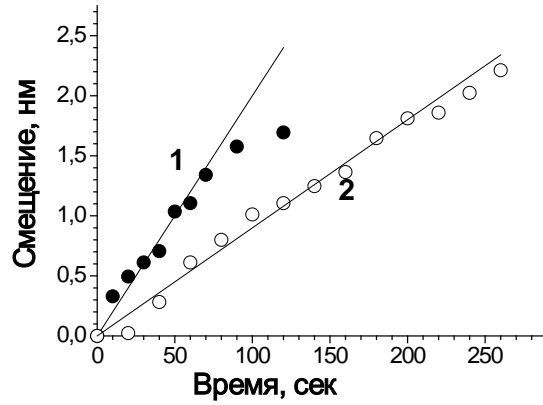
Скольжение дислокаций было обнаружено уже при токе пучка 0.1 нА, т.е. при очень низком возбуждении. Увеличение тока электронного пучка приводило к увеличению числа скользящих дислокационных сегментов и пройденного ими расстояния. Тем не менее, во всех случаях наблюдалось скольжение только небольшой части дислокационных сегментов и их движение ограничивалось сравнительно небольшими расстояниями. Что касается вертикальных проникающих дислокаций, то их движение не было обнаружено даже при самом высоком токе пучка в 50 нА.

Уменьшение тока пучка до  $10^{-9}$  А позволило исследовать скольжение дислокаций в динамике. На рис. (рис. 49) приведены изображения одного и



**Рис. 49.** Изображение в режиме НТ одной и той же области ELOG структуры после разного времени облучения. Ток пучка  $10^{-9}$  и изменение дозы  $1,7 \times 10^{-4}$  Кл/(см<sup>2</sup> с). Ширина изображения 6 мкм

того же фрагмента пленки, расположенной в той же геометрии, что и структура на рис. 48 (направления полос маски на рисунках совпадают), при разном времени облучения. Две дислокации на рис. 49 через 60 секунд облучения (доза  $10^{-2}$  Кл /см<sup>2</sup>) стали практически прямыми и расположились вдоль одного из направлений семейства  $\langle 1-100 \rangle$ . Используя малые токи пучка при облучении, удалось построить зависимости расстояния смещения сегментов дислокации от времени облучения (рис. 50). Из приведенных



**Рис. 50.** Зависимость расстояния смещения дислокации от времени облучения при разных токах пучка: 1 нА (1) и 0.12 нА (2). Энергия пучка равна 35 кэВ.

зависимостей удалось определить средние скорости движения дислокаций в базисной плоскости от начала движения до их остановки: 9 нм/с при токе пучка 0.1 нА и 20 нм/с при 1 нА.

В работах [44, 134] была получена зависимость контраста дислокации, параллельной поверхности, в режиме НТ от глубины ее залегания. Эта зависимость описывается формулой

$$C = \frac{\gamma_d \exp[-(z_d - W) / L] P_0(z_d)}{I_{c0} (1 + \frac{\gamma_d}{2\pi D} \{K_0(r_d / L) + 0.5 - K_0[2(z_d - W) / L]\})}, \quad (19)$$

где  $\gamma_d$  — рекомбинационная сила дислокации,  $z_d$  — глубина залегания дислокации,  $W$  — ширина ОПЗ,  $L$  — диффузионная длина неосновных носителей заряда,  $I_{c0}$  — величина НТ в области, свободной от дефектов,  $D$  — подвижность неосновных носителей заряда,  $K_0$  — функция Бесселя второго типа нулевого порядка, а  $P_0(z_d)$  вычисляется по следующей формуле:

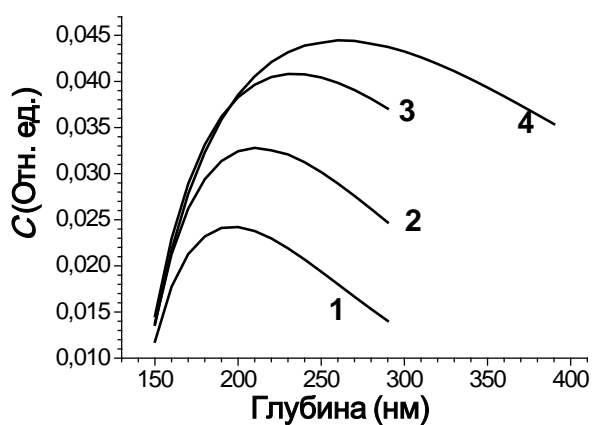
$$P_0(z_d) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(y, z) [K_0(r_1 / L) - K_0(r_2 / L)] dy dz, \quad (20)$$

где  $G(y, z)$  — функция генерации  $e-h$  пар для GaN, описываемая формулой (13). На рис. 51 приведены расчетные зависимости контраста параллельной

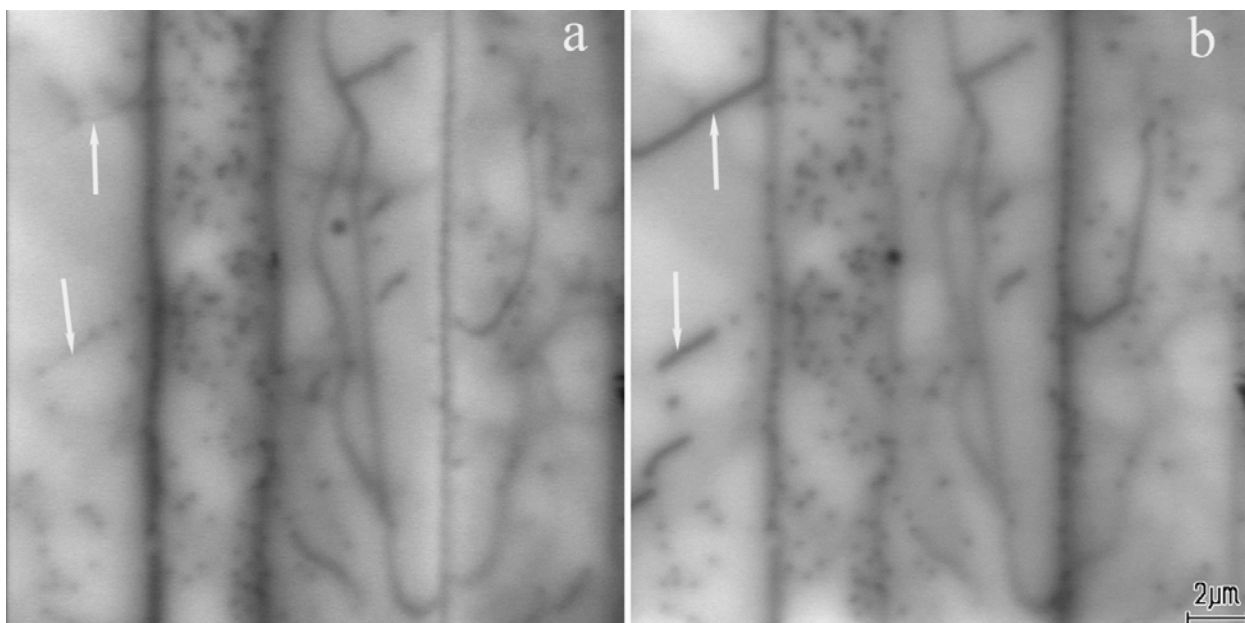


поверхности дислокации от глубины ее залегания для нескольких ускоряющих напряжений.

Как видно из приведенных графиков, при движении дислокации в призматической плоскости, т.е. либо к поверхности, либо от нее, должен меняться ее контраст. Такое изменение контраста сегментов дислокаций было обнаружено при облучении электронным пучком латерально зарощенных пленок GaN (рис. 52). Из этого можно сделать вывод, что при облучении ELOG пленки GaN дислокации могут также двигаться и в призматических плоскостях. Обнаружение такого движения заслуживает особого внимания, поскольку движение дислокаций именно в призматических плоскостях может приводить к их размножению и последующей деградации материала (эффект размножения дислокаций является причиной деградации приборов на основе GaAs и InP).



**Рис. 51.** Зависимости контраста дислокации в режиме НТ от глубины ее залегания в GaN, рассчитанные для  $E_b$ , равного 10 (1), 12 (2), 16 (3) и 35 кэВ (4)

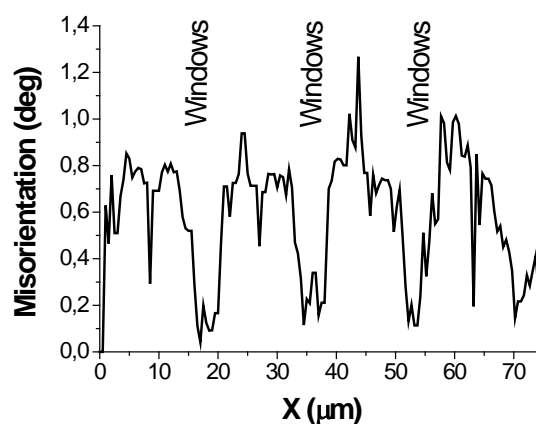


**Рис. 52.** Изображения в режиме НТ одного и того же фрагмента ELOG пленки GaN до (а) и после облучения электронным пучком с энергией 35 кэВ и током пучка 10 нА до дозы облучения 1.6 Кл/см<sup>2</sup> (б)

Опишем возможный механизм обнаруженного явления скольжения дислокаций при облучении ELOG пленки GaN электронным пучком. Так как в режиме НТ наблюдаются дислокации, расположенные вне обедненной области, то исключено влияние на них сильного электрического поля, поэтому, скорее всего, в нашем случае происходит рекомбинационно ускоренное скольжение дислокаций. Тот факт, что из имеющихся на изображениях изогнутых сегментов дислокаций, лежащих в базисной плоскости, лишь малая часть была подвержена движению при облучении, можно объяснить в предположении, что исследуемые структуры, вследствие высокой плотности дефектов, содержат много дефектов, на которых дислокации могут закрепляться. Под действием облучения электронным пучком некоторые из закрепленных сегментов дислокаций освобождаются от этих дефектов-стопоров, превращаясь в дислокации, которые могут скользить вместе с изначально свободными дислокациями.

Однако, для того чтобы дислокации могли скользить также необходима движущая сила. Для установления причины движения дислокаций на

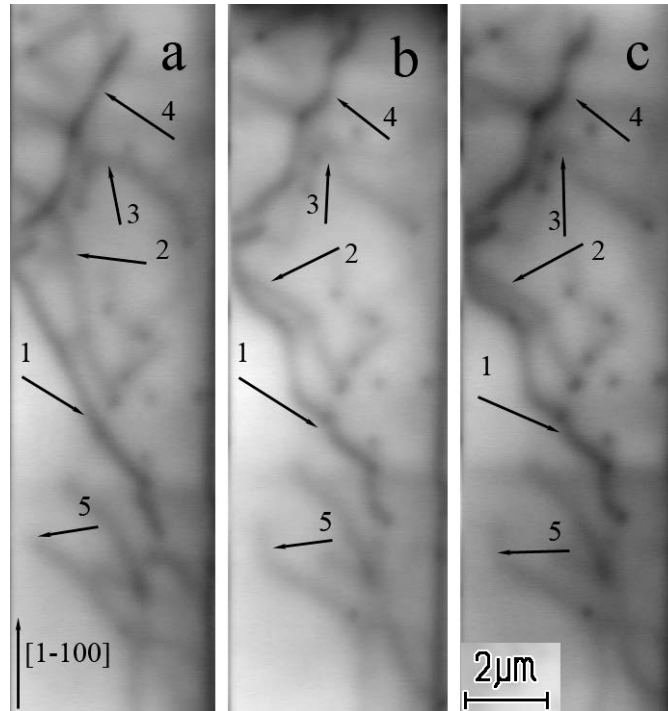
исследуемых пленках GaN было выполнено картографирование методом дифракции обратноотраженных электронов (EBSD) при ускоряющем напряжении, равном 20 кэВ. После этого перпендикулярно направлению полос маски из SiO<sub>2</sub> был построен профиль разориентации пленки относительно ориентации GaN в области окон маски (рис. 53). Из приведенного профиля видно, что угол относительного отклонения может достигать величины в 1°. Следует отметить, что в работе [65] наблюдались углы разориентации поверхности области латерального роста и вертикального до 0.3°. Это позволяет предположить, что в таких пленках



**Рис. 53.** Профиль угла разориентации в направлении, перпендикулярном полосам маски GaN имеются существенные напряжения. Наличие таких напряжений в ELOG пленках GaN подтверждается измерениями спектроскопии комбинационного рассеяния [135, 136]. Эти напряжения и могут быть движущей силой скольжения дислокаций в базисной или призматической плоскостях для понижения энергии системы.

При любом значении тока пучка движущиеся дислокации рано или поздно наталкиваются на стопоры с более высокой энергией активации, которую они не могут преодолеть, так что структура дислокаций приобретает новую стационарную форму. Проведенные измерения в режиме НТ не дают четкого определения природы стопоров. Изображения, представленные на рис. 54, показывают, что в качестве стопоров могут выступать проникающие

дислокации (темные точки в местах излома дислокационных линий). Надо также учитывать, что дислокации в GaN могут быть декорированы



**Рис. 54.** Изображение в режиме НТ одной и той же области ELOG структуры до (а) и после облучения в течение 5 мин (б) и 15 мин (с). Ток пучка излучения  $10^{-9}$  А при дозе  $5 \cdot 10^{-2}$  Кл/см<sup>2</sup>. Ширина изображения 6 мкм

акцепторными комплексами вакансии галлия и кислорода ( $V_{\text{Ga}}\text{-O}$ )<sup>-2</sup>, как было показано в [46], и/или освободившимся Ga [47]. Можно предположить, что механизм REDG является достаточно эффективным для освобождения дислокации от комплексов  $V_{\text{Ga}}\text{-O}$  (предположительно стопор с низкой энергией активации), но не может двигать дислокации через декорированные Ga проникающие дислокации (предположительно, стопор с высокой энергией активации). Таким образом, в исследуемых пленках стопорами, по всей вероятности, являются винтовые или смешанные дислокации.

## 5.6. Выводы

1. Показано, что облучение электронным пучком светоизлучающих структур на основе системы МКЯ InGaN/GaN приводит к появлению новых, более интенсивных, линий излучения, смещенных в синюю область относительно исходных линий свечения. Интенсивность новых линий

существенно превышает первоначальную интенсивность излучения, увеличивается под действием облучения, при этом исходная линия сохраняет свое положение, и ее интенсивность понижается.

2. Установлено, что влияние облучения низкоэнергетичным электронным пучком на светоизлучающие структуры определяется уровнем инжекции носителей заряда в активный слой. Показано, что степень восстановления исходных оптических свойств облученных структур зависит от дозы облучения и полное восстановление не достигается даже при хранении облученных образцов на воздухе в течение нескольких месяцев.

3. Полученные результаты можно объяснить в рамках предположения о локальной релаксации напряжений в активном слое светоизлучающей структуры, при этом нельзя полностью исключать процессы зарядки/перезарядки дефектов.

4. Установлено, что облучение даже с самыми низкими токами пучка приводит к скольжению фрагментов дислокаций, лежащих в базисной плоскости. При этом большая часть дислокаций остается неподвижной, а смещение сегментов дислокаций происходит на малые расстояния из-за наличия большого количества стопоров, таких как, например, проникающие дислокации. Была оценена скорость скольжения. Так же было показано, что дислокации могут двигаться в призматических плоскостях.

## Заключение

На основании полученных в работе результатов можно сделать следующие **основные выводы**:

1. Впервые были проведены измерения локальных параметров латерально зарощенных пленок GaN: диффузионной длины неосновных носителей заряда и эффективной концентрации доноров. Было показано, что уровень легирования в областях вертикального роста не менее, чем в 3 раза превышает уровень легирования в латерально разросшихся областях пленки. При этом численной корреляции между величиной диффузионной длины и плотностью дислокаций обнаружено не было.

2. Показано, что метод наведенного тока может применяться для визуализации каналов утечек тока в светодиодных структурах с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN. Установлено, что метод наведенного тока дает возможность оценивать вероятность рекомбинации носителей заряда в квантовых ямах светоизлучающих структур.

3. Показано, что сдвиг пика излучения светодиодов при облучении электронным пучком обусловлен рождением новых, более интенсивных, линий излучения, смещенных в синюю область относительно исходной линии излучения. Полученные результаты облучения светоизлучающих структур низкоэнергетичным пучком можно объяснить в рамках предположения о локальной релаксации напряжений в активном слое светодиодов, не исключая полностью наличие процессов зарядки/перезарядки дефектов.

4. Установлено, что облучение даже с самыми низкими токами пучка приводит к скольжению фрагментов дислокаций, лежащих в базисной плоскости. При этом большая часть дислокаций остается неподвижной, а смещение сегментов дислокаций происходит на малые расстояния из-за наличия большого количества стопоров, таких как, например, проникающие

дислокации. Оценена скорость скольжения при облучении. Обнаружено, что дислокации могут двигаться в призматических плоскостях.

## Список литературы

- [1] Runtton D., Trabert B., Shealy J. and Vetury R. History of GaN: High-Power RF Gallium Nitride (GaN) from Infancy to Manufacturable Process and Beyond // *IEEE Microwave Mag.* — 2013. — V. 14. — P. 82–93.
- [2] Cao X.-A. Green nitride LEDs // *GaN and ZnO-Based Materials and Devices*, edited by S. J. Pearton. — Springer-Verlag, Berlin. — 2012. — P. 121–152.
- [3] Nakamura S. Laser diodes // *GaN and Related Materials II*, edited by S. J. Pearton — Gordon and Breach Science, The Netherlands. — 2000. — P. 1–46.
- [4] Hirayama H. Quaternary InAlGaN-based high-efficiency ultraviolet light-emitting diodes // *J. Appl. Phys.* — 2005. — V. 97. — P. 091101(1)–091101(19).
- [5] Zhao H., Liu G., Zhang J., Poplawski J.D., Dieroff V. and Tansu V. Approaches for high internal quantum efficiency green InGaN light-emitting diodes with large overlap quantum wells // *Opt. Express.* — 2011. — V. 19. — P. A991–A1007.
- [6] Wang C.-Y., Chen L.-Y., Chen C.-P., Cheng Y.-W., Ke M.-Y., Hsieh M.-Y., Wu H.-M., Peng L.-H. and Huang J.J. GaN nanorod light emitting diode arrays with a nearly constant electroluminescent peak wavelength // *Opt. Express.* — 2008. — V. 16. — P. 10549–10556.
- [7] Kang B.S., Ren F., Wang H.T., Ren F. and Pearton S.J. Electrical detection of biomaterials using AlGaIn/GaN high electron mobility transistors // *J. Appl. Phys.* — 2008. — V. 104. — P. 031101(1)–031101(11).
- [8] Visalli D., Hove M.V., Srivastava P., Marcon D., Geens K., Kang X., Vandenplas E., Viaene J., Leys M., Cheng K., Sijmus B., Decoutere S. and Borghs G. GaN-on-Si For High-Voltage Applications *GaN Power Devices* // *ECS Trans.* — 2011. — V. 41. — P. 101–112.
- [9] Jain S.C., Willander M., Narayan J. and Van Overstraeten R. III-nitrides: Growth, characterization, and properties // *J. Appl. Phys.* — 2000. — V. 87. — P. 965–1006.



- [10] Okamoto K. and Kawakami Y. High-Efficiency InGaN/GaN Light Emitters Based on Nanophotonics and Plasmonics // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. — 2009. — V. 15. — P. 1199–1209.
- [11] Leamy H.J. Charge collection scanning electron microscopy // J. Appl. Phys. — 1982. — V. 53. — P. R51–R80.
- [12] Holt D.B. // In: SEM Microcharacterization of Semiconductors. Ed.by Holt D.B. and Joy D.C. — Academ.Press. — 1989. — P. 241–338.
- [13] Yakimov E.B. Electron beam induced current investigations of electrical inhomogeneities with high spatial resolution // Scanning Microscopy. — 1992. — V. 6. — N 1. — P. 81–96.
- [14] Якимов Е.Б. Модуляционные методы растровой электронной микроскопии // Заводск. лаб. — 1998. — Т. 64. — № 3. — С. 20–30.
- [15] Якимов Е.Б. Наведенный электронным пучком ток и его использование для характеристики полупроводниковых структур // Изв. АН СССР, Сер. физ. — 1992. — Т. 56. — № 3. — С. 31–44.
- [16] Wu C.J., Wittry D.B. Investigation of minority-carrier diffusion lengths by electron bombardment of Schottky barriers // J. Appl. Phys. — 1978. — V. 49. — P. 2827–2836.
- [17] Chi J.Y. and Gatos H.C. Determination of dopant-concentration diffusion length and lifetime variations in silicon by scanning electron microscopy // J. Appl. Phys. — 1979. — V. 50. — P. 3433–3440.
- [18] Якимов Е.Б. Определение локальных электрических параметров полупроводниковых материалов методами растровой электронной микроскопии // Зав. лаб. — 2002. — Т. 68. — С. 63–70.
- [19] Yakimov E.B., Borisov S.S., Zaitsev S.I. EBIC measurements of small diffusion length in semiconductor structures // ФТП. — 2007. — Т. 41. — С. 426–428.
- [20] Kuiken H.K. and Opdorp C.V. Evaluation of diffusion length and surface-recombination velocity from a planar-collector-geometry

- electron-beam-induced current scan // *J. Appl. Phys.* — 1985. — V. 57. — P. 2077–2090.
- [21] Ioannou D.E., Dimitriadis C.A. A SEM-EBIC minority-carrier diffusion-length measurement technique // *IEEE Trans. Electron. Dev.* — 1982. — V. ED-29. — P. 445–450.
- [22] Donolato C. Charge collection in a Schottky diode as a mixed boundary-value problem // *Solid State Electron.* — 1985. — V. 28. P. — 1143–1151.
- [23] Holloway H. Peritheral electron-beam induced current response of a shallow p–n junction // *J. Appl. Phys.* — 1984. — V. 55. — P. 3669–3675.
- [24] Luke K.L. Evaluation of diffusion length from a planar-collector-geometry electron-beam-induced current profile // *J. Appl. Phys.* — 1996. — V. 80. — P. 5775–5785.
- [25] Popovici G., Morkoc H. Growth and doping of defects in III-nitrides // *GaN and Related Materials II.* — Gordon and Breach Science, The Netherlands. — 2000. — P. 93–172.
- [26] Sugahara T., Sato H., Hao M., Naoi Y., Kurai S., Tottori S., Yamashita K., Nishino K., Romano L.T. and Sakai S. Direct Evidence that Dislocations are Non-Radiative Recombination Centers in GaN // *Jpn. J. Appl. Phys.* — 1998. — V. 37. — P. L398–L400.
- [27] Gao F., Lu B., Li L., Kaun S., Speck J.S., Thompson C.V. and Palacios T. Role of oxygen in the OFF-state degradation of AlGaIn/GaN high electron mobility transistors // *Appl. Phys. Lett.* — 2011. — V. 99. — P. 223506(1)–223506(3).
- [28] Law J.J.M., Yu E.T., Koblmüller G., Wu F. and Speck J.S. Low defect-mediated reverse-bias leakage in (0001) GaN via high-temperature molecular beam epitaxy // *Appl. Phys. Lett.* — 2010. — V. 96. — P. 102111(1)–102111(3).
- [29] Hinoki A., Kikawa J., Yamada T., Tsuchiya T., Kamiya S., Kurouchi M., Kosaka K., Araki T., Suzuki A. and Nanishi Y. Effects of Traps Formed by

- Threading Dislocations on Off-State Breakdown Characteristics in GaN Buffer Layer in AlGaIn/GaN Heterostructure Field-Effect Transistors // *Appl. Phys. Express* 1. — 2008. — P. 011103(1)–011103(3).
- [30] Tapajna M., Kaun S.W., Wong M.H., Gao F., Palacios T., Mishra U. K., Speck J.S. and Kuball M. Influence of threading dislocation density on early degradation in AlGaIn/GaN high electron mobility transistors // *Appl. Phys. Lett.* — 2011. — V. 99. — P. 223501(1)–223501(3).
- [31] Armstrong A., Henry T. A., Koleske D.D., Crawford M.H., Westlake K.R. and Lee S.R. Dependence of radiative efficiency and deep level defect incorporation on threading dislocation density for InGaIn/GaN light emitting diodes // *Appl. Phys. Lett.* — 2012. — V. 101. — P. 162102(1)–162102(4).
- [32] Meneghini M., Trivellin V., Orita K., Takigawa S., Tanaka T., Ueda D., Meneghesso G. and Zanoni E. Degradation of InGaIn-based laser diodes analyzed by means of electrical and optical measurements // *Appl. Phys. Lett.* — 2010. — V. 97. — P. 263501(1)–263501(3).
- [33] Polyakov A.Y. and Lee I.-H. Deep traps in GaN-based structures as affecting the performance of GaN devices // *Mater. Sci. Eng. R.* — 2015. — V. 94. — P. 1–56.
- [34] Look D.C. and Sizelove J.R. Dislocation Scattering in GaN // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — V. 82. — P. 1237–1240.
- [35] Farvacque J.-L., Bougrioua Z. and Moerman I. Free-carrier mobility in GaN in the presence of dislocation walls // *Phys. Rev. B.* — 2001. — V. 63. — P. 115202(1)–115202(8).
- [36] Youtsey C., Romano L. T. and Adesida I. Gallium nitride whiskers formed by selective photoenhanced wet etching of dislocations // *Appl. Phys. Lett.* — 1998. — V. 73. — P. 797–799.
- [37] Hansen P.J., Strausser Y.E., Erickson A.V., Tarsa E.J., Kozodoy P., Brazel E.G., Ibbetson J.P., Mishra U., Narayanamurti V., DenBaars S.P. and Speck J.S. Scanning capacitance microscopy imaging of threading dislocations in

- GaN films grown on (0001) sapphire by metalorganic chemical vapor deposition // *Appl. Phys. Lett.* — 1998. — V. 72. — P. 2247–2249.
- [38] Lester S.D., Ponce F.A., Craford M.G. and Steigerwald D.A. High dislocation densities in high efficiency GaN-based light-emitting diodes // *Appl. Phys. Lett.* — 1995. — V. 66. — P. 1249–1251.
- [39] Rosner S.J., Carr E.C., Ludowise M.J., Girolami G. and Erikson H.I. Correlation of cathodoluminescence inhomogeneity with microstructural defects in epitaxial GaN grown by metalorganic chemical-vapor deposition // *Appl. Phys. Lett.* — 1997. — V. 70. — P. 420–422.
- [40] Albrecht M., Cremades A., Krinke J., Christiansen S., Ambacher O., Piqueras J., Strunk H.P. and Stutzmann M. Carrier Recombination at Screw Dislocations in n-Type AlGaIn Layers // *Phys. Stat. Sol. B.* — 1999. — V. 216. — P. 409–414.
- [41] Cherns D., Henley J.S., Ponce F.A. Edge and screw dislocations as nonradiative centers in InGaIn/GaN quantum well luminescence // *Appl. Phys. Lett.* — 2001. — V. 78. — P. 2691–2693.
- [42] Shmidt V.M., Soltanovich O.A., Usikov A.S., Yakimov E.B., Zavarin E.E. High-resolution electron-beam-induced-current study of the defect structure in GaN epilayers // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2002. V. 14. P. 13285–13290.
- [43] Shmidt V.M., Sirotkin V.V., Usikov A.S. and Zavarin E.E. SEM investigations of individual extended defects in GaN epi-layers // *Inst. Phys. Conf. Ser.* — 2003. — V. 180. P. — 597–600.
- [44] Yakimov E.B. Electron-beam-induced-current study of defects in GaN; experiments and simulation // *J. Phys.: Condens. Matter.* — 2002. — V. 14. — P. 13069–13077.
- [45] Shmidt V.M., Sirotkin V.V., Sitnikova A.A., Soltanovich O.A., Zolotareva R.V. and Yakimov E.B. SEM/EBIC investigations of extended defect system in GaN epilayers // *Phys. Stat. Sol. (c).* — 2005. — V. 2. — P. 1797–1801.

- [46] Tuomisto F., Hautakangas S., Makkonen I., Ranki V., Puska M.J., Saarinen K., Bockowski M., Suski T., Paskova T., Monemar B., Xu X. and Look D.C. Dissociation of  $V_{\text{Ga}}\text{-O}_{\text{N}}$  complexes in HVPE GaN by high pressure and high temperature annealing // *Phys. Stat. Sol. B.* — 2006. — V. 243. — P. 1436–1440.
- [47] Northrup J.E. Screw dislocations in GaN: The Ga-filled core model // *Appl. Phys. Lett.* — 2001. V. — 78. P. — 2288–2290.
- [48] Shabunina E.I., Averkiev V.S., Chernyakov A.E., Levinshtein M.E., Petrov P.V. and Shmidt V.M. Extended defect system as a main source of nonradiative recombination in InGaN/GaN LEDs // *Phys. Stat. Sol. C.* — 2013. — V. 10. — P. 335–337.
- [49] Pinos A., Marcinkevicius S. and Shur M.S. High current-induced degradation of AlGaN ultraviolet light emitting diodes // *J. Appl. Phys.* — 2011. — V. 109. — P. 103108(1)–103108(10).
- [50] Egawa T., Ishikawa H., Umeno M. Optical degradation of InGaN/AlGaN light-emitting diode on sapphire substrate grown by metalorganic chemical vapor deposition // *Appl. Phys. Lett.* — 1996. — V. 69. — P. 830–832.
- [51] Ковалев А.Н., Маняхин Ф.И., Кудряшов В.Е., Туркин А.Н., Юнович А.Э. Изменения люминесцентных электрических свойств светодиодов из гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN при длительной работе // *ФТП.* — 1999. — Т. 33. — Вып. 2. — С. 224–232.
- [52] Rossetti M., Smeeton T. M., Tan W.-S., Kauer M., Hooper S.E., Heffernan J., Xiu H. and Humphreys C. J. Degradation of InGaN/GaN laser diodes analyzed by microphotoluminescence and microelectroluminescence mappings // *Appl. Phys. Lett.* — 2008. — V. 92. — P. 151110(1)–151110(3).
- [53] Alexander H. What information on extended defects do we obtain from beam-injection methods? // *Mater. Sci. Eng. B.* — 1994. — V. 24. — P. 1–7.

- [54] Kittler M. and Seifert W. EBIC defect characterisation: state of understanding and problems of interpretation // Mater. Sci. Eng. B. — 1996. — V. 42. — P. 8–13.
- [55] Donolato C. An analytical model of SEM and STEM charge collection images of dislocations in thin semiconductor layers // Phys. Stat. Sol. A. — 1981. — V. 65. — P. 649–658.
- [56] Kamm J.D. A method for investigation of fluctuations in doping concentration and minority-carrier diffusion length in semiconductors by scanning electron microscope // Solid-State Electron. — 1976. — V. 19. — P. 921–925.
- [57] Frigeri C. An EBIC method for the quantitative determination of dopant concentration at striations in LEC GaAs // Inst. Phys. Conf. Ser. — 1987. — V. 87. — P. 745–750.
- [58] Сироткин В.В., Шмидт Н.М., Якимов Е.Б. Исследование характеристик объектов с нанометровыми размерами в пленках GaN методом наведенного тока // Изв. РАН, сер. физ. — 2005. — Т. 69. — С. 463–465.
- [59] Заварин Е.Е., Зайцев С.И., Сироткин В.В., Усиков А.С., Шмидт Н.М., Якимов Е.Б. Исследование эпитаксиальных слоев n-GaN в режиме наведенного тока с субмикронным пространственным разрешением // Поверхность. Рентген. Синхротр. Нейтр. Исслед. — 2003. — Т. 3. — С. 11–14.
- [60] Donolato C. On the theory of SEM charge collection imaging of localized defects in semiconductors // Optik. — 1978/1979. — V. 52. — P. 19–36.
- [61] Sirotkin V.V, Yakimov E.B. and Zaitsev S.I. Simulation of recombination contrast of extended defects in the modulated EBIC // Mater. Sci. Eng. B. — 1996. — V. 42. — P. 176–180.
- [62] Sirotkin V.V. and Yakimov E.B. Reconstruction of electrical properties distribution around extended defects with submicron spatial resolution based on the SEM-EBIC measurement // Inst. Phys. Conf. Ser. — 1997. — V. 160. — P. 79–82.

- [63] Usui C.A., Sunakawa H., Sakai A. and Yamaguchi A. Thick GaN Epitaxial Growth with Low Dislocation Density by Hydride Vapor Phase Epitaxy // *Jpn. J. Appl. Phys.* — 1997. — V. 36. — P. L899–L902.
- [64] Sone H., Nambu S., Kawaguchi Y., Yamaguchi M., Miyake H., Hiramatsu K., Iyechika Y., Maeda T. and Sawaki V. Optical and Crystalline Properties of Epitaxial-Lateral-Overgrown-GaN Using Tungsten Mask by Hydride Vapor Phase Epitaxy // *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2.* — 1999. — V. 38. — P. L356–L359.
- [65] Liliental-Weber Z., Cherns D. Microstructure of laterally overgrown GaN layers // *J. Appl. Phys.* — 2001. — V. 89. — P. 7833–7840.
- [66] Reshchikov M.A. and Morkoc H. Luminescence properties of defects in GaN // *J. Appl. Phys.* — 2005. — V. 97. — P. 061301(1)–061301(95).
- [67] Chernyak L., Osinsky A., Nootz G., Schulye A., Jasinski J., Benamara M., Liliental-Weber Z., Look D.C. and Molnar R.J. Electron beam and optical depth profiling of quasibulk GaN // *Appl. Phys. Lett.* — 2000. — V. 77. — P. 2695–2697.
- [68] Nakamura S. // *In GaN and Related Materials II*, edited by S. J. Pearton. — Gordon and Breach. New York. — 1999. — P. 1–45.
- [69] Muret P., Phillippe A., Monroy E., Munoz E., Beaumont B., Omnes F. and Gibart P. Properties of a hole trap in n-type hexagonal GaN // *J. Appl. Phys.* — 2002. — V. 91. — P. 2998–3001.
- [70] Auret F.D., Meyer W.E., Wu L., Hayes M., Legodi M.J., Beaumont B. and Gibart P. Electrical characterisation of hole traps in n-type GaN // *Phys. Status Solidi A.* — 2004. — V. 201. — P. 2271–2276.
- [71] Kaschner A., Hoffmann A., Thomsen C., Bertram F., Riemann T., Christen J., Hiramatsu K., Shibata T. and Sawaki V. Optical microscopy of electronic and structural properties of epitaxial laterally overgrown GaN // *Appl. Phys. Lett.* — 1999. — V. 74. — P. 3320–3322.

- [72] Kaschner A., Hoffmann A., Thomsen C., Bertram F., Riemann T., Christen J., Hiramatsu K., Sone H. and Sawaki V. Micro-Raman and cathodoluminescence studies of epitaxial laterally overgrown GaN with tungsten masks: A method to map the free-carrier concentration of thick GaN samples // *Appl. Phys. Lett.* — 2000. — V. 76. — P. 3418–3420.
- [73] Trager-Cowan C., Sweeney F., Trimby P.W., Day A.P., Gholinia A., Schmidt V.-H., Parbrook P.J., Wilkinson A.J. and Watson I.M. Electron backscatter diffraction and electron channeling contrast imaging of tilt and dislocations in nitride thin films // *Phys. Rev. B.* — 2007. — V. 75. — P. 085301(1)–085301(8).
- [74] Zheleva T.S., Nam O.-H., Bremser M.D. and Davis R.F. Dislocation density reduction via lateral epitaxy in selectively grown GaN structures // *Appl. Phys. Lett.* — — 1997. — V. 71. — P. 2472–2474.
- [75] Петров В.И. Катодолюминесцентная микроскопия // *Усп. физ. наук.* — 1996. — Т. 166. С. 859-871.
- [76] Yacobi B.G., Holt D.B. Cathodoluminescence scanning electron microscopy of semiconductors // *J. Appl. Phys.* — 1986. — V. 59. — P. R1–R24.
- [77] Dassonneville S., Amokrane A., Sieber B., Farvacque J.-L., Beaumont B., Bousquet V., Gibart P., Leifer K., Ganiere J.-D. Cathodoluminescence intensity and dislocation contrast evolutions under electron beam excitation in epitaxial GaN laterally overgrown on (0001) sapphire // *Physica B.* — 1999. — V. 273–274. — P. 148–151.
- [78] Toth M., Fleischer K. and Phillips M.R. Direct experimental evidence for the role of oxygen in the luminescent properties of GaN // *Phys. Rev. B.* — 1999. — V. 59. — P. 1575–1578.
- [79] Seager C.H., Myers S.M., Vaandrager B. and Nelson J.S. Isotope effects on the rate of electron-beam dissociation of Mg–H complexes in GaN // *Appl. Phys. Lett.* — 2002. — V. 80. — P. 2693–2695.



- [80] Chang Y.C., Cai A.L., Johnson M.A.L., Muth J.F., Kolbas R.M., Reitmeier Z.J., Einfeldt S., Davis. R.F. Electron-beam-induced optical memory effects in GaN // *Appl. Phys. Lett.* — 2002. — V. 80. — P. 2675–2677.
- [81] Amano H., Kito M., Hiramatsu K., Akasaki I. P-Type Conduction in Mg-Doped GaN Treated with Low-Energy Electron Beam Irradiation (LEEBI) // *JpV. J. Appl. Phys.* — 1989. — V. 28. — P. L2112–L2114.
- [82] Nakamura S., Senoh M., Mukai T. P-GaN/N-InGaN/N-GaN Double-Heterostructure Blue-Light-Emitting Diodes // *Jpn. J. Appl. Phys.* — 1993. — V.32. — P. L8-L11.
- [83] Li X., Coleman J.J. Time-dependent study of low energy electron beam irradiation of Mg-doped GaN grown by metalorganic chemical vapor deposition // *Appl. Phys. Lett.* — 1996. — V. 69. — P. 1605–1607.
- [84] Li X., Gu S.Q., Reuter E.E., Verdeyen J.T., Bishop S.G., Coleman J.J. Effect of e-beam irradiation on a p-n junction GaN light emitting diode // *J. Appl. Phys.* — 1996. — V. 80. — P. 2687–2690.
- [85] O’Neill J.P., Ross I.M., Cullis A.G., Wang T., Parbrook P.J. Electron-beam-induced segregation in InGaN/GaN multiple-quantum wells // *Appl. Phys. Lett.* — 2003. — V. 83. — P. 1965–1967.
- [86] Smeeton T.M., Kappers M.J., Barnard J.S., Vickers M.E. and Humphreys C.J. Electron-beam-induced strain within InGaN quantum wells: False indium “cluster” detection in the transmission electron microscope // *Appl. Phys. Lett.* — 2003. — V. 83. — P. 5419–5421.
- [87] Leung K.K., Fong W.K., Chan P.K.L. and Surya C. Physical mechanisms for hot-electron degradation in GaN light-emitting diodes // *J. Appl. Phys.* — 2010. — V. 107. — P. 073103(1)–043103(6).
- [88] Sieber B. Interdiffusion as the First Step of GaN Quantum Dot Degradation Demonstrated by Cathodoluminescence Experiments // *Microscopy of Semiconducting Materials 2007: A.G. Cullis, P.A. Midgley (Eds.), Springer Proceed. Phys., Springer. Netherlands.* — 2008. — V. 120. — P. 459–462.

- [89] Toth M., Fleischer K., Phillips M.R. Electron Beam Induced Impurity Electro-Migration in Unintentionally Doped GaN // *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* — 1999. — V. 4S1. — P. 257-262.
- [90] Dierre B., Yuan X.L., Yao Y.Z., Yokoyama M. and Sekiguchi T. Impact of electron beam irradiation on the cathodoluminescence intensity for ZnO and GaN // *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* — 2008. — V. 19. — P. 307–310.
- [91] Gfrörer O., Gemmer C., Off J., Im J. S., Scholz F. and Hangleiter A. Direct Observation of Pyroelectric Fields in InGaN/GaN and AlGaIn/GaN Heterostructures // *Phys. Status Solidi B.* — 1999. — V. 216. — P. 405–408.
- [92] Jahn U., Dhar S., Kostial H., Watson I.M. and Fujiwara K. Low-energy electron-beam irradiation of GaN-based quantum well structures // *Phys. Status Solidi C.* — 2003.— N. 7. — P. 2223–2226.
- [93] Jahn U., Dhar S., Kostial H., Watson I.M., Fujiwara K. Electron-beam-induced modifications of electronic properties in GaN-based quantum well structures // *Inst. Phys. Conf. Ser.* — 2003. — V. 180. — P. 337–340.
- [94] Bunker K.L., Garcia R., Russell P.E. Scanning electron microscopy cathodoluminescence studies of piezoelectric fields in an InGaIn/GaN quantum-well light-emitting diode // *Appl. Phys. Lett.* — 2005. — V. 86. — P. 082108(1)–082108(3).
- [95] Ahmed M.E., Berkman E.A., Zavada J., El-Masry V. A. and Bedair S.M. Strain relaxation in  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  quantum well structures // *Phys. Status Solidi C.* — 2011. — V. 8. — N 7–8. — P. 2034–2037.
- [96] Yu E.T., Dang X.Z., Asbeck P.M. and Lau S.S. Spontaneous and piezoelectric polarization effects in III–V nitride Heterostructures // *J. Vac. Sci. Technol. B.* — 1999. — V. 17. — N. 4. — P. 1742–1749.
- [97] Morkoç H. // *Nitride Semiconductors and Devices.* — Springer, Berlin. — 1999. — P. 68–79.
- [98] Takeuchi T., Wetzel C., Amano H. and Akasaki I. III-V Nitride Semiconductors: Applications and Devices: Piezoelectric Effect in Group-III

Nitride-Based Heterostructures and Quantum Wells // Taylor and Francis, New York. — 2003. — P. 399–438.

- [99] Chichibu S. F., Azuhata T., Sota T., Mukai T. and Nakamura S. Localized quantum well excitons in InGaN single-quantum-well amber light-emitting diodes // *J. Appl. Phys.* — 2000. — V. 88. — P. 5153–5157.
- [100] Takeuchi T., Wetzel C., Yamaguchi S., Sakai H., Amano H., Akasaki I., Kaneko Y., Nakagawa S., Yamaoka Y. and Yamada V. Determination of piezoelectric fields in strained GaInN quantum wells using the quantum-confined Stark effect // *Appl. Phys. Lett.* — 1998. — V. 73. — P. 1691–1693.
- [101] Chichibu S.F., Marchand H., Minsky M.S., Keller S., Fini P.T., Ibbetson J.P., Fleishcher. S.B., Speck J.S., Bowers J.E., Hu E., Mishra U.K., Denbaars S.P., Deguchi T., Sota T. and Nakamura S. Emission mechanisms of bulk GaN and InGaN quantum wells prepared by lateral epitaxial overgrowth // *Appl. Phys. Lett.* — 1999. — V. 74. — P. 1460–1462.
- [102] Takeuchi T., Sota S., Katsuragawa M., Komori M., Takeuchi H., Amano H. and Akasaki I. Quantum-Confined Stark Effect due to Piezoelectric Fields in GaInN Strained Quantum Wells // *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2.* — 1997. — V. 36. — P. L382–L385.
- [103] Chichibu S.F., Abare A.C., Minsky M.S., Keller S., Fleischer S.B., Bowers J.E., Hu E., Mishra U.K., Coldren L.A., DenBaars S.P. and Sota T. Effective band gap inhomogeneity and piezoelectric field in InGaN/GaN multiquantum well structures // *Appl. Phys. Lett.* — 1998. — V. 73. — P. 2006–2008.
- [104] Maeda K., Suzuki K., Ichihara M., Nishiguchi S., Ono K., Mera Y. and Takeuchi S. Electronically induced dislocation glide motion in hexagonal GaN single crystals // *Physica B.* — 1999. — V. 273–274. — P. 134–139.
- [105] Tomiya S., Goto S., Takeya M., Ikeda M. Defects in degraded GaN-based laser diodes // *Phys. Stat. Sol. A.* — 2003. — V. 200. — N 1. — P. 139–142.

- [106] Pursiainen O., Linder V., Jaeger A., Oberschmid R. and Streubel K. Identification of aging mechanisms in the optical and electrical characteristics of light-emitting diodes // *Appl. Phys. Lett.* — 2001. — V. 79. — P. 2895–2897.
- [106] Kovalev A.V., Manyakhin F.I., Kudryashov V.E., Turkin A.V., Yunovich A.E. Changes in the luminescent and electrical properties of InGaN/AlGaIn/GaN light-emitting diodes during extended operation // *Semiconductors.* — 1999. — V. 33. P. — 192–199.
- [107] Lee I.-H., Polyakov A.Y., Smirnov V.B., Govorkov A.V., Markov A.V. and Pearton S.J. Electrical and recombination properties and deep traps spectra in MOCVD ELOG GaN layers // *Phys. Stat. Sol. C.* — 2006. — V. 3. — P. 2087–2090.
- [108] Jeon D.W., Choi W.M., Shin H.J., Yoon S.M., Choi J.Y., Jang L.W. and Lee I.-H. Nanopillar InGaIn/GaN light emitting diodes integrated with homogeneous multilayer graphene electrodes // *J. Mater. Chem.* — 2011. — V. 21. — P. 17688–17692.
- [109] Polyakov A.Y., Jeon D.-W., Smirnov V.B., Govorkov A.V., Kozhukhova E.A., Yakimov E.B., Lee I.-H. Electrical and luminescent properties and deep traps spectra in GaN nanopillar layers prepared by dry etching // *J. Appl. Phys.* — 2012. — V. 112. — P. 073112(1)–073112(6).
- [110] Polyakov A.Y., Jeon D.W., Govorkov A.V., Smirnov V.B., Sokolov V.V., Kozhukhova E.A., Yakimov E.B., Lee I.-H. Properties of nanopillar structures prepared by dry etching of undoped GaN grown by maskless epitaxial overgrowth // *J. Alloys Compd.* — 2013. — V. 554. — P. 258–263.
- [111] Donolato C. Charge collection in a Schottky diode as a mixed boundary-value problem // *Solid-State Electron.* 1985. V. 28. N 11. P. 1143–1151.
- [112] Donolato C. A reciprocity theorem for charge collection // *Appl. Phys. Lett.* — 1985. — V. 46. — P. 270–272.

- [113] Yakimov E.B. // In Solid State Phenomena, edited by H. Tokamaga and T. Sekiguchi, Scitec, Zuerich Uetikon. — 2001. — V. 5. — P. 79–85.
- [114] Shmidt V.M., Besyulkin A.V., Kolmakov A.G., Loskutov A.V., Lundin W.V., Usikov A.S., Yakimov E.B., Zavarin E.E. EBIC Characterization of III–Nitride Structures Using Multifractal Parameterization // Phys. Stat. Sol. (c). — 2002. — N 1. — P. 457–460.
- [115] Yakimov E.B., Borisov S.S. and Zaitsev S.I. EBIC Measurements of Small Diffusion Length in Semiconductor Structures // Semiconductors. 2007. V. 41. P. 411–413.
- [116] Еременко В.Г., Якимов Е.Б. Исследование электрической активности плоскостей скольжения дислокации в кремнии методом наведенного тока в рэм // Изв. РАН, сер. физ. — 2004. — Т. 68. — С. 1328–1331.
- [117] Eremenko V.G., Yakimov E.B. Anomalous electrical properties of dislocation slip plane in Si // Eur. Phys. J., Appl. Phys. — 2004. — V. 27. — P. 349–351.
- [118] Shmidt V.M., Yakimov E.B. Diffusion length and effective carrier lifetime in III-nitrides // Proc. of 13 th Int. Conf. "Nanostructures: Physics and Technology". Ioffe Institute, St. Petersburg. — 2005. — P. 300–301.
- [119] Sharma V., Thomas P., Tricker D. and Humphreys C. Chemical mapping and formation of V-defects in InGaN multiple quantum wells // Appl. Phys. Lett. — 2000. — V. 77. — P. 1274–1276.
- [120] Henley S.J. and Cherns D. Cathodoluminescence studies of threading dislocations in InGaN/GaN as a function of electron irradiation dose // J. Appl. Phys. — 2003. — V. 93. — P. 3934–3939.
- [121] Yufeng L., Feng Y., Xilin S., Shuo L., Wen D. and Xun H. Carrier injection modulated by V-defects in InGaN/GaN multiple-quantum-well blue LEDs // Jpn. J. Appl. Phys. — 2014. — V. 53. — P. 112103(1)–112103(4).

- [122] Xiaoming W., Junlin L. and Fengyi J. Hole injection from the sidewall of V-shaped pits into c-plane multiple quantum wells in InGaN light emitting diodes // *J. Appl. Phys.* — 2015. — V. 118. — P. 164504(1)–164504(4).
- [123] Zhijue Q., Junlin L., Fang F., Guangxu W. and Fengyi J. A new interpretation for performance improvement of high-efficiency vertical blue light-emitting diodes by InGaN/GaN superlattices // *J. Appl. Phys.* — 2015. — V. 118. — P. 193102(1)–193102(1).
- [124] Thomsen M., Jönen H., Rossow U. and Hangleiter A. Effects of spontaneous polarization on GaInN/GaN quantum well structures // *J. Appl. Phys.* — 2011. — V. 109. — P. 123710(1)–123710(9).
- [125] Jho Y.D., Yahng J.S., Oh E., Kim D.S. Field-dependent carrier decay dynamics in strained  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 2002. — V. 66. — P. 035334(1)–035334(11).
- [126] Sari E., Nizamoglu S., Lee I.-H., Baek J.-H., Demir H.V. Electric field dependent radiative decay kinetics of polar InGaN/GaN quantum heterostructures at low fields // *Appl. Phys. Lett.* — 2009. — V. 94. — P. 211107(1)–211107(3).
- [127] Shmagin I.K., Muth J.F., Lee J.H., Kolbas R.M., Balkas C.M., Sitar Z., Davis R.F. Optical metastability in bulk GaN single crystals // *Appl. Phys. Lett.* — 1997. — V. 71. — P. 455–457.
- [128] Eliseev P.G., Perlin P., Lee J., Osinski M. “Blue” temperature-induced shift and band-tail emission in InGaN-based light sources // *Appl. Phys. Lett.* — 1997. — V. 71. — P. 569–571.
- [129] Netzel C., Mauder C., Wernicke T., Reuters B., Kalisch H., Heuken M., Vescan A., Weyers M., Kneissl M. Strong charge carrier localization interacting with extensive nonradiative recombination in heteroepitaxially grown m-plane GaInN quantum wells // *Semicond. Sci. Technol.* — 2011. — V. 26. — P. 105017(1)–105017(8).

- [130] Wang Q., Bai J., Gong Y.P. and Wang T. Influence of strain relaxation on the optical properties of InGaN/GaN multiple quantum well nanorods // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2011. — V. 44. — P. 395102(1)–395102(6).
- [131] Koveshnikov S.V., Yakimov E.B., Yarykin V.A., Yunkin V.A. Plasma Stimulated Impurity Redistribution in Silicon // *Phys. Stat. Sol. A.* — 1989. — V. 111. — P. 81–88.
- [132] Simpkins B.S., Yu E.T., Waltereit P. and Speck J.S. Correlated scanning Kelvin probe and conductive atomic force microscopy studies of dislocations in gallium nitride // *J. Appl. Phys.* — 2003. — V. 94. — N. 3. — P. 1448–1453.
- [134] Donolato C. A theoretical study of the charge collection contrast of localized semiconductor defects with arbitrary recombination activity // *Semicond. Sci. Technol.* — 1992. — V.7. — P. 37–43.
- [135] Kuball M., Benyoucef M., Wills H. H., Beaumont B. and Gibart P. Raman mapping of epitaxial lateral overgrown GaN: Stress at the coalescence boundary // *J. Appl. Phys.* — 2001. — V. 90. — P., 3656–3658.
- [136] Chen W. M., McNally P. J., Kanatharana J., Lowney D., Jacobs K., Tuomi T., Knuutila L., Riikonen J. and Toivonen J. Tilted-wing-induced stress distribution in epitaxial lateral overgrown GaN // *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* — 2003. — V. 14. — P. 283–286.

## Список публикаций по теме диссертации

- 1 Greshnov A.A., Chernyakov A.E., Ber B.Y., Davydov D.V., Kovarskyi A.P., Shmidt N.M., Snegov F.M., Soltanovich O.A., Vergeles P.S., Yakimov E.B. Comparative Study of Quantum Efficiency of Blue LED with Different Nanostructural Arrangement // *Physica Status Solidi C*. — 2007. — V. 4. — N 8. — P. 2981–2985.
- 2 Бельник С.А., Вергелес П.С., Шмидт Н.М., Якимов Е.Б. Дефекты со светлым контрастом в режиме наведенного тока в светоизлучающих структурах на основе GaN. // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*. — 2007. — Т. 7. — С. 34–37.
- 3 Polyakov A.Y., Smirnov N.B., Govorkov A.V., Markov A.V., Yakimov E.B., Vergeles P.S., Kolin N.G., Merkurisov D.I., Boiko V.M., Lee In-Hwan, Lee, S.J. Pearton Cheul-Ro. Neutron Radiation Effects in Epitaxially Laterally Overgrown GaN Films // *J. Electronic Mater.* — 2007. — V. 36. — N 10. — P. 1320–1325.
- 4 Shmidt N.M., Vergeles P.S., Yakimov E.B. EBIC characterization of light emitting structures based on GaN // *Физика и Техника Полупроводников*. — 2007. — Т. 41. — Вып. 4. — С. 501–504.
- 5 Yakimov E.B., Vergeles P.S., Polyakov A.Y., Smirnov N.B., Govorkov A.V., Lee In-Hwan, Lee Cheul Ro, Pearton S.J. Spatial variations of doping and lifetime in epitaxial laterally overgrown GaN // *Applied Physics Letters*. — 2007. — V. 90. — N 15. — P. 152114(1)–152114(3).
- 6 Вергелес П.С., Говорков А.В., Поляков А.Я., Смирнов Н.Б., Якимов Е.Б. Исследование пленок GaN, полученных методом латерального наращивания, методом наведенного тока // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*. — 2008. — Т. 9. — С.14–17.
- 7 Polyakov A.Y., Smirnov N.B., Govorkov A.V., Markov A.V., Yakimov E.B., Vergeles P.S., Lee In-Hwan and Lee Cheul Ro, S.J. Pearton. Effects of laterally overgrown n-GaN thickness on defect and deep level concentrations //



- Journal of Vacuum Science & Technology B. — 2008. — V. 26. — P. 990–994.
- 8 Yakimov E.B., Vergeles P.S., Polyakov A.Y., Smirnov N.B., Govorkov A.V., Lee In-Hwan, Lee Cheul Ro, Pearton S.J. Donor nonuniformity in undoped and Si doped n-GaN prepared by epitaxial lateral overgrowth // Applied Physics Letters. — 2008. — V. 92. — P. 42118(1)–42118(3).
  - 9 Yakimov E.B., Vergeles P.S., Govorkov A.V., Polyakov A.Y., Smirnov N.B., Lee In-Hwan, Lee Cheul Ro, Pearton S.J. EBIC investigations of defect distribution in ELOG GaN films // Physica B. — 2009. — V. 404. — P. 4916–4918.
  - 10 Yakimov E.B., Vergeles P.S., Govorkov A.V., Polyakov A.Y., Smirnov N.B., Lee In-Hwan, Lee Cheul Ro, Pearton S.J. EBIC and CL studies of ELOG GaN films // Superlattices and Microstructures. — 2009. — V. 45. — N 4-5. — P. 308–313.
  - 11 Вергелес П.С., Якимов Е.Б. Исследование ширины изображения дислокаций в режиме наведенного тока в пленках GaN и структурах на их основе // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. — 2009. — № 1. — С. 71–73.
  - 12 Polyakov A.Y., Smirnov N.B., Govorkov A.V., Markov A.V., Yakimov E.B., Vergeles P.S., Amano H., Kawashima T. Electrical properties and deep traps spectra in undoped M-plane GaN films prepared by standard MOCVD and by selective lateral overgrowth // J. Crystal Growth. — 2009. — V. 311. — N 10. — P. 2923–2925.
  - 13 Vergeles P.S., Shmidt N.M., Yakimov E.E., Yakimov E.B. Effect of low energy electron irradiation on optical properties of InGaN/GaN light emitting structures // Physica Status Solidi C. — 2011. — V. 8. — N 4. — P. 1265–1268.

- 14 Vergeles P.S., Yakimov E.B. // EBIC investigation of InGaN/GaN multiple quantum well structures irradiated with low energy electrons // J. Physics: Conference Series. — 2011. — V. 281. — P. 012013(1)–012013(6).
- 15 Вергелес П.С., Шмидт Н.М., Якимов Е.Б. Исследование влияния облучения электронным пучком в РЭМ на катодолюминесценцию и наведенный ток в структурах с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. — 2011. — № 10. — С. 33–36.
- 16 Shmidt N.M., Vergeles P.S., Yakimov E.E., Yakimov E.B. Effect of low-energy electron irradiation on the cathodoluminescence of multiple quantum well (MQW) InGaN/GaN structures // Solid State Communications. — 2011. — V. 151. — N 1. — P. 208–211.
- 17 Вергелес П.С., Шмидт Н.М., Якимов Е.Б. Влияние облучения электронным пучком в РЭМ на катодолюминесценцию и наведенный ток в InGaN/GaN светодиодах с заглубленной активной областью // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. — 2012. — № 11. — С. 22–26.
- 18 Вергелес П.С., Якимов Е.Б. Температурная зависимость спектра катодолюминесценции облученных светодиодных структур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. — 2013. — № 9. — С. 38–41.
- 19 Vergeles P.S., Shmidt N.M., Yakimov E.B. Role of extended defects in the transformation of InGaN/GaN multiple quantum well structure optical properties under low energy electron beam irradiation // Physica Status Solidi C. — 2013. — V. 10. — N 3. — P. 464–467.
- 20 Yakimov E.B., Vergeles P.S., Polyakov A.Y., Jeon Dae-Woo, Lee In-Hwan. Low Energy Electron Beam Irradiation Effect on Optical Properties of

- Nanopillar MQW InGaN/GaN Structures // AIP Conference Proceedings. — 2014. — V. 1583, — P. 268–271.
- 21 Yakimov Eugene B., Vergeles Paul S., Polyakov Alexander Y., Cho Han-Su, Jang Lee-Woon, Lee In-Hwan. Microcathodoluminescence spectra evolution for planar and nanopillar multi-quantum-well GaN-based structures as a function of electron irradiation dose // Journal of Vacuum Science & Technology B. — 2014. — V. 32. — N 1. — P. 011207(1)–011207(6).
- 22 Вергелес П.С., Якимов Е.Б. Влияние обратного напряжения на оптические свойства исходных и облученных электронным пучком в РЭМ светодиодов с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. — 2015. — Т. 9. — С. 86–90.
- 23 Вергелес П.С., Якимов Е.Б. Влияние облучения электронами низких энергий на оптические свойства структур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN // Физика и Техника Полупроводников. — 2015. — Т. 49. — Вып. 2. — С. 149–154.
- 24 Yakimov E.B., Vergeles P.S., Polyakov A.Y., Lee In-Hwan, Pearton S.J. Movement of basal plane dislocations in GaN during electron beam Irradiation // Applied Physics Letters. — 015. — V. 106. — P. 132101(1)– 132101(4).
- 25 Якимов Е.Б., Вергелес П.С. Скольжение дислокаций в пленках GaN, выращенных методом латеральной эпитаксии, стимулированное облучением электронами с низкой энергией // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. — 2016. — Т. 9. — С. 81–84.
- 26 Yakimov E.B., Vergeles P.S., Polyakov A.Y., Lee In-Hwan, Pearton S.J. Radiation enhanced basal plane dislocation glide in GaN // Japan. J. Applied Physics. — 2016. — V. 55. — N 5S. — P. 05FM03(1)–05FM03(4).

## **Благодарности**

Я признателен сотрудникам лаборатории локальной диагностики полупроводниковых материалов ИПТМ РАН Феклисовой О.В., Ярыкину Н.А. и Солтановичу О.А. за конструктивные обсуждения результатов исследований. Отдельную благодарность я выражаю научному руководителю д-ру ф.-м. наук, профессору, главному научному сотруднику Якимову Е.Б. за предложение темы.