



Черняков Антон Евгеньевич

Особенности развития деградации внешней квантовой  
эффективности мощных синих светодиодов на основе  
квантоворазмерных InGaN/GaN структур

специальность  
01.04.10 – физика полупроводников

Диссертация  
На соискание ученой степени  
Кандидата ф-м. наук

Научный руководитель  
доктор ф-м. наук Шмидт Н.М.

Санкт-Петербург, 2014

## **Оглавление**

<b>Введение.....</b>	<b>5</b>
Актуальность темы .....	5
Основные цели и задачи .....	6
Научная новизна работы .....	6
Практическая ценность.....	8
Основные положения, выносимые на защиту.....	8
Апробация работы.....	9
Структура и объем диссертации.....	11
<b>Глава 1. Обзор литературы.....</b>	<b>12</b>
1.1 Мощные синие InGaN/GaN светодиоды – основа для создания энергосберегающего твердотельного освещения. ....	12
1.2. Дизайн и технология получения мощных синих светодиодов на основе квантоворазмерных InGaN/GaN структур.....	17
Структурные особенности и специфика дефектов в нитриде галлия и светоизлучающих структурах.....	19
1.4. Безызлучательная рекомбинация в $A^3N$ наноматериалах и особенности излучательной рекомбинации в светоизлучающих InGaN/GaN структурах и светодиодах.....	22
1.3. Основные закономерности развития деградации мощных синих InGaN/GaN светодиодов, известные к началу выполнения работы. ....	35
Выводы:.....	43
<b>Глава 2. Основные объекты исследования, технология выращивания и традиционные методы диагностики светоизлучающих квантоворазмерных InGaN/GaN структур..</b>	<b>44</b>

2.1 Основные объекты исследования и технология выращивания светоизлучающих квантоворазмерных InGaN/GaN структур.....	44
2.2. Традиционные методы исследования структурных, электрических и оптических свойств светоизлучающих структур.....	45
2.3. Методы старения мощных синих светодиодов.....	49
<b>Глава 3. Комплекс методов, позволяющий реализовать новый подход в изучении развития деградации внешней квантовой эффективности мощных синих InGaN/GaN светодиодов .....</b>	<b>52</b>
3.1. Методика определения характера организации наноматериала светоизлучающих квантоворазмерных InGaN/GaN структур на основе мультифрактального анализа.....	53
3. 2. Теоретическое и экспериментальное изучение растекания тока по площади <i>p-n</i> -перехода InGaN/GaN светодиодов.....	72
3.3. Изучение низкочастотного шума в мощных синих InGaN/GaN светодиодах.....	91
Выводы:.....	103
<b>Глава 4. Исследование развития деградации внешней квантовой эффективности мощных синих InGaN/GaN светодиодов с разным характером организации наноматериала на разных временных стадиях старения.....</b>	<b>105</b>
4.1. Основные закономерности развития деградации внешней квантовой эффективности мощных синих InGaN/GaN светодиодов.....	105
4.2. Основные закономерности развития деградации ВКЭ светодиодов на финальной стадии старения.....	108
4.3. Механизмы, ответственные за развитие деградации ВКЭ мощных синих InGaN/GaN светодиодов.....	118

4.4. Скорость развития деградации ВКЭ светодиодов, классифицированных по характеру организации наноматериал (уровню токов утечки). .....	132
4.5. Причины катастрофических отказов и методы выявления ненадежных светодиодов.....	135
Выводы: .....	144
<b>Заключение .....</b>	<b>146</b>
<b>Список литературы .....</b>	<b>148</b>

## Введение

### Актуальность темы

Конец первого десятилетия 21-го века ознаменовался развитием в разных странах мира амбициозных программ по созданию твердотельного энергосберегающего освещения на основе мощных синих InGaN/GaN светодиодов с люминофорным покрытием. Теоретический предел светоотдачи белых светодиодов близок к 350лм/Вт, и в настоящее время на отдельных фирмах достиг значений 303лм/Вт, превысив светоотдачу ламп, но стоимость остается намного выше [1]. Причем снижение стоимости упирается не только в решение технических задач, но и таких фундаментальных как падение внешней квантовой эффективности этих светодиодов начиная с низких плотностей тока  $10\text{А/см}^2$ , немонотонный характер изменения внешней квантовой эффективности (оптической мощности) в первые несколько тысяч часов старения светодиодов на основе квантоворазмерных InGaN/GaN структур и непредсказуемый выход из строя за короткие времена части светодиодов, не отличающейся по основным параметрам от остальных с большим сроком службы. Эти эффекты значительно повышают стоимость \$/Лм, что может привести к нерентабельности перехода на твердотельное освещение. Причины этих явлений интенсивно изучаются мировым научным сообществом на протяжении двух десятилетий, но их природа остается не выясненной, а общепринятые модели отсутствуют до сих пор [2]. Более того, согласно данным, приведенным в обзоре [2] механизмы дефектообразования под действием инжекционного тока, приводящие к непредсказуемому выходу из строя светодиодов, характер взаимосвязи деградации оптической мощности с изменением свойств дефектной системы остается не выясненным. По-прежнему остается предметом дискуссий вопрос о том, какие дефекты генерируются в процессе старения, и преимущественно в каких областях. Представляется, что одной из причин осложняющих понимание

особенностей развития процессов деградации внешней квантовой эффективности InGaN/GaN структур, может быть сложный характер организации наноматериала, формирующийся в неравновесных условиях самоорганизации, приводящий к образованию локальных разно – размерных, от нескольких нанометров до микрон, неоднородностей состава твердого раствора, и системы протяженных дефектов, пронизывающей светоизлучающую структуру. К началу выполнения работы роль этих особенностей в развитии процесса деградации оптической мощности синих светодиодов на основе квантоворазмерных InGaN/GaN структур практически не была изучена. Более того, данные разных авторов о характере развития этого процесса локальном или подобном таковому установленному для светодиодов на основе традиционных  $A^3B^5$ , были противоречивы.

**Основные цели и задачи** данной работы:

- Разработка комплекса методов , позволяющего реализовать новый подход в изучение деградации внешней квантовой эффективности (ВКЭ), учитывающий сложный характер организации наноматериала мощных синих светодиодов на основе квантоворазмерных InGaN/GaN структур;
- Выяснение основных закономерностей снижения значений ВКЭ этих светодиодов при старении, и механизмов ответственных за этот процесс;
- Выяснение взаимосвязи деградации ВКЭ светодиодов с изменением свойств системы протяженных дефектов и разно-размерных неоднородностей состава твердого раствора по индию.

**Научная новизна работы** заключается в том, что предложен новый подход к изучению процесса деградации ВКЭ светодиодов, учитывающий сложный характер организации разно-размерных неоднородностей состава твердого раствора InGaN и присутствие квазиомических шунтов,

локализованных в системе протяженных дефектов, т.е. фрактальную природу наноматериала.

Предложенный подход и количественная классификации разных форм организации наноматериала квантоворазмерных InGaN/GaN структур с помощью параметра, характеризующего степень разупорядоченности наноматериала ( $\Delta_p$ ), позволил выяснить основные закономерности развития деградации ВКЭ этих светодиодов. Выяснено, что дефектообразование под действием инжекционного тока развивается, преимущественно, в двух каналах: в проводящих квазиомических шунтах, локализованных в системе протяженных дефектов, и в локальных областях с неравновесным составом твердого раствора с повышенным содержанием индия. Показано, что в этих каналах существуют все необходимые условия для реализации деградации ВКЭ по механизму Голда-Вайсберга: высокая плотность неравновесных носителей до  $1000 \text{ A/cm}^2$ , их многофононная рекомбинация на примесях, создающих глубокие уровни в запрещенной зоне (в нашем случае слабо связанные атомы индия и галлия в отдельных протяженных дефектах), вызывающая локальные перегревы и рекомбинационно – стимулированную миграцию и диффузией индия и галлия. Эти процессы порождают немонотонное изменение значений ВКЭ на промежуточных временных стадиях старения и приводят к значительному снижению концентрации неравновесных носителей, участвующих в излучательной рекомбинации. Многообразие вариантов развития деградации ВКЭ синих светодиодов вызвано сложной комбинацией и чередованием процессов дефектообразования в этих двух каналах во времени. На финальной стадии деградации, на которой значения ВКЭ уменьшаются на 30% относительно исходных значений, как правило, оба канала действуют одновременно. Неоднозначная связь между излучательной и безызлучательной рекомбинацией в первые 5000 часов вызвана тем, что области, в которых происходят эти процессы, пространственно разнесены. Показано, что изучение в процессе старения эволюции прямой и обратной ветвей ВАХ при

смещениях менее 2В мощных синих светодиодов позволяет разделить вклад каждого из каналов в процесс дефектообразования. Катастрофические отказы светодиодов вызваны в первую очередь процессами дефектообразования в локальных областях с неравновесным по индию составом твердого раствора InGaN, происходящие в результате модуляции проводимости активной области.

**Практическая ценность** работы заключается в том, что разработан метод контроля распределения температуры по площади светодиода, позволяющий разделить вклад в формирование областей перегрева периферии светодиода, неоптимальной геометрии контактных площадок, дефектов сборки и локальных областей перегрева, связанных со свойствами наноматериала светоизлучающих структур; предложен комплекс методов, позволяющий выяснить вклад характера организации наноматериала светоизлучающих структур в скорость развития деградации ВКЭ светодиодов; показано, что для увеличения срока службы необходимо улучшать характер организации наноматериала, разработать режимы роста твердых растворов с минимальным содержанием локальных областей с сильно неравновесным (нерегулярным) составом твердого раствора, избегать галлий и индий обогащенных режимов роста; предложен метод выявления наиболее ненадежных, склонных к катастрофическим отказам, светодиодов, по уровню токов утечки и появлению локальных областей с пониженным барьером на прямой ветви ВАХ при смещениях менее 2 В. При этом наиболее ненадежные светодиоды по найденным критериям могут быть выявлены до проведения старения и сборки.

### **Основные положения, выносимые на защиту**

1. Для всех светодиодов, независимо от фирмы изготовителя, дизайна активной области, а также характера организации наноматериала, снижение внешней квантовой эффективности на 30% и более, относительно исходных значений, в процессе старения (финальная



- стадия) вызвано ростом проводимости на порядки квазиомических шунтов, локализованных в системе протяженных дефектов.
2. На финальной стадии в квазиомических шунтах локальная плотность тока превышает  $1000\text{A}/\text{cm}^2$ , вызывая перегрев и усиление дефектообразования по механизму Голда-Вайсберга, сопровождающееся миграцией и диффузией индия и галлия вдоль протяженных дефектов.
  3. Скорость развития процесса деградации внешней квантовой эффективности определяется индивидуальными свойствами InGaN/GaN светодиодов. Развитие этого процесса, в течение нескольких часов, типично для светодиодов с высокой степенью разупорядоченности наноматериала.
  4. Развитие процесса деградации внешней квантовой эффективности во временном интервале от 10 до нескольких тысяч часов, типично для светодиодов с хорошо упорядоченным наноматериалом, но с присутствием локальных областей с существенно неравновесным составом твердого раствора InGaN, по индию. При этом общая площадь таких локальных областей на несколько порядков меньше площади всего светодиода.
  5. Контроль эволюции прямой и обратной ветвей вольтамперной характеристики светодиодов при смещениях менее 2 В на разных временных стадиях старения позволяет разделить процессы дефектообразования, локализованные в системе протяженных дефектов и в разно-размерных неоднородностях твердого раствора, а также выявить наиболее ненадежные светодиоды без долговременных испытаний.

**Апробация работы** Основные результаты диссертации докладывались на Российских и Международных конференциях:

- BIAMS 2008, Toledo (Spain), June , 2008.
- 16 International Symposium Nanostructures: Physics and Technology, St.-Petersburg, December, 2008.
- Всероссийская конференция по физике полупроводников «Полупроводники 2009», г. Томск, сентябрь 2009.
- Международная конференция по дефектам, Санкт-Петербург, июль 2009.
- 2-ая Всероссийская конференция «Многомасштабное моделирование процессов и структур в нанотехнологиях», Москва, май 2009.
- 7-ая Всероссийская конференция «Нитрид Галлия, Индия и Алюминия-структуры и приборы», Москва, февраль, 2010.
- 8-ая Всероссийская конференция «Нитрид Галлия, Индия и Алюминия-структуры и приборы», Санкт-Петербург, июнь 2011.
- 23<sup>rd</sup> European Symposium on the Reliability of electron devices, failure physics and analysis, Cagliari (Italy), October,2012.
- 4 International Symposium on Growth of III-Nitrides,St.-Petersburg, Russia,July, 2012
- 9-ая Всероссийская конференция «Нитрид Галлия, Индия и Алюминия-структуры и приборы», Санкт-Петербург, июнь 2013.
- 17<sup>th</sup> International Conference on Crystal Growth and Epitaxy, Warsaw(Poland), August,2013.
- 14th International Conference on Thermal, Mechanical and Multi-Physics Simulation and Experiments in Microelectronics and Microsystems, 2013.
- 22 International Symposium Nanostructures: Physics and Technology, St.-Petersburg, June, 2014.
- 15th International Conference on Thermal, Mechanical and Multi-Physics Simulation and Experiments in Microelectronics and Microsystems, 2014.

**Публикации** Основные результаты работы опубликованы в 15 печатных работах, из них 12 научные статьи в реферируемых журналах и тезисы в материалах конференций – 3.

**Структура и объем диссертации** Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения, изложенных на 157 страницах машинописного текста. Диссертация включает также 49 рисунка, 2 таблицы и список литературы из 85 наименований.

## Глава 1. Обзор литературы

### 1.1 Мощные синие InGaN/GaN светодиоды – основа для создания энергосберегающего твердотельного освещения.

Индустрия мощных синих светодиодов на основе квантоворазмерных InGaN/GaN структур интенсивно развивается в связи с поставленной в разных странах мира задачей перехода к энергосберегающему экологически чистому твердотельному освещению. В последние годы, получены серийные светодиоды со светоотдачей 150-160 лм/Вт, а рекордные лабораторные образцы достигли 303 лм/ Вт [1], что близко к теоретическому пределу. В результате светодиоды на основе InGaN/GaN структур стали вполне конкурентно способными по эффективности с лампами накаливания. Однако, вопрос рентабельности перехода на твердотельное освещение остается нерешенным. Одна из проблем - непредсказуемый выход из строя части светодиодов за короткие времена (меньше 1000 часов), в то время как для обеспечения рентабельности необходимы сроки службы не меньше 100000 часов. На сегодняшний день фирма Cree [1] решила эту проблему, однако имеет самое дорогостоящее производство светодиодов, а следовательно проблема рентабельности осталась. При этом пути решения проблемы не раскрываются, известно лишь, что достигнуто высокое качество материала светоизлучающей структуры, благодаря использованию подложек карбида кремния собственного производства, но эти подложки и являются тем компонентом, который в разы увеличивает стоимость чипа светодиода. Несмотря на то, что фирме Cree удалось избавиться от катастрофического выхода из строя светодиодов, развитие деградации внешней квантовой эффективности, т.е. уменьшения в процессе эксплуатации на 30% значений внешней квантовой эффективности, относительно исходного значения, такое же нестандартное как и на других фирмах Рис.1 [1]. На Рис.1 приведены примеры эволюции внешней квантовой эффективности светодиодов фирмы Cree в процессе старения. Процесс старения синих InGaN/GaN светодиодов

имеет три основных стадии: начальную стадию, продолжительностью до 1000 и более часов (по данным фирмы Cree до 5000 часов), на которой наблюдается волнообразное изменение внешней квантовой эффективности (мощности) с колебаниями  $\pm (1-5)\%$ , относительно исходных значений Рис.1; вторую стадию, с близкой к линейной скорости деградации, которая развивается до 10000 часов; и, наконец, третью стадию с экспоненциальным изменением значений внешней квантовой эффективности (мощности) в соответствии с известным соотношением:

$$R(t) = \exp(-\alpha \cdot t) \quad (1)$$

где  $\alpha$  – скорость деградации,  $R(t)$  - вероятность того, что светодиод будет работать в течение времени  $t$ . Для большинства фирм производителей, за исключением фирмы Cree, два явления определяют срок службы: сравнительно медленное снижение эффективности (или мощности) во времени и так называемый катастрофический выход из строя, т.е. значительное снижение эффективности, превышающее 30% относительно исходных значений за короткие времена старения, вплоть до отсутствия излучения Рис.2 [2]. Более того, такое же поведение наблюдали и на первых светодиодах, выращенных почти 20 лет назад [3]. С той лишь разницей, что большая часть светодиодов деградировала за времена меньшие 1000 часов и очень высока была доля катастрофических отказов, когда светодиод переставал светить, без периода постепенного снижения внешней квантовой эффективности. Естественно, что такое нестандартное развитие процесса деградации затрудняло и затрудняет до сих пор его изучение, более того, почти на протяжении 15 лет отсутствовали общепринятые режимы старения этих светодиодов и Международный стандарт для определения срока службы. Очевидно, что проблема вызвана не только техническими трудностями, которых было немало, но и особенностями этих наноматериалов. Физические механизмы, приводящие к деградации оптической мощности синих светодиодов и лазеров на основе MQW InGaN/GaN, изучаются с 1992 года [4]. Практика, за эти годы выявила

множество причин приводящих к деградации, таких как: латеральные неоднородности инжекции и протекания тока, вызванные неоптимальным выбором дизайна металлизации, технологии получения контактов и мезаструктур, а также технологии разделения на чипы, сборки и монтажа чипов. Успешное устранение этих причин было достигнуто и отражено в многочисленных публикациях [5] [6]. Однако, устранения всеми производителями катастрофических отказов и обеспечения срока службы 100000 часов не достигнуто. Кроме того, до сих пор остается нерешенной проблема долговечности синих InGaN/GaN лазеров, срок их службы не превышает нескольких тысяч часов, а также долговечности зеленых светоизлучающих приборов. Очевидно, что отмеченные проблемы практики упираются в фундаментальные проблемы. В самом деле, до сих пор не предложено общепринятого механизма деградации светоизлучающих структур на основе MQW InGaN/GaN, не выяснена природа нестандартного развития процесса деградации, катастрофических отказов. В одном из последних обзоров [2] представлен анализ результатов исследователей из разных стран с 1998 по 2010 год и отмечается, что несмотря на то, что многие причины деградации выяснены и устранены не получено ответа на такие фундаментальные вопросы как характер взаимосвязи деградации оптической мощности светодиодов с изменением свойств дефектной системы, механизмы дефектообразования под действием инжекционного тока, приводящие к непредсказуемому выходу из строя светодиодов. По-прежнему остается предметом дискуссий вопрос о том, какие дефекты генерируются в процессе старения, и преимущественно в каких областях, а также какова роль протяженных и точечных дефектов в процессах безызлучательной рекомбинации, правомерен ли перенос моделей деградационного процесса, известных для традиционных  $A^3B^5$  материалов на  $A^3N$  наноматериалы. Ниже, в обзоре кратко рассмотрены фундаментальные аспекты этой проблемы, связанные с особенностями  $A^3N$  наноматериалов.

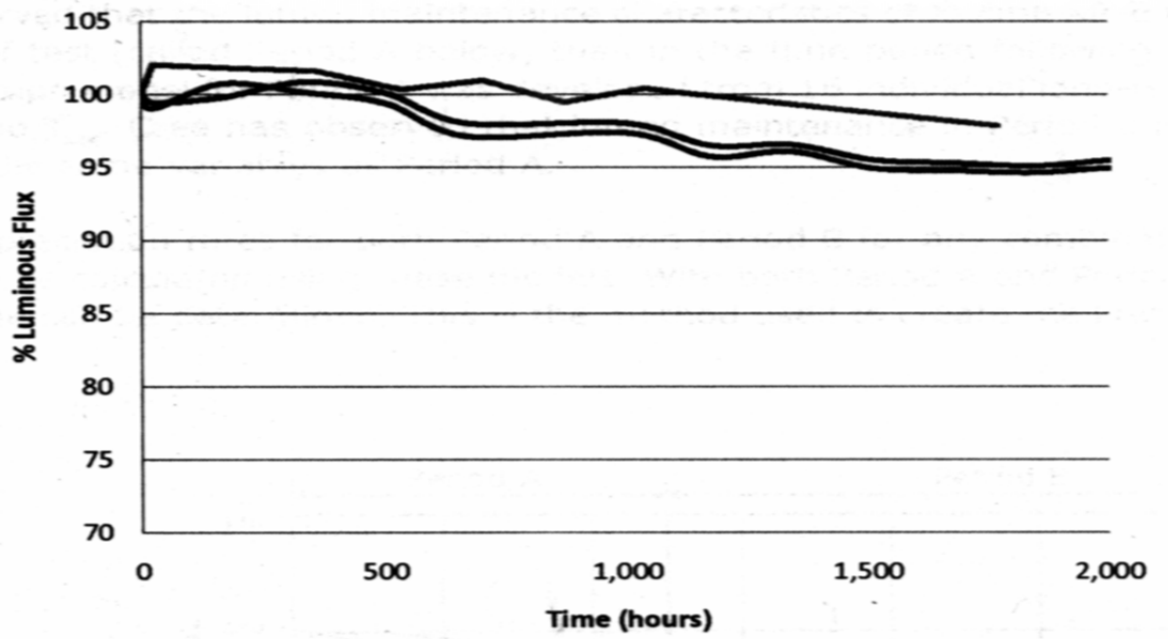


Рис.1 Несколько вариантов эволюции значений внешней квантовой эффективности светодиодов в процессе старения [2].

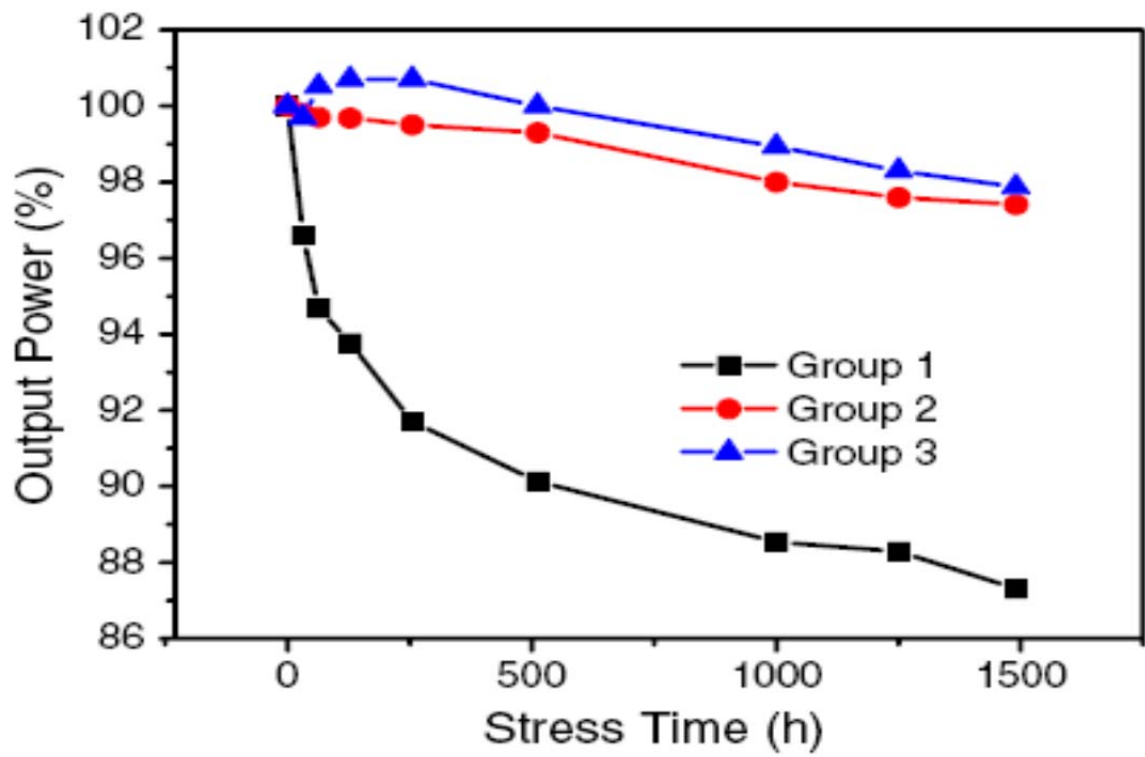


Рис.2 Примеры быстрого и медленного развития процесса деградации оптической мощности в синих InGaN/GaN светодиодах [2].



Кроме того, будет приведен анализ экспериментальных данных разных авторов по изучению процессов деградации оптической мощности (внешней квантовой эффективности) мощных синих светодиодов на основе квантоворазмерных InGaN/GaN структур, известных к началу выполнения работы (2006).

## **1.2. Дизайн и технология получения мощных синих светодиодов на основе квантоворазмерных InGaN/GaN структур.**

При разработке синих светодиодов были использованы основные конструктивные решения, позволяющие улучшить параметры, разработанные для светодиодов, выращенных на традиционных  $A^3B^5$ : такие как односторонняя инжекция из широкозонного эмиттера в узкозонный активный слой, двойное электронное ограничение активной области широкозонными слоями. На Рис. 3 приведена типичная конструкция СД на основе квантоворазмерных гетероструктур. В светодиодах на основе твердых растворов  $A^3B^5$  обычно используют твердые растворы толщиной 5-10 нм. Оказалось, что в твердых растворах InGaN при таких толщинах происходит распад твердого раствора [7]. Было показано, что оптимальные толщины 2-3 нм. Для увеличения эффективности стали использовать по несколько ям и барьеров, наиболее часто по 5 пар. Выращивание такой структуры осуществляется эпитаксиальными методами. Наиболее распространенным и обеспечивающим лучшие параметры светоизлучающих структур и светодиодов, на сегодняшний день, является метод газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений. Рост осуществляется в неравновесных условиях, на подложках рассогласованных с растущим слоем. Формируются слои гексагональной модификацией, когда постоянная решетки по оси  $c$  значительно отличается от постоянной решетки  $a$ . Рост осуществляется в несколько стадий: на начальной стадии роста формируется зародышевый слой, идет образование дислокаций несоответствия и появляются островки

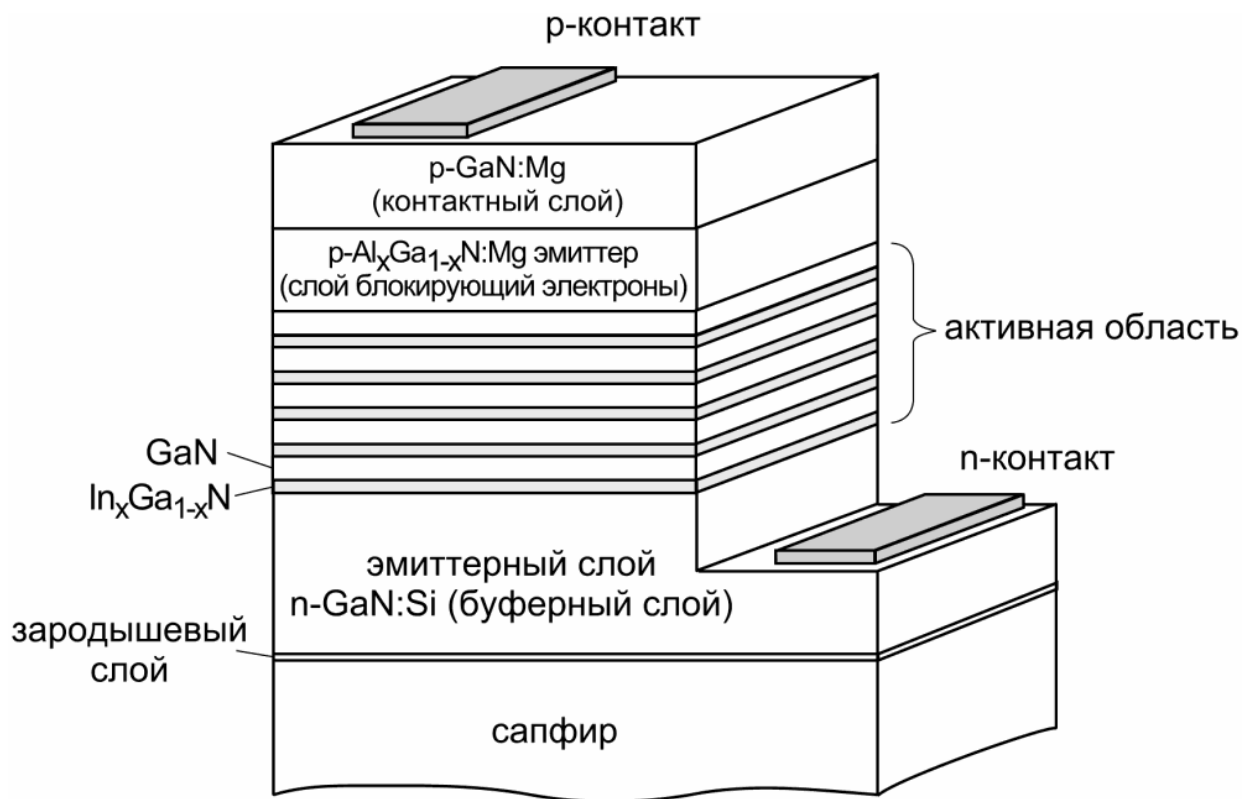
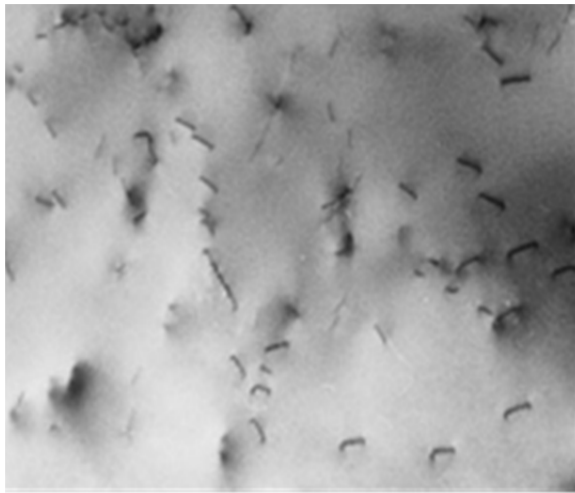


Рис. 3 Типичная конструкция мощного синего InGaN/GaN светодиода.

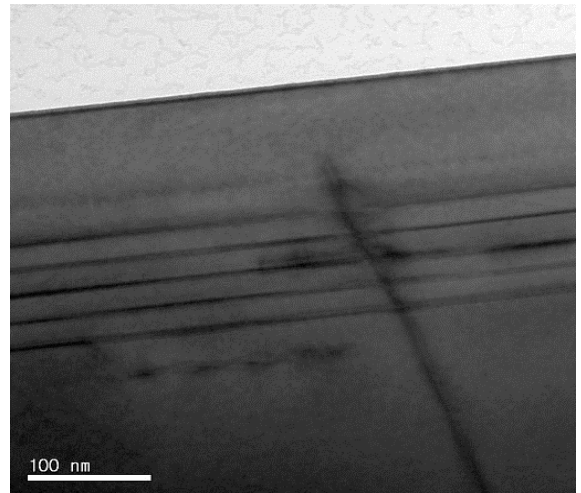
(нанодомены) с размерами от нескольких до десятков нанометров, имеющие разные углы наклона и разворота оси с относительно друг друга [8]. На последующих стадиях происходит разрастание, и коалесценция доменов и частичная релаксация дислокаций на границах доменов и формируется эпитаксиальный слой с высоким содержанием структурных дефектов: дислокаций (краевых, винтовых, несоответствия), с плотностью  $10^8 - 10^{10}$   $\text{см}^{-2}$ , их скоплений, а также дефектов упаковки, микропор и микротрубок [8]. Кроме того, в результате коалесценции доменов во время эпитаксиального роста происходит образование дилатационных и дислокационных границ [9]. Эти два типа границ наблюдаются, как в слоях нитрида галлия, так и в светоизлучающих структурах. Таким образом, слои нитридов третьей группы и гетероструктуры на их основе являются квазиэпитаксиальными, текстурированными дислокационными и дилатационными границами, что предопределяет многообразие форм организации этих материалов, и принципиально отличает их от эпитаксиальных слоев на основе традиционных  $\text{A}^3\text{B}^5$ , а также порождает трудности в интерпретации экспериментальных результатов.

### **Структурные особенности и специфика дефектов в нитриде галлия и светоизлучающих структурах.**

Совокупность дислокационных и дилатационных границ, а также единичных, смешанных дислокаций, их скоплений, дефектов упаковки и V-дефектов образуют сложную систему протяженных дефектов (Рис. 4, а), пронизывающую активную область (Рис. 4, б). На настоящий момент разработано множество способов снижения плотности прорастающих дислокаций. Этим важнейшим и интереснейшим вопросам, которые мы, однако, обсуждать не будем, посвящена обширная литература [10], [11]. Отметим лишь то, что, несмотря на многолетние усилия, снизить плотность дислокаций до значений меньше  $10^5$   $\text{см}^{-2}$ , типичных для традиционных полупроводников  $\text{A}^3\text{B}^5$ , не удалось. Более того, средняя



а



б

Рис. 4. Вид в просвечивающем электронном микроскопе системы протяженных дефектов (а) и дислокации, пронизывающей активную область светодиодной структуры (б).

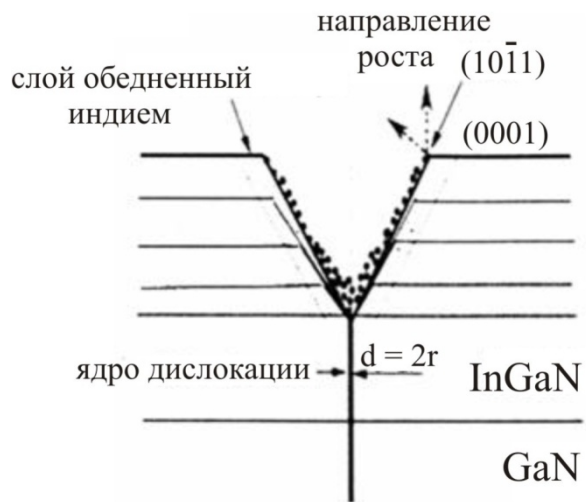
плотность дислокаций по-прежнему достаточно высока и составляет  $\sim 10^8$   $\text{см}^{-2}$ . Несмотря на высокую плотность дислокаций, и вопреки предсказаниям теоретических работ о том, что повышение эффективности более 20 % , можно ожидать, лишь при снижении плотности дислокаций до значений меньше  $10^7$   $\text{см}^{-2}$  [12] , фирма Cree получила светодиоды с внешней квантовой эффективностью - 40 %. Вопрос о роли дислокаций и системы протяженных дефектов в светоизлучающих структурах не получил однозначной интерпретации, поэтому необходимо кратко проанализировать имеющиеся точки зрения. Представляется, что есть смысл начать анализ с нитрида галлия. Многочисленные теоретические [13] и экспериментальные работы, выполненные на слоях нитрида галлия, с применением таких методов, как электронная голография [14], исследование токов, наведенных электронным пучком [15], показали, что в нитриде галлия дислокации и их скопления являются электрически активными заряженными, а области вокруг них, за счет действия кулоновских сил, либо притягивают, либо отталкивают свободные носители заряда. Форма такого кулоновского взаимодействия (притяжения или отталкивания) определяется полярностью дислокаций и типом свободных носителей [16]. Область дальнего действия ядра дислокации меньше 50 нм и невелика по сравнению с классическими полупроводниками [14]. Из работ разных авторов [14] [16] известно, что картины распределения потенциала вокруг ядра дислокации в *n* и *p* – типе нитрида галлия - близкие, но знак заряда дислокаций разный: в *n*- типе нитрида галлия – отрицательный, а в *p*- типе – положительный. Кроме того, отмечено, что профили распределения потенциала близкие для винтовых и краевых дислокаций. В работе [16] рассмотрено изменение во времени распределения носителей заряда в области положительно заряженной линейной дислокации. В начале, из-за разности потенциалов, созданной дислокацией, электроны к ней притягиваются, а дырки отталкиваются от нее. Однако, накопившиеся электроны постепенно экранируют эту разность потенциалов, снижая барьер для дырок. Таким образом, наблюдается сложная динамика свойств

дислокаций с изменением концентрации носителей заряда. Сведения о поведении дислокаций в светоизлучающих структурах достаточно противоречивы и это неудивительно, т.к. часть дислокаций пронизывает всю структуры, а значит, отдельные части этих дислокаций имеют разное зарядовое состояние и разный состав атмосферы Коттрела, а также области разного химического состава.

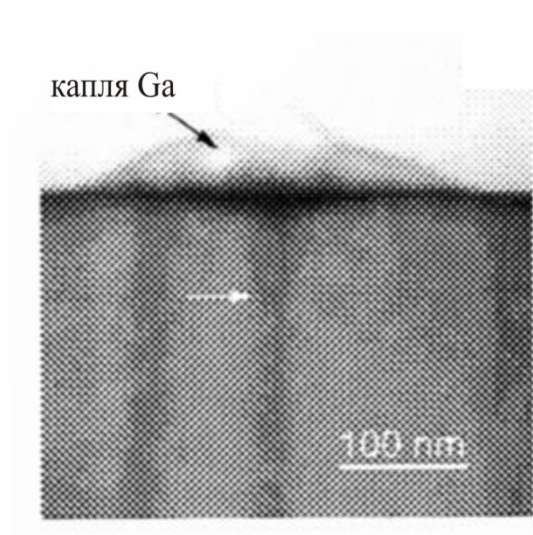
#### **1.4. Безызлучательная рекомбинация в $A^3N$ наноматериалах и особенности излучательной рекомбинации в светоизлучающих InGaN/GaN структурах и светодиодах**

Естественно, прямой анализ безызлучательной рекомбинации в таких системах чрезвычайно сложен. В связи с этим, на практике задачу максимально упрощают, и при анализе роли дислокаций в рекомбинации, в основном опираются на тот факт, что светоизлучающие структуры в нитридах III-группы светят, несмотря на плотность дислокаций почти на 5 порядков более высокую, чем в полупроводниках  $A^3B^5$ . Исходя из этого факта, создано несколько версий [16]: а) дислокации не заряжены, б) электронные уровни дислокаций лежат за пределами запрещенной зоны полупроводника. Наконец, наиболее распространенная версия о том, что флуктуации состава твердого раствора по индию, образование кластеров и разделение фаз внутри твердого раствора, неминуемо приводит к возникновению локальных потенциальных ям и локализации носителей в них, что предотвращает диффузию носителей к дислокациям. Как показано в работе [17] образование V-дефектов в InGaN/GaN, приводит к уменьшению подвижных носителей, локализованных в планарных квантовых ямах. Разумеется, все эти версии заслуживают внимания, и, учитывая сложность изучаемого объекта, не исключена возможность одновременного присутствия заряженных и незаряженных дислокаций. Кроме того, экспериментальные исследования [18], показывают, что дислокации, а также их скопления и V-дефекты нередко обогащены присутствием металлической

фазы (Рис. 5, а и б) и их проводимость выше, чем у не обогащенных дислокаций. Методами наведенного электронным зондом тока, в работе [19] было показано, что проводимость в области темных точек, как минимум на порядок выше, чем в соседних более светлых областях светоизлучающих структур. Кроме того, выявляются протяженные области с повышенной скоростью безызлучательной рекомбинации, образованные дислокационными стенками (Рис. 6). Представляется, что при обсуждении участия системы протяженных дефектов в процессах безызлучательной рекомбинации необходимо учитывать это многообразие свойств дефектной системы, а также такое важное свойство, как изменение зарядового состояния материала вокруг ядра дислокации при увеличении концентрации носителей, вводимых электронным пучком [20]. Проявление динамических свойств дислокаций, особенно, дислокаций, пронизывающих область  $p-n$  - перехода, хорошо известно в кремнии и в полупроводниках  $A^3B^5$  [20]. Разработанные для таких дислокаций модели базируются на представлении дислокаций в виде трубки пространственного заряда с проводящей нитью. Причем свойства такой трубки зависят от степени заполнения плотности состояний и напряжения приложенного к области объемного заряда  $p-n$  - перехода [20]. Рост степени заполнения состояний с увеличением приложенного напряжения, приводит к более сильному перекрытию отдельных электронных волновых функций внутри трубки и, следовательно, к росту ее проводимости. Область, заключенная внутри, ведет себя подобно участку полупроводника с вырожденной концентрацией носителей, и вырождение зависит от величины поля. В общем случае радиус трубки пространственного заряда зависит от приложенного напряжения, от промежутка между заполненными состояниями, от концентрации примеси и от положения дислокационного уровня относительно уровня Ферми полупроводника. Энергия связи дислокаций зависит от локального электрического поля, создаваемого пространственным зарядом. Кроме того, повышение температуры выше комнатной приводит к переходу центров



а



б

Рис. 5. Просвечивающая электронная микроскопия дислокаций: а) обогащенной индием, б) обогащенной галлием [7].



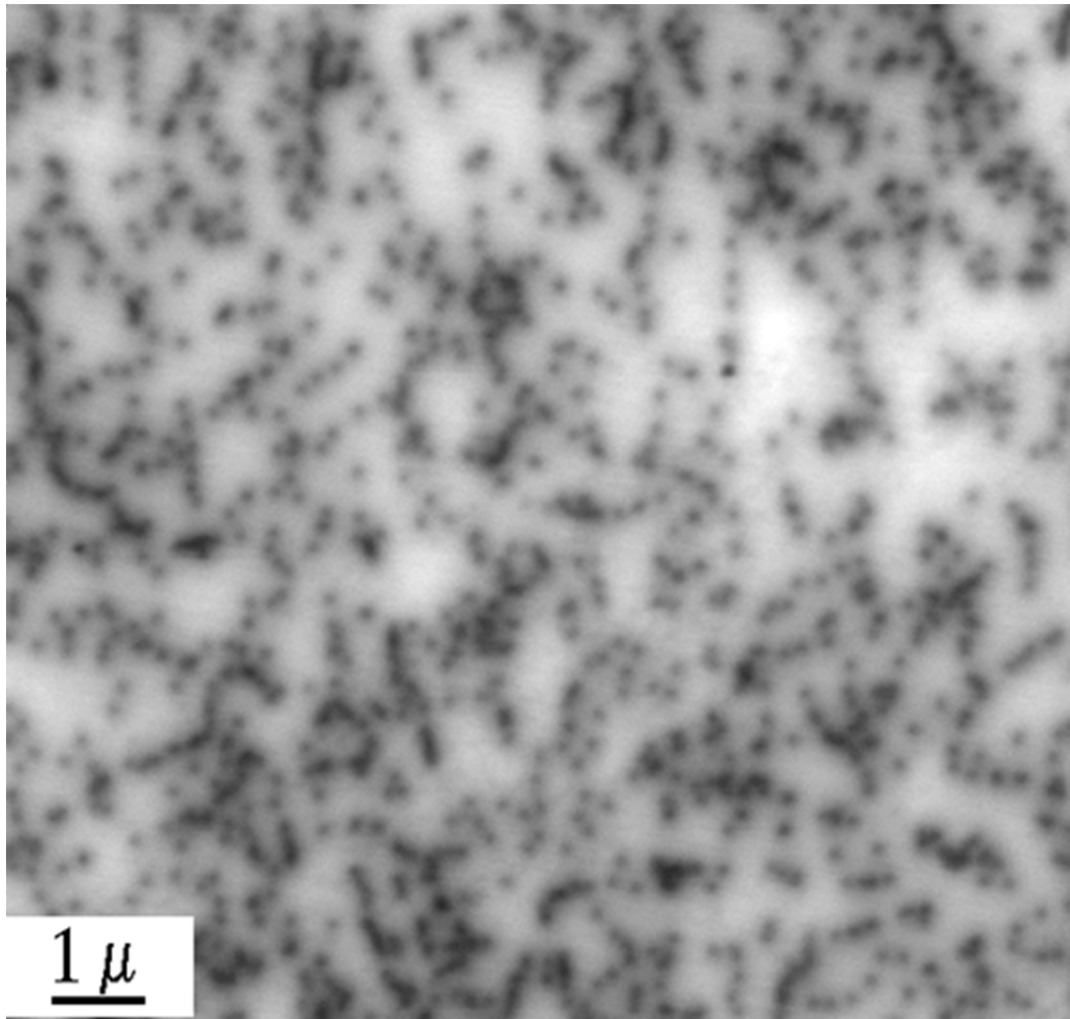


Рис. 6. Проводящие дислокационные стенки в светоизлучающей структуре (в сканирующем микроскопе в режиме наведенного тока) [19].

захвата электронов в рекомбинационные центры, что связано с присутствием центров близких к краям запрещенной зоны. Увеличение поля, приложенного к области пространственного заряда между  $p$  и  $n$  слоями приводит к появлению избыточного тока, превышающего плотность тока вне дислокационной трубки. Причем, в мощных приборах и лазерах такие области являются местами образования микроплазм и выгорания материала. Очевидно, что для анализа электронных свойств, и поведения проникающих дислокаций в светоизлучающих структурах на основе нитридов III-группы недостаточно ранее развитых на других полупроводниках моделей. Однако, очевидно, что динамика электронных свойств, проникающих дислокаций, на других полупроводниковых материалах вполне может проявляться и в нитридах и приводить к изменению вклада канала безызлучательной рекомбинации с ростом концентрации носителей и напряженности поля. Очевидно, что традиционные методы характеристики структурных свойств количеством дислокаций не могут в полной мере охарактеризовать сложную структуру с протяженными границами разной природы. Современное материаловедение использует для таких материалов представления об их фрактальной природе и соответствующие методы отражающие характер связи элементов сложной структуры в целое [21]. Структурные особенности сложной организации наноматериала слоев нитрида галлия и светоизлучающих структур находят отражение в морфологии поверхности. Это позволило в [22] предложить новый подход в диагностике  $A^3N$  наноматериалов, основанный на применении мультифрактального анализа для количественной характеристики сложной организации наноматериала с помощью таких параметров как уровень самоорганизации и степень упорядоченности (разупорядоченности). Причем эти параметры могут быть определены путем обработки методами мультифрактального анализа цифрового множества, соответствующего изображению морфологии поверхности, полученному атомно-силовой микроскопией. В [23] показано, что изменения этих параметров отражают изменения объемных свойств

слоев и светоизлучающих структур. Рост степени разупорядоченности наноматериала, т.е. ухудшение характера организации наноматериала слоев нитрида галлия, сопровождается, не столько увеличением плотности вертикальных дислокаций, сколько увеличением протяженности дислокационных границ и скоплений дислокаций. При этом, наблюдается значительное снижение подвижности носителей заряда, и прямая корреляция этих значений со степенью упорядоченности наноматериала слоев GaN [23]. Кроме того, наблюдается изменение механизма транспорта носителей, от типичного для традиционных полупроводников, к характерному для низкоразмерных материалов [24]. Таким образом, результаты исследований слоев нитрида галлия, классифицированных по характеру организации наноматериала, указывают на проявление нелинейных свойств  $A^3N$  наноматериалов со сложной внутренней структурой. Кроме структурных особенностей, светоизлучающим InGaN/GaN структурам свойственно присутствие разно-размерных неоднородностей твердого раствора от нескольких нанометров до микрон. Эти данные получены разными исследователями [25] [26] [27]. На Рис. 7 представлены локальные неоднородности твердого раствора с размерами меньше 10нм. На Рис. 8 приведены результаты микрофотолюминесценции светоизлучающей структуры с высоким пространственным разрешением (шаг сканирования 30нм), выявившие области с размерами от 30 до 100 нм с разной длиной волны излучения в диапазоне 480-470 нм [26]. На Рис. 9 приведены еще более крупные неоднородности, в том числе до микронных размеров, с разбросом по длине волны излучения ( $\pm 2\text{мкм}$ ) в поле  $4 \times 4$  мкм (слева неоднородности рельефа, справа неоднородности длины волны излучения той же поверхности светоизлучающей структуры) [27]. Результаты приведенных работ свидетельствуют о том, что кроме, так называемых квантовых точек, с латеральными размерами в несколько нанометров, присутствует гораздо большее число областей с флуктуациями состава с более крупными размерами до нескольких микрон. Существование этих

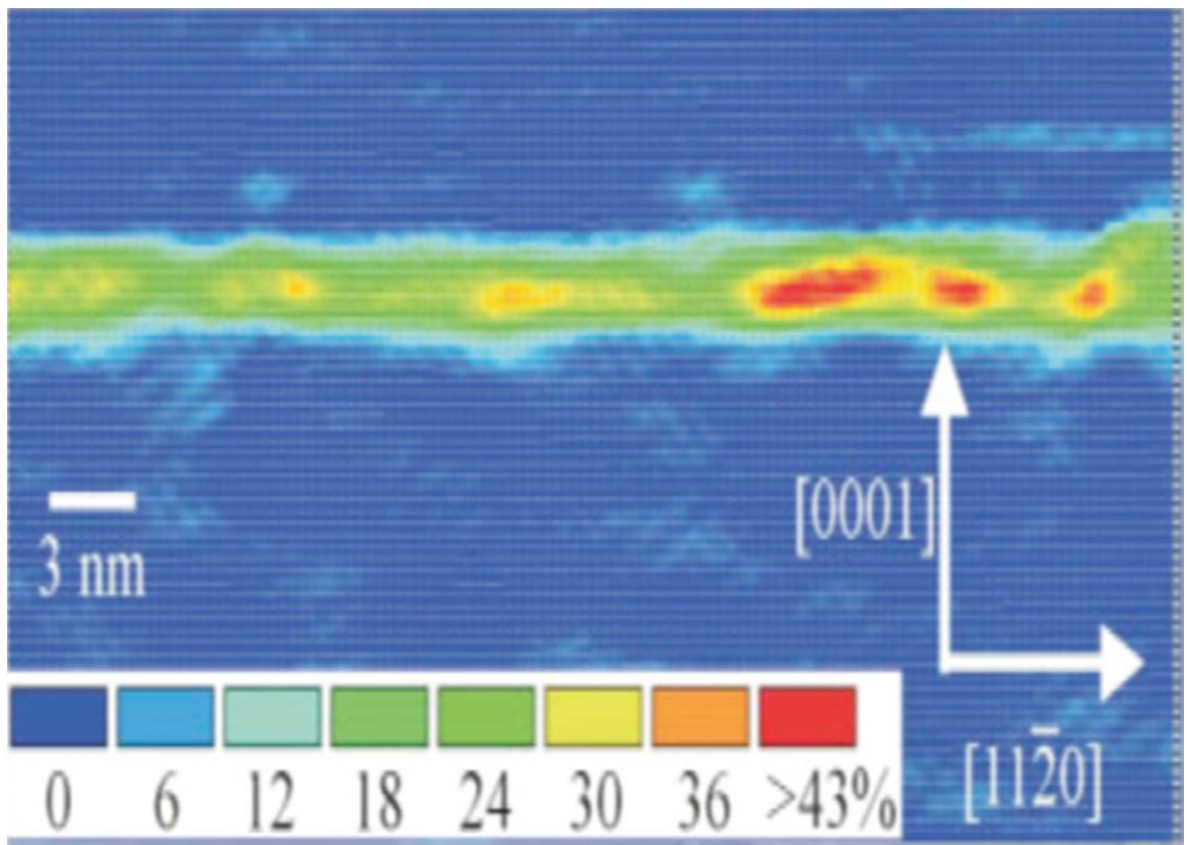


Рис. 7. Локальные неоднородности состава по индию твердого раствора InGaN, выявленные просвечивающей электронной микроскопией высокого разрешения [25].

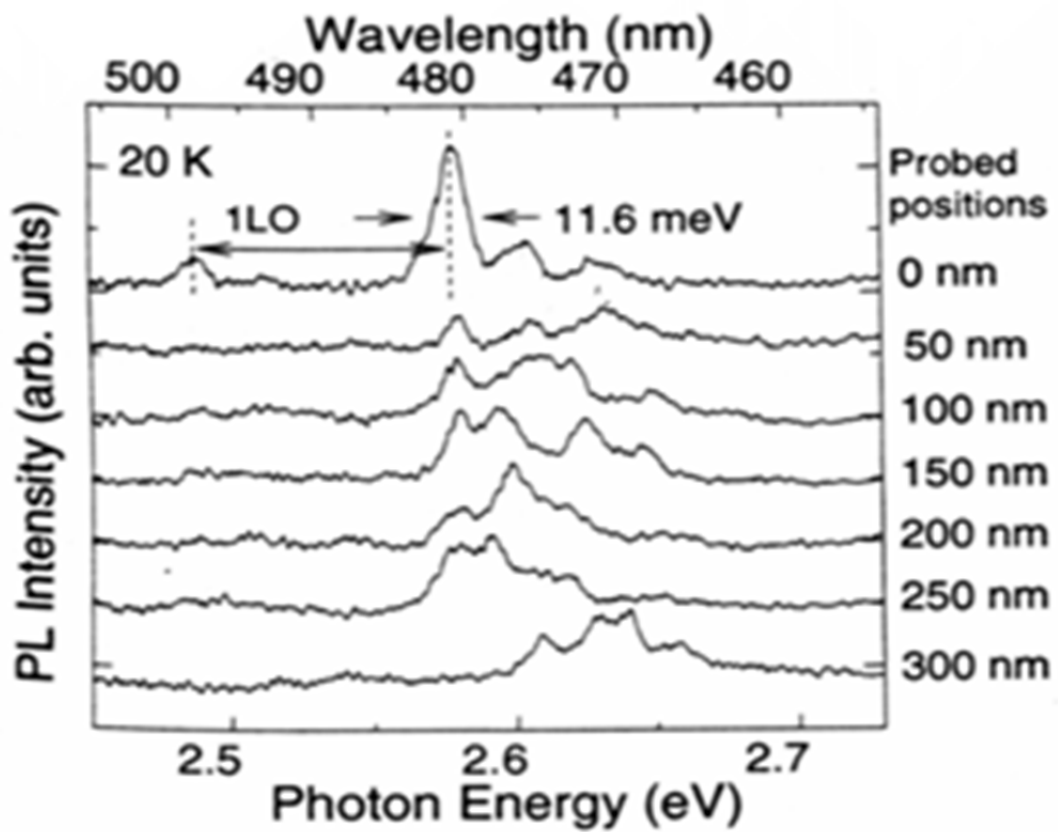
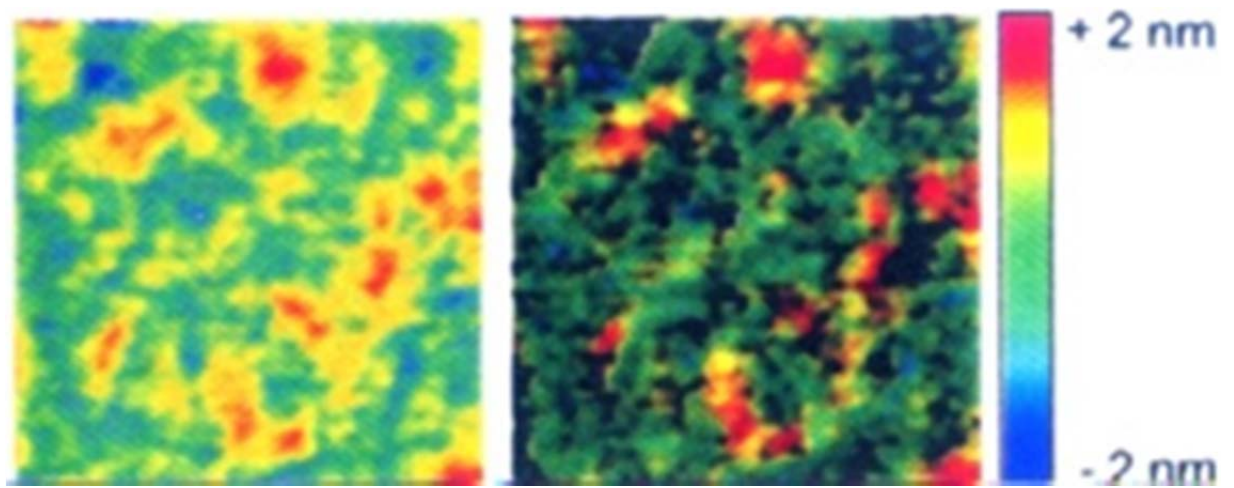


Рис. 8. Микрофотолюминесценция с высоким разрешением, шаг сканирования 30 нм [26].



а

б

Рис. 9. Морфология поверхности светоизлучающих структур на основе MQW InGaN/GaN в атомно-силовом микроскопе (а) и распределение длины волны излучения, измеренное в том же поле при 30К (б). Размер поля 4x4мкм. [27].

разно-размерных областей с флуктуациями состава приводят к их неравновесному заполнению носителями и флуктуациям ширины запрещенной зоны в активной области Рис. 10. Кроме того, флуктуации ширины запрещенной зоны существуют в *p*-области, т.к. она сильно легирована, как правило, почти до  $10^{20}\text{см}^{-3}$ , а магний имеет большой тетраэдрический радиус, что неизбежно приводит к формированию концентрационных неоднородностей и дефектов, а также компенсированных областей. Присутствие в активной области флуктуаций ширины запрещенной зоны разной глубины и латерального размера неизбежно должно приводить к сосуществованию локализованных и делокализованных носителей и неравновесному заполнению этих флуктуаций. Таким образом, возможна локализация носителей в квантовых точках, в квантовых ямах и в пространственных флуктуациях состава и потенциала, вызванного концентрационными флуктуациями, т.е. в Гаусовских и Пуассоновских флуктуациях. Флуктуации ширины запрещенной зоны наногетероструктур InGaN/GaN приводят к неоднородному уширению основного пика спектров электро и фотолюминесценции. Величина этого уширения приблизительно составляет 100 мэВ. Наблюдаемая разница края в спектрах поглощения и максимума излучения (Стоксов сдвиг) послужило основанием для предположения, что излучение обусловлено рекомбинацией локализованных носителей, и глубина локализации электронно-дырочных пар составляет 100 мэВ. Кроме того, в работе [28] наблюдали излучательную рекомбинацию с большей длиной волны, чем в соседних областях, на V –дефектах, обогащенных индием (Рис. 11). Особенностью этих материалов, осложняющей рассмотрение квантовомеханических явлений в гетероструктурах, является присутствие больших до  $10^6$  В/см пьезополей. Кроме того, поскольку ось [0001] полярная, на гетерограницах также наблюдаются поля связанные со скачком спонтанной поляризации, значения которых близки к значениям пьезополей. Встроенные поля проявляются в квантоворазмерном эффекте Штарка [2]. Безызлучательная рекомбинация в

этих материалах до сих пор является предметом не прекращающихся дискуссий. Часть авторов видят причину в электрической активности дислокаций и приводят теоретические и экспериментальные факты влияния плотности дислокаций на электрические и оптические свойства [29]; другая часть считает, что атомы индия, нередко декорирующие дислокации и другие структурные дефекты, сводят к минимуму электрическую активность дислокаций, а основная роль отводится точечным дефектам [16]. В результате механизм безызлучательной рекомбинации не выяснен. Не лучше обстоит дело и с механизмом излучательной рекомбинации. Из многолетней практики разработки светодиодов на других материалах следует однозначный вывод, что при такой плотности протяженных дефектов излучательная рекомбинация должна быть полностью подавлена. Однако, светодиоды на нитридах светят! Есть несколько предположений: малая диффузионная длина дырок, низкая электрическая активность дислокаций, локализация носителей в потенциальных ямах, связанных с флуктуациями состава твердого раствора InGaN (модель с квантовыми точками) [30], «залечивание» дефектов атомами индия [20]. Существующие модели, как правило, удовлетворительно объясняют спектры электролюминесценции, причины улучшения параметров конкретного исследуемого светодиода, но не дают ясных рекомендаций по увеличению квантовой эффективности и мощности излучения светодиодов, в том числе и при плотностях тока выше  $10 \text{ A/cm}^2$ . Экспериментальные результаты разных исследователей нередко противоречивы, а компании – лидеры в получении высокоэффективных СД, как правило, приводят только лучшие значения полученных параметров, а не результаты исследований. Представляется, что противоречия и трудности в понимании физических механизмов, и в развитии теоретических представлений, во многом связаны, как уже упоминалось, с многообразием форм организации наноматериала светоизлучающих структур. Не



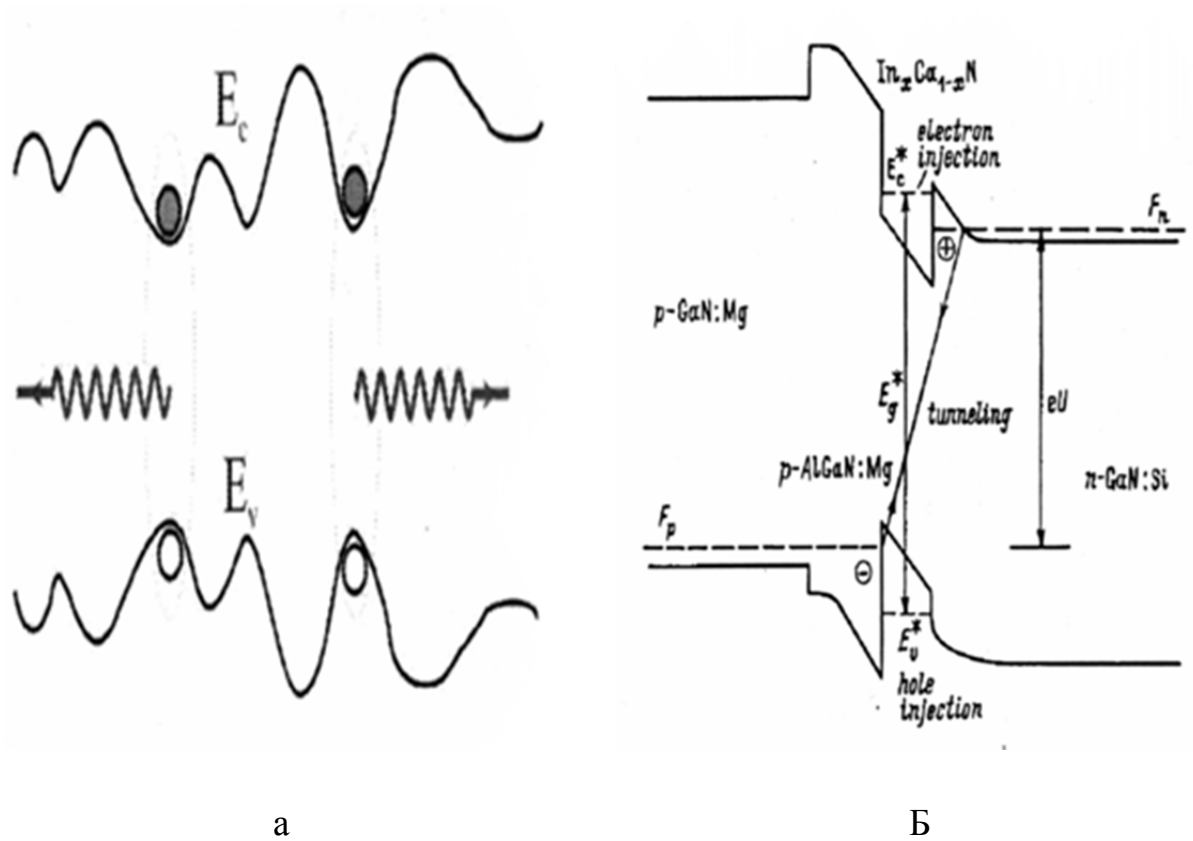


Рис. 10. Флуктуации ширины запрещенной зоны в активной области светоизлучающих структур (а); Зонная диаграмма идеальной гетероструктуры InGaN/GaN с одной ямой (б).

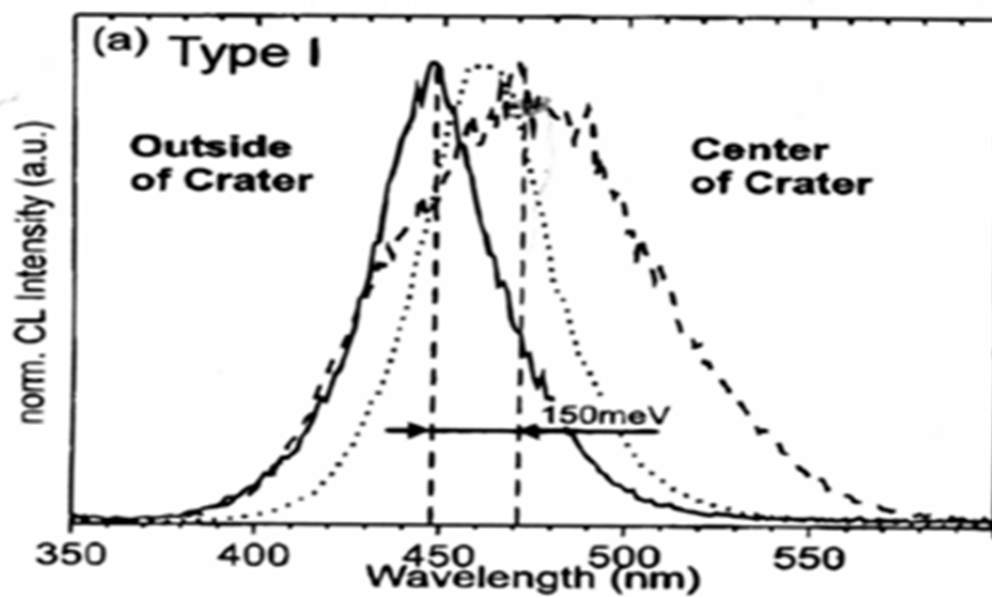


Рис. 11. Спектр фотолюминесценции светоизлучающей InGaN/GaN структуры в V-дефекте, обогащенном индием, и в соседних областях [28].

последнюю роль могут играть особенности  $p$  – типа нитрида галлия, большая энергия ионизации акцепторных примесей (160-200 мэВ, что в несколько раз больше, чем на традиционных материалах), необходимость введения высоких концентраций магния, неизбежно приводит к ухудшению его инжекционных свойств. Все перечисленные неясности затрудняли изучение деградации ВКЭ мощных синих InGaN/GaN светодиодов.

### **1.3. Основные закономерности развития деградации мощных синих InGaN/GaN светодиодов, известные к началу выполнения работы.**

Развитие деградации ВКЭ светодиодов изучают, подвергая их искусственному старению, используя комбинацию температурных, временных и инжекционных режимов. Контроль значений внешней квантовой эффективности после разных временных стадий старения светодиода при фиксированном значении инжекционного тока и температуры окружающей среды позволяет определить скорость деградации внешней квантовой эффективности (оптической мощности) светодиодов. Для светодиодов на традиционных  $A^3B^5$  материалах, как правило, скорость процесса деградации постоянна на разных временных интервалах, поэтому для ее определения необязательно проводить долговременные испытания, достаточно сотен часов и срок службы можно оценивать по соотношению 1 (стр. 13). Кроме того, легко рассчитать изменение скорости деградации с изменением температуры  $p$ - $n$  – перехода, с помощью известной модели Аррениуса [31] по соотношению:

$$\alpha_2 = \alpha_1 \exp[E_A k^{-1} (1/T_1 - 1/T_2)] \quad (2)$$

Где:

$\alpha_1$  – скорость деградации при температуре перехода  $T_1$

$\alpha_2$  – скорость деградации при температуре перехода  $T_2$

$E_A$  – энергия активации, 0.43 eV (типичное значение для традиционных  $A^3B^5$

$k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура  $p$ - $n$  перехода в  $^0K$

Как уже отмечалось, деградация внешней квантовой эффективности мощных синих InGaN/GaN светодиодов в рамках модели Аррениуса наблюдается только после 1000-5000 часов старения, а энергия активации не имеет столь однозначных значений, как для светодиодов на основе традиционных  $A^3B^5$ . В связи с этим, к началу выполнения работы отсутствовал Международный стандарт для определения срока службы и исследователи использовали разные режимы старения, что затрудняло сравнительный анализ данных разных авторов. В последние годы благодаря огромным статистическим данным, ведущим фирмам производителям светодиодов фирма Cree [1], и фирма Lumileds (США) [32], удалось предложить способы прогнозирования срока службы синих светодиодов. Однако все они содержат долговременный период старения от 1000 до 5000 часов, после превышения которого, можно определить скорость деградации. Таким образом, исследование процесса деградации и прогнозирование срока службы синих мощных светодиодов существенно более сложные и длительные, а результаты прогнозирования не столь однозначные, как для традиционных излучающих приборов, функционирующих без катастрофических отказов.

В ранних работах [33], было выяснено, что повышение плотности тока больше  $20A/cm^2$  при проведении старения, а также температуры окружающей среды Рис. 12 увеличивают скорость деградации оптической мощности. При этом именно повышение температуры приводит к очень сильной не монотонности изменения внешней квантовой эффективности светодиодов. Авторы связали этот эффект с изменением состава по индию в локальных областях твердого раствора. Основным процессом, ответственным за катастрофическую деградацию светодиодов, некоторые авторы считали [34] [35] электромиграцию ионов металла из контактов по протяженным дефектам в активную область. Однако, такой вывод противоречит результатам исследований температурных зависимостей, вольтамперных

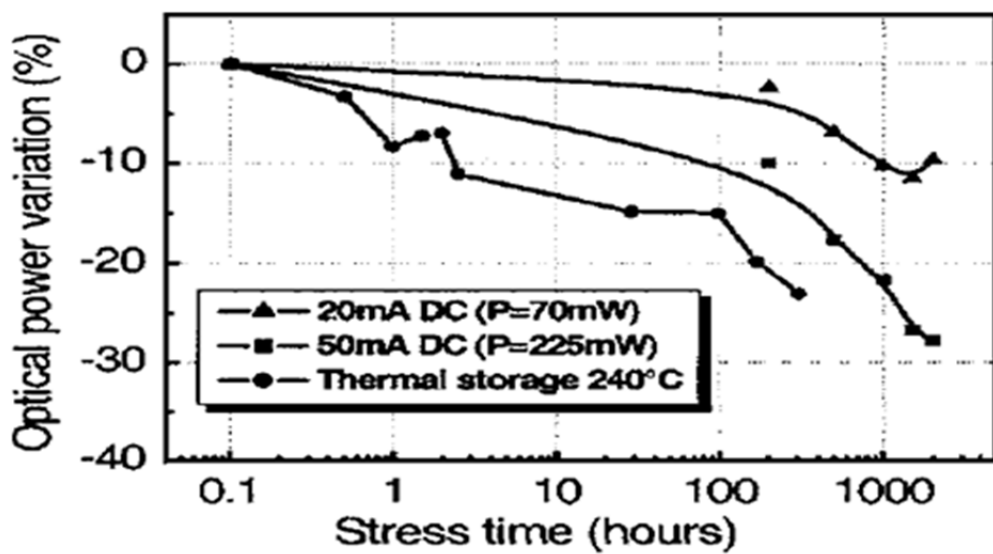


Рис. 12. Ускорение процесса деградации с ростом плотности инжекционного тока и с повышением температуры окружающей среды [33]

характеристик светодиодов до и после деградации, приведенных в работе [36] и указывающих на то, что генерируемые при деградации дефекты, характеризуются теми же уровнями, что и до деградации. Эти авторы, также как предыдущие, отметили нестабильное и частично обратимое поведение тока и оптической мощности перед катастрофической деградацией. Следует отметить, что эти особенности наблюдаются и на современных высокоэффективных синих светодиодах. Авторы ряда работ связывали деградацию оптической мощности InGaN/GaN светодиодов, в первую очередь, с изменением сопротивления *p*-контактного слоя, индуцированного процессами интердиффузии и межфазных химических реакций [37], механическими напряжениями [38], а также перераспределением профиля водорода [39]. Важная роль в деградационном процессе трансформации водородосодержащих комплексов под действием длительного протекания инжекционного тока отмечена в работах [3] [40]. В [3] предложена модель до активации магния в результате разрыва связи магний-водород в *p*-области горячими носителями, инжектированными в квантовую яму и дрейфующими в *p*-область в поле компенсированного слоя, между активной и *p*-областями. Этот процесс происходит на первой стадии старения при временах 100-800 часов, сопровождается ростом заряженных акцепторных центров в *p*- области (этот эффект был обнаружен при исследовании зависимости дифференциальной емкости от напряжения  $C(U)=dU/dQ$  светодиодов до и после деградации) и объясняет, по мнению авторов, увеличение эффективности светодиодов на этой стадии [3]. Безусловно, такой процесс может иметь место на начальной стадии старения, однако волнообразное изменение внешней квантовой эффективности он объяснить не может. В этой же работе показано, что на второй стадии старения при временах больше 800 часов начинается уменьшение значений внешней квантовой эффективности и сопровождается ростом интенсивности желтой дефектной полосы в спектрах электролюминесценции деградирующих светодиодов. Авторы предположили, что эти явления вызваны образованием вакансий азота в

результате разрыва связей галлий-азот в активной области горячими носителями. Ухудшение срока службы наблюдали в [41] в лазерных светодиодах с повышенным уровнем легирования магнием, которое приводит к образованию пирамидальных, обогащенных магнием дефектами в *p*-области. Показано, что снижение уровня легирования магнием до  $4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  позволяет увеличить срок службы лазеров. Однако, многие авторы склонялись к тому, что деградация оптической мощности развивается в результате генерации точечных дефектов в активной области под действием инжекционного тока, и их безызлучательной рекомбинации в активной области светодиодов [42] [43]. Исходя из этого, можно было бы предполагать, что также как в светодиодах на основе традиционных материалов  $A^3 B^5$ , в синих InGaN/GaN светодиодах генерация точечных дефектов под действием инжекционного тока приведет на финальной стадии к скольжению, переползанию и мультипликации дислокаций с образованием дислокационной сетки в активной области светодиодов. Однако в [41] при исследовании методами просвечивающей микроскопии лазерных InGaN/GaN светодиодов, выращенных в технике ELO, и подвергнутых старению, не обнаружено движения и мультипликации дислокаций в активной области, кроме дислокационных полупетель на границе слой-подложка. В этой работе сделан вывод, что деградация может быть вызвана диффузией точечных дефектов около прорастающих дислокаций в активной области. В нескольких работах [3] [40], рассмотрен ряд возможных причин деградации оптической мощности. В этих двух работах отмечен рост избыточных токов светодиодов после деградации. В первой работе [3] эволюцию ВАХ после деградации объяснили миграцией дефектов, генерируемых в активной области, а также по границам зерен и колонн роста. Во второй работе рост избыточных токов объяснили увеличением плотности состояний на гетерогранице InGaN/GaN в рамках туннельно – рекомбинационной модели [40], и формированием электрического диполя, снижающего потенциальные барьеры в слоях *p* и *n* - GaN. Зонная диаграмма Рис. 13, иллюстрирует локальные изменения барьера

на гетерогранице в присутствии локального шунтирующего канала, имеющего дислокационную природу. В работе [40], отмечено влияние утечки, шунтирующей  $p$ - $n$ -переход, на распределение электролюминесценции по площади светодиода, и приведена эквивалентная схема такого светодиода Рис. 14. Процесс деградации оптической мощности в InGaN/GaN светодиодах связывают с увеличением плотности состояний на гетерогранице и с изменением их распределения в запрещенной зоне. Планарная неоднородность инжекции носителей заряда в квантовую яму до и после оптической деградации связывается с диффузией и электромиграцией водорода, индуцированной механическими напряжениями, вызванными металлизацией  $p$ -контакта. Представляется, что в большей мере приведенная в работе неоднородность инжекции вызвана неоптимальной геометрией контактов и сборки. В последующие годы большое количество работ было посвящено этой проблеме [5] [6]. В настоящее время на основе одномерных и 3-х мерных моделей найдены оптимальные решения, разработаны технологии металлизации, геометрии контактов и сборки чипов светодиодов, обеспечивающие однородность токовой инжекции и увеличение срока службы. Предполагается, что деградация светодиодов под  $p$ -контактом связана с электромиграцией водорода, а также трансформацией водородосодержащих комплексов на межфазных и межзеренных границах гетероструктуры, индуцированные захватом дырок, а не с электромиграцией атомов металла из контактов [3] [40]. Авторы этих двух работ рассмотрели возможность участия дислокаций, дефектов, примесей в активной и в  $p$  – областях в процессе деградации оптической мощности. Однако, не понятно в какой последовательности развивается процесс, какая из областей вносит определяющую роль, одинаковая ли скорость развития процесса в этих областях.



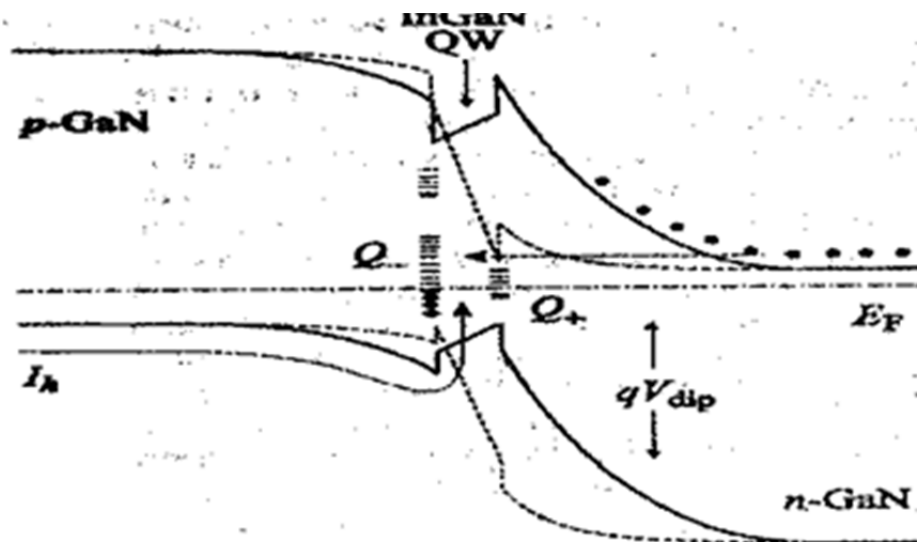


Рис. 13. Профиль энергетических зон  $p$ - $n$  – гетероструктуры светодиода с InGaN/GaN-квантовой ямой до деградации (сплошные линии) и его изменение после деградации в участках шунтирующих  $p$ - $n$  гетероструктуру (пунктирные линии) [40].

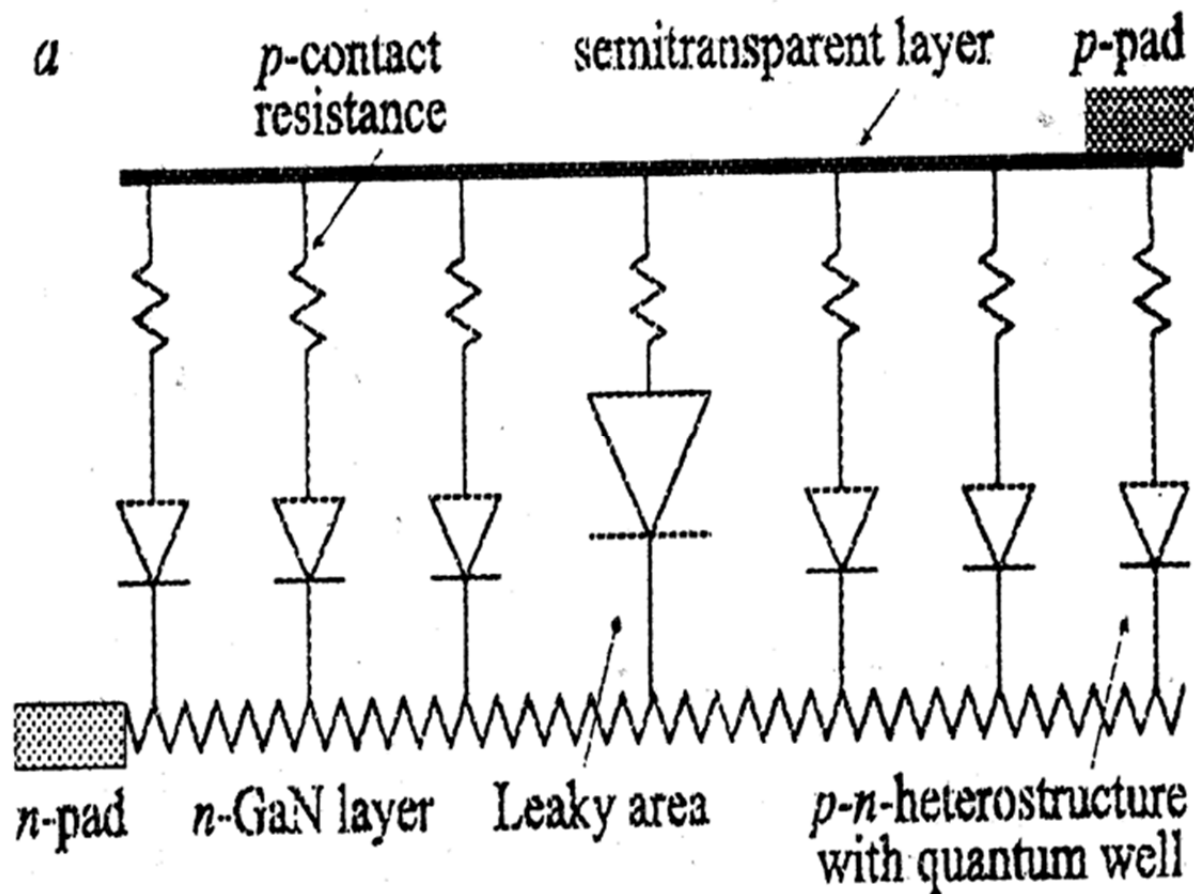


Рис. 14. Эквивалентная схема светодиода с утечкой [40].

**Выводы:** Таким образом, анализ результатов исследований, опубликованных в литературе, не дает ясной однозначной картины о развитии деградации внешней квантовой эффективности InGaN/GaN светодиодов. Более того, отсутствует ясное понимание процессов излучательной и безызлучательной рекомбинации в квантоворазмерных структурах на основе InGaN/GaN, а также вклада в эти процессы сложной внутренней структуры, типичной для этих материалов, принципиально отличающейся, от традиционных  $A^3B^5$ . Безусловно, отсутствие ясного понимания этих процессов осложняет изучение деградации оптической мощности в InGaN/GaN светодиодах. Проявления нелинейных свойств  $A^3N$  наноматериалов, отмеченные в ряде работ, связанные со сложной внутренней структурой, т.е. с характером организации наноматериала, а также с присутствием разно-размерных областей от единиц нанометров до десятков микрон с отличающимся по индию составом практически не рассматривались при изучении деградации. Причины катастрофических отказов светодиодов, волнообразное развитие деградационного процесса в первые 1000-5000 часов не нашли общепринятого объяснения. По-прежнему, непонятно, в какой последовательности развивается процесс деградации оптической мощности, генерация каких дефектов и в какой области светодиода вносит определяющий вклад в этот процесс, одинаковая ли скорость развития процесса в этих областях. Перечисленные проблемы и возможные пути их решения определили цели и задачи данной работы.

## **Глава 2. Основные объекты исследования, технология выращивания и традиционные методы диагностики светоизлучающих квантоворазмерных InGaN/GaN структур.**

### **2.1 Основные объекты исследования и технология выращивания светоизлучающих квантоворазмерных InGaN/GaN структур.**

В данной работе основными объектами исследования являлись светодиоды, собранные в ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника» методом флип-чип монтажа из светоизлучающие квантоворазмерных InGaN/GaN структур, с длиной волны излучения 450-460нм, выращенных методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на сапфировых подложках с ориентацией (0001). Рост большей части исследованных эпитаксиальных светодиодных структур осуществлялся на высокопроизводительной установке *GaNzila E 300* фирмы *Veeco* (США) (одновременная загрузка 21 пластины), принадлежащей ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника». Кроме того, использовались светоизлучающие структуры, выращенные таким же методом на фирме Samsung. Схема расположения слоев, с типичным соотношением размеров ям и барьеров 2-3 нм/7-12 нм по 5 пар в активной области, а также дизайн светодиодов, аналогичен, представленному на Рис. 4. Для получения светодиодов проводился комплекс операций пост ростовой технологии, включающий создание глубокого и мелкого мезарельефа, нанесение металлических контактов к *n*- и *p*- областям, вжигание контактов, нанесение диэлектрических защитных слоев, формирование площадок под флип-чип монтаж, шлифование пластины, разделение ее на отдельные кристаллы и корпусирование. На Рис. 15. представлены светодиоды, собранные в корпус без линз.

Кроме этих светодиодов для сравнения исследовались чипы мощных коммерческих светодиодов мировых фирм-производителей: *Cree*, *SemiLED*, также фирмы Samsung, собранных в ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника»

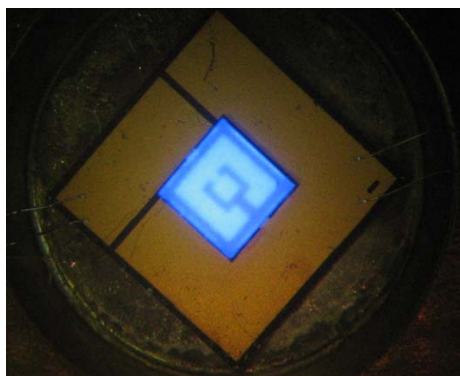
методом флип-чип монтажа. Размеры излучающей площади светодиодов – 900x900 мкм или 300x400 мкм.

Значения максимума внешней квантовой эффективности всех исследованных светодиодов в полной сборке 40-50%. Кроме того, для сравнения были исследованы светодиоды, сформированные из светоизлучающих структур с ухудшенным характером организации наноматериала и с пониженными значениями внешней квантовой эффективности (не выше 15%).

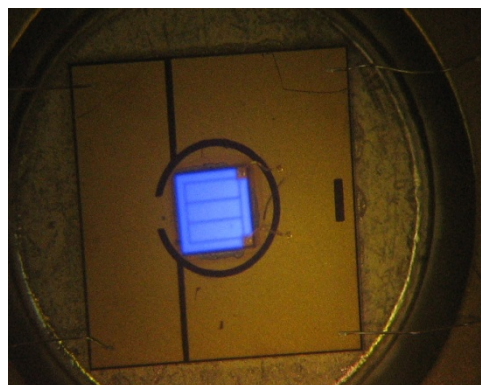
## **2.2. Традиционные методы исследования структурных, электрических и оптических свойств светоизлучающих структур.**

Морфология поверхности исследовалась методами атомно-силовой микроскопии (АСМ), с помощью стандартных компьютерных программ определялась величина средней шероховатости поверхности, профиль сечения в заданном направлении и топографическое изображение поверхности в разных масштабах от 500x500 нм до 2x2 мкм. Структурные особенности светоизлучающих структур исследовались методами просвечивающей электронной микроскопии на электронном микроскопе PHILIPS CM 200 FEG/ST с рабочим напряжением 100 кВ. Вольт – амперные характеристики (ВАХ) светодиодов измерялись в диапазоне от  $10^{-13}$  до 0.4 А. Измерение малых токов обеспечивалось использованием пикоамперметра фирмы Keithley 648 и полного экранирования измерительной схемы. Измерения внешнего квантового выхода и ватт - амперных характеристик проводились по схеме (Рис. 16.2) и общепринятой методике, в соответствии с Международными стандартами [44]. Светодиод в корпусе помещался в интегрирующую сферу. На светодиод подавалось напряжение от программируемого прецизионного источника питания «OL 700-10-2000» в прямом направлении. Излучение регистрировалось мультисканальным спектрометрическим прибором «OL 770 VIS/NIR». Вся измерительная установка

полностью компьютеризирована. Спектры электролюминесценции светодиодов снимались на том же самом



а



б

Рис. 15. Вид в микроскопе светодиода на основе чипа МК 24 (а), светодиода на основе кристалла *EZ1000* (б) в собственном свете.

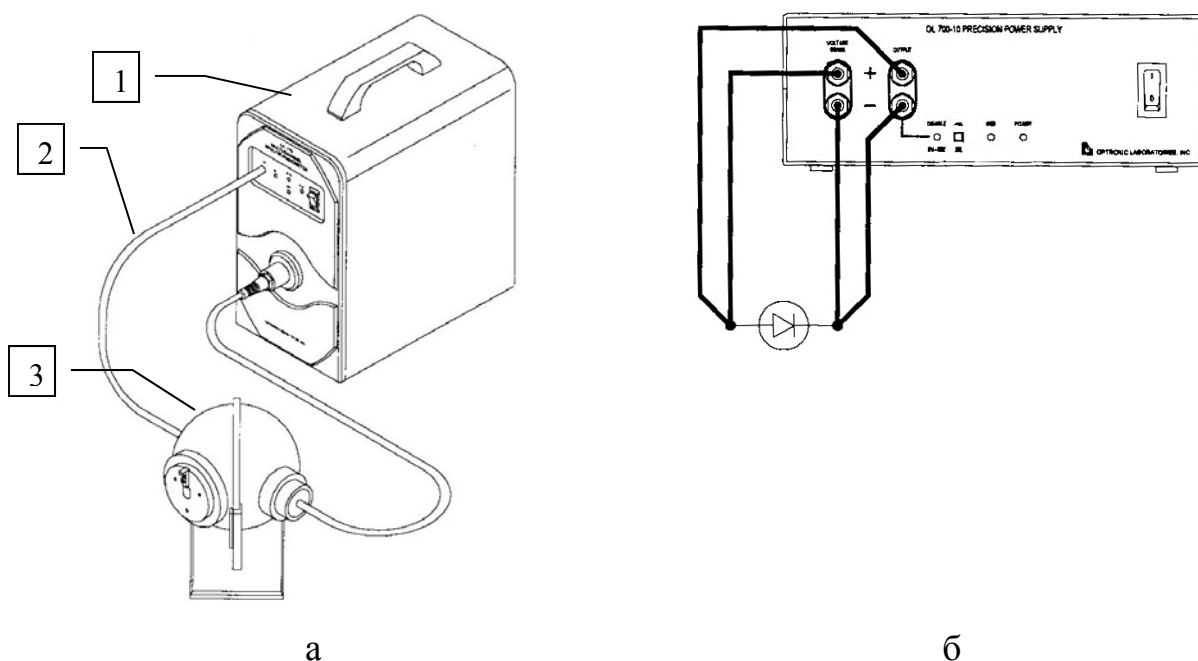


Рис. 16. Комплекс для исследования светового потока и координат цветности светодиодных источников излучения «OL770-LED»: а – схема измерения оптических характеристик: 1 - мультисканальный спектро радиометр видимого и инфракрасного диапазона (380-1100 нм) со встроенной 100 мкм щелью «OL 770 VIS/NIR»; 2 - стеклянное оптоволокно «OL 770-7G-1.0 3»; 3 - интегральная сфера 6 дюймов «OL IS-670-LED»; б - программируемый прецизионный источник питания светодиодов с диапазоном:  $\pm 2A$ ,  $\pm 6 V$  «OL 700-10-2000»



стенде. Спектрорадиометр «OL 770 VIS/NIR», со встроенной 100 мкм щелью, обеспечивает регистрацию длин волн излучения светодиодов в диапазоне 380-1100 нм с точностью  $\pm 0.1$  нм. Встроенное программное обеспечение дает возможность рассчитать основные спектральные параметры: пиковая длина волны  $\lambda_{\text{peak}}$ , доминантная длина волны  $\lambda_{\text{dom}}$ , ширина спектра по уровню половины интенсивности  $\Delta\lambda_{0.5}$ .

### **2.3. Методы старения мощных синих светодиодов.**

В последние годы благодаря огромным статистическим данным, ведущим фирмам производителям светодиодов фирма Cree [1], и фирма Philips Lumileds [32], удалось предложить способы прогнозирования срока службы синих светодиодов. Однако все они содержат долговременный период старения от 1000 до 6000 часов, после превышения которого, можно определить скорость деградации и прогнозировать срок службы. Способ, используемый фирмой Cree [1] [2], содержит следующую последовательность операций: измерение внешней квантовой эффективности светодиодов, проведение процесса старения светодиодов в течение 5000 часов в режиме, использующем комбинацию значений таких параметров как  $T_j$  (температура *p-n* перехода),  $T_b$  (температура окружающей среды) и  $I_F$  (ток через светодиод при прямом смещении) или его плотность  $J$ . Эти параметры выбираются из соответствующих диапазонов:  $T_j = 50-120$  °С,  $T_b = 35-85$  °С,  $I_F = 0.35-1$  А (соответствует плотности тока  $J = 35-100$  А/см<sup>2</sup>). Затем проводится контроль значений  $T_j$  при фиксированных значениях  $T_b$  и  $I_F$ , после 5000 часов и по этим измеренным экспериментально значениям  $T_j$  проводится определение среднего прогнозируемого срока службы по уровню значений ВКЭ на 30% меньше исходных ( $L_{70}$ ), по ранее полученным калибровочным зависимостям. Комплект калибровочных зависимостей среднего прогнозируемого срока службы по уровню  $L_{70}$  от  $T_j$  для нескольких комбинаций значений параметров  $T_b$  и  $I_F$  из соответствующих диапазонов значений, приведенных выше, представлен на сайте фирмы [1]. Расчет этих

зависимостей проведен на основе большого количества статистических данных на светодиодах этой фирмы. Причем при условии отсутствия катастрофических отказов. Благодаря высокому уровню технологии роста и сборки фирме удалось избавиться от таких отказов. Кроме того, в основу расчета положен экспериментальный факт, выявленный исследованиями фирмы, что только через 5000 часов старения наблюдаются установившиеся значения скорости деградации эффективности (мощности). Эти установившиеся значения эффективности используются для расчета, в качестве исходных значений, для определения скорости медленной составляющей развития процесса старения и уровня  $L_{70}$ , а также достоверного определения прогнозируемого срока службы. Очевидно, что полученные зависимости не могут быть в полной мере применены другими фирмами производителями. Во - первых по тому, что полученные зависимости не учитывают катастрофические отказы, от которых фирма Cree избавилась благодаря высокому уровню технологии роста и сборки. Во вторых, значения параметра  $T_j$  зависят от конструкции корпуса и технологии сборки, и для разных фирм могут существенно отличаться. Способ, предложенный фирмой Philips Lumileds [32], учитывает вклад в срок службы катастрофических отказов и медленного развития старения до уровня эффективности  $L_{70}$ . Способ содержит следующую последовательность операций: измерение внешней квантовой эффективности контрольной группы светодиодов (100шт.) из каждой партии; проведение процесса старения светодиодов в течение 1000 часов в режиме, использующем комбинацию значений параметров  $T_j$ ,  $T_b$  и  $I_F$  из соответствующих диапазонов:  $T_j = 50-120$  °C,  $T_b = 25-85$  °C,  $I_F = 0.35-1$ А (соответствует плотности тока  $J=35-100$  А/см<sup>2</sup>); измерение эффективности контрольных светодиодов; определение вероятности отказов из экспериментальных данных о числе отказов в контрольной группе из 100 светодиодов из каждой партии после старения в течение 1000 часов, с учетом количества вышедших из строя светодиодов до 1000 часов и минимального времени работы этих

светодиодов; определение, по полученным значениям вероятности отказа, среднего значения срока службы светодиодов при фиксированных значениях  $T_j$ ,  $T_b$ ,  $J$ , из ранее рассчитанных зависимостей, связывающих вероятность отказов и срок службы светодиодов по уровню  $L_{70}$ . Расчетные зависимости, учитывают оба явления (катастрофические отказы и медленное развитие старения). Таким образом, исследование процесса деградации и прогнозирование срока службы синих мощных светодиодов существенно более сложные и длительные, а результаты прогнозирования не столь однозначные, как для традиционных излучающих приборов, функционирующих без катастрофических отказов. Комбинации режимов, предложенные фирмами, были использованы в данной работе, а также критические значения ВКЭ после 5000 часов работы для прогнозирования срока службы.

### **Глава 3. Комплекс методов, позволяющий реализовать новый подход в изучении развития деградации внешней квантовой эффективности мощных синих InGaN/GaN светодиодов**

Новый подход в изучении деградации ВКЭ InGaN/GaN светодиодов, учитывает сложный характер организации наноматериала, включающий разно-размерные неоднородности состава твердого раствора InGaN по индию и присутствие квазиомических шунтов, локализованных в системе протяженных дефектов. Для реализации этого подхода необходимо обеспечить количественный контроль сложного характера организации наноматериала InGaN/GaN светоизлучающих структур, контроль степени однородности протекания тока и появления областей перегрева. Необходимость контроля областей перегрева вызвана тем, что в работе исследовались не только светодиоды, имеющие одинаковую геометрию контактных площадок, но и большое количество коммерческих светодиодов от разных фирм производителей. В связи с этим возможно возникновение областей перегрева, вызванное неоптимальной геометрией металлизированных контактов. Для решения этих задач был разработан комплекс методов. Этот комплекс включает: классификацию светоизлучающих InGaN/GaN структур по степени упорядоченности (разупорядоченности) наноматериала; контроль пространственного распределения интенсивности электролюминесценции; контроль тепловых полей и областей перегрева по площади светодиодов с помощью инфракрасного тепловизионного микроскопа; контроль неоднородности протекания тока и возникновения областей перегрева по характеру зависимостей плотности низкочастотного шума от плотности тока. Этот комплекс был использован как при исследовании исходных InGaN/GaN светодиодов, так и после каждой временной стадии процесса старения.

### **3.1. Методика определения характера организации наноматериала светоизлучающих квантоворазмерных InGaN/GaN структур на основе мультифрактального анализа.**

Для количественного контроля сложного характера организации наноматериала светоизлучающих квантоворазмерных InGaN/GaN структур были использованы представления и методы мультифрактального анализа.

В основе мультифрактального анализа лежат представления о материале, полученном в режимах самоорганизации, как нелинейной системе с фрактальной размерностью. Свойства таких систем определяются процессами структурообразования и особенностями связей образовавшихся пространственных структур в целом и не сводятся к сумме свойств отдельных частей [45]. Выбор мультифрактальной параметризации (МП) для количественного определения особенностей организации полупроводниковых наноматериалов, основан на том, что реальные структуры материалов являются стохастическими фракталами, т.е. самоподобными только в среднем. Применение регулярных фракталов, использующих только одну меру, не позволяет охарактеризовать количественно свойство неоднородности диссипативных структур, образующихся в условиях обмена материала веществом, энергией и информацией с окружающей средой [21] [46]. Практическое использование мультифрактальных представлений стало возможным благодаря развитию теоретических представлений в области мультифрактального формализма, статистической и информационной физики, теории симметрии. Методология МП структур материалов основывается на фундаментальных принципах самоподобия, стохастической фрактальности и нарушенной симметрии структур природных материалов, поэтому позволяет более точно охарактеризовать особенности материала [21], и успешно применяется более 15 лет в современном материаловедении металлов. При этом, к началу выполнения данной работы, уже имелся положительный опыт применения

мультифрактального формализма для изучения полупроводниковых наноматериалов [22]. В частности в [24] при исследовании слоев нитрида галлия было показано, что морфология поверхности содержит информацию об особенностях структурной организации частей объемного материала в целом и мультифрактальные параметры позволяют количественно охарактеризовать эти особенности. При этом мультифрактальные параметры могут быть определены путем обработки цифрового множества, соответствующего морфологии поверхности, получаемого с помощью атомно-силового микроскопа. Причем наиболее информативными для нитридов III-группы являются такие параметры как уровень самоорганизации ( $D$ ) и степень упорядоченности (нарушение симметрии на локальном уровне -  $\Delta_p$ ). В этой же работе отмечалось, что значения мультифрактальных параметров позволяют различить слои с разным характером организации наноматериала, не отличимые традиционными методами и выявить связь этих параметров с подвижностью носителей заряда. Кроме того, было показано, что свойства системы протяженных дефектов улучшаются с ростом упорядоченности характера организации наноматериала и уменьшением значений мультифрактального параметра степень упорядоченности по абсолютной величине [47]. Применение этой методики позволило определить мультифрактальные параметры светоизлучающих структур. Основой мультифрактального подхода к количественному описанию материалов является построение тем, или иным способом, меры цифрового множества, аппроксимирующего изучаемую структуру, «помещенную» в евклидово пространство. Это пространство разбивается на мелкие квадратные ячейки равного размера, и каждой ячейке сопоставляется мера в виде некоторого положительного числа (равноячееистое разбиение), соответствующая области изучаемой структуры, приходящейся на эту ячейку. Изучение скейлинговых свойств обобщенной корреляционной функции этой меры относительно скейлинга самой меры предоставляет широкие возможности для тонкой идентификации объектов со сложной структурой. Под скейлингом

понимаются степенные зависимости измеряемых характеристик от масштаба, на котором производится измерение. Важным элементом мультифрактального анализа является использование производящей функции меры, генерируемой на множестве элементарных ячеек путем их последовательного укрупнения. Причем выбор набора масштабов осуществляется по алгоритму, обеспечивающему самоподобие мер в укрупненных ячейках. Используя набор огрубленных разбиений с их мерами для каждого разбиения, рассчитывается его обобщенная корреляционная функция. Использование известного математического аппарата [21], позволяет получить спектр обобщенных энтропий (размерностей Реньи  $D_q$ ) (Рис. 17). Эти характеристики несут количественную информацию о термодинамических условиях формирования изучаемых структур [21] и отражают уровень их самоорганизации. В материаловедении используется так называемая, информационная интерпретация мультифрактального формализма. В этом случае изучаемую структуру характеризуют значением  $D_q$  при  $q = 1$ . При этом, чем выше значения  $D_1$ , тем большим уровням энтропии они соответствуют, тем хуже уровень самоорганизации материала. Величина  $\Delta_{\text{canon}} = D_1 - D_{q_{\text{min}}}^c$  при  $q \rightarrow \infty$  отражает степень упорядоченности и нарушение симметрии для общей конфигурации исследуемой структуры в целом, а рост величины  $\Delta_{\text{canon}}$  указывает на упорядочение структуры. Величина  $\Delta_{\text{pseudo}} = D_1 - D_{q_{\text{max}}}^p$  при  $q \rightarrow \infty$  отражает нарушение локальной симметрии. Увеличение значений модуля этого показателя означают большую степень нарушения локальной симметрии. Все операции по расчету МП выполняются с использованием программы, разработанной Встовским В.Г., в том числе, и проверка на корректность полученных мультифрактальных спектров [21]. Методика определения мультифрактальных параметров включает несколько основных операций: предварительная подготовка изображений изучаемой структуры, аппроксимация изучаемой структуры цифровым множеством.

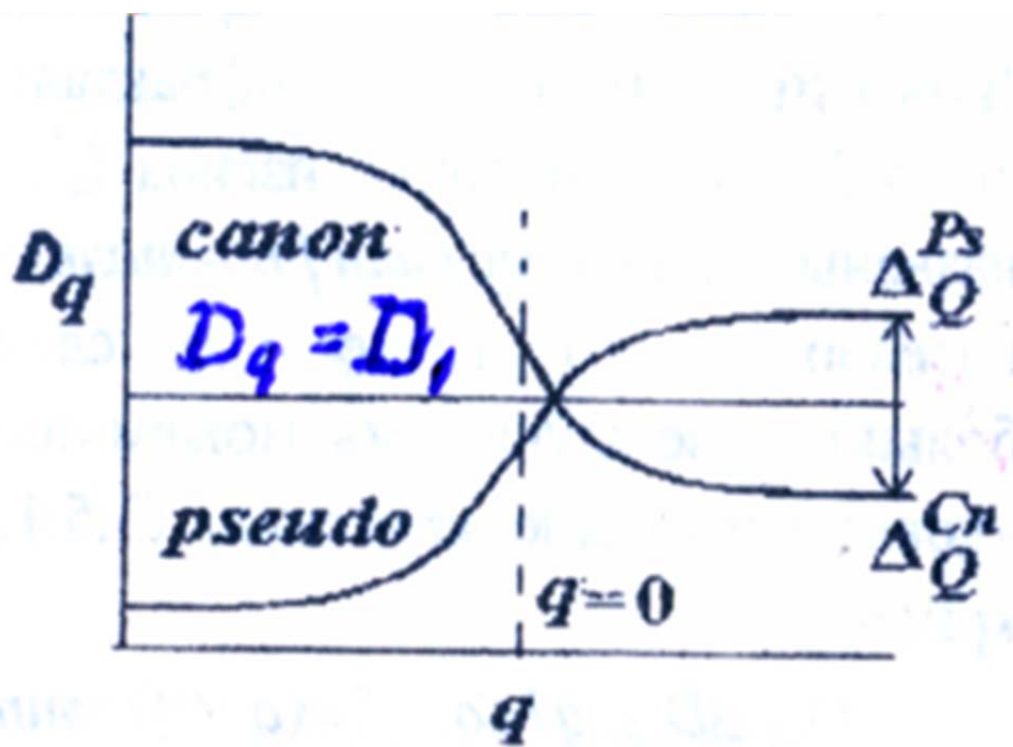


Рис. 17 Спектр обобщенных энтропий (размерностей Реньи  $D_q$ )



Аппроксимация осуществляется путем использования равноячейстого разбиения изображений, метода генерации мер огрубленных разбиений, алгоритма генерации масштабов для построения мультифрактальных регрессивных графиков, алгоритма перебора поддиапазонов масштабов для вычисления статистических характеристик по корректным мультифрактальным спектрам.

Предварительная подготовка изображений – важный этап процесса параметризации структуры материала. В материаловедении металлов и сплавов, обычно используют оптические изображения, которые конвертируют в черно-белые с помощью графического программного обеспечения Photoshop®. Для полупроводниковых объектов такая обработка приводит к сильному огрублению изображения поверхности. Кроме того, содержит элементы невоспроизводимости, т.к. контрастность черно-белого изображения в серии исследуемых образцов может задаваться не точно и зависит от опыта и особенностей оператора. В связи с этим в работе для получения изображений поверхности исследуемых структур использовали атомно-силовую микроскопию, а для получения контрастных черно-белых изображений - компьютерную программу, разработанную и введенную прямо в систему обработки данных атомно-силового микроскопа фирмы NT-MDT (Зеленоград). Такой подготовительный этап избавляет от произвола при получении черно-белого изображения и сразу позволяет получить оцифрованные изображения изучаемых структур. Они представляют собой матрицы точек – пикселей, которые имеют значение "1", если приходится на элементы структуры, или "0", если приходится на область не занятую элементами изучаемой структуры. Полученное цифровое множество анализируется методами мультифрактального анализа, изложенными в [45]. Методов обработки цифрового множества довольно много, в данной работе использовался метод с применением равноячейчных разбиений цифрового множества и метод генерации мер огрубленных разбиений. Число полученных ячеек делят на сумму всех чисел на изображении структуры и

получают меру для каждого пиксела. На основе этой меры генерируются меры огрубленных разбиений изображения на большие ячейки из 2x2, 3x3 и т.д. пикселов, складывая меры отдельных пикселов в укрупненных ячейках. В результате получают много равноячеечных разбиений, с размерами ячеек из заданного набора  $\{l_k\}$  и мерами  $\{\mu_{ik}, i=1, \dots, N_k\}$ , определенными по заданным мерам элементарных ячеек. Иначе говоря, для каждого разбиения на более крупные ячейки размером  $l_k \times l_k$  строится характеристическая мера в виде равноячеечного распределения единиц  $\mu_i$  ( $\mu_i = M_i / \sum M_i$ , где  $M_i$  - количество единиц в  $i$ -ой крупной ячейке,  $\sum M_i$  - общее количество единиц в матрице крупных ячеек,  $i=1, 2, 3, \dots, N$ ). Набор величин  $q$  из определенного интервала (для исследованных структур был установлен интервал  $q \in [-100; 100]$ ), позволяет вычислить традиционные мультифрактальные параметры, с помощью компьютерной программы В.Г.Встовского - MFRDrom. Схематично процесс показан на Рис. 18. Методика позволила определить основные мультифрактальные параметры такие как, степень упорядоченности (нарушение симметрии) для общей конфигурации исследуемой структуры в целом ( $\Delta_c$ ), степень упорядоченности (нарушение симметрии) исследуемой структуры на локальном уровне ( $\Delta_p$ ) и уровень самоорганизации (размерность Реньи) ( $D$ ). Относительная погрешность в определении мультифрактальных параметров оценивалась из данных обработки полей с несколькими размерами (2x2 мкм, 10x10 мкм, 50x50 мкм) АСМ изображений поверхности одной и той же светоизлучающей структуры двумя операторами. Данные для поля 2x2 мкм приведены в Таблица 1. Относительная погрешность определения мультифрактальных параметров меньше 2 %. Ответственным моментом, при проведении мультифрактальной параметризации исследуемой серии образцов является выбор одинакового размера анализируемого поля для всей серии светоизлучающих структур. Изображение должно отражать характерные особенности организации наноматериала и этот этап требует статистических исследований АСМ

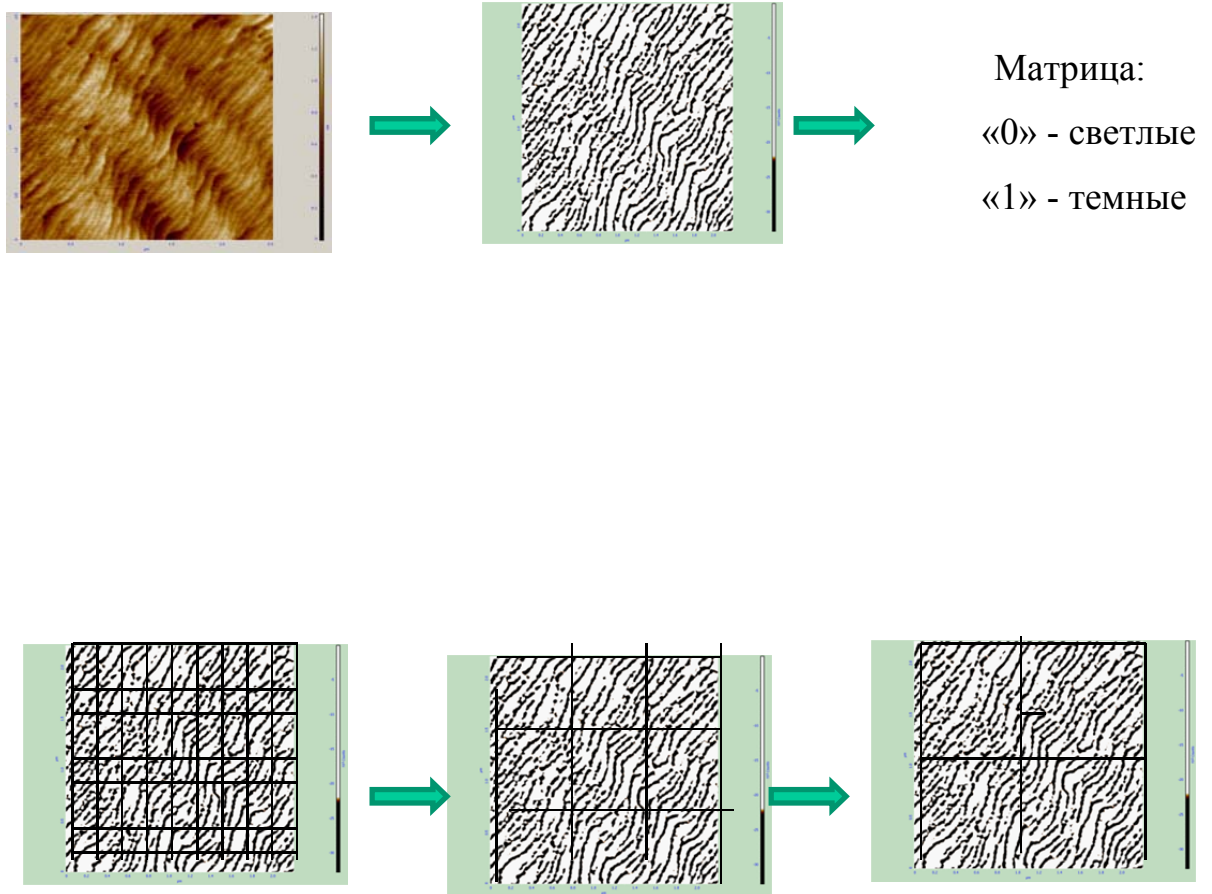
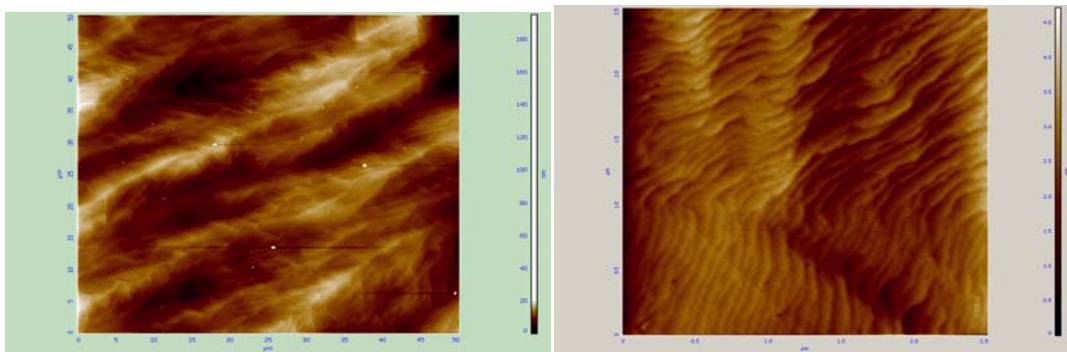


Рис. 18. Схематичное изображение последовательности операций для аппроксимации изучаемой структуры математическим множеством и получения мультифрактальных параметров с помощью компьютерной программы Г.В. Встовского MFRDrom 99.

Таблица 1. Мультифрактальные параметры светоизлучающей структуры, определенные двумя операторами.

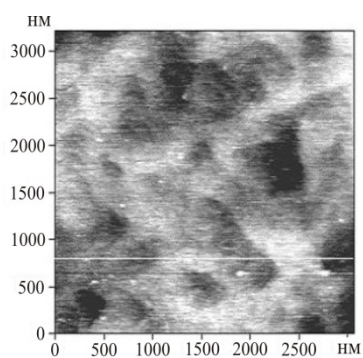
<b>Оператор</b>	<b>Колмаков А.Г. , поле 2x2 мкм</b>							
<b>Параметр</b>	<b>Значение параметра в полях одного размера</b>						<b>Отн. ошибка</b>	
	<b>1</b>	<b>2</b>	<b>3</b>	<b>4</b>	<b>5</b>	<b>6</b>		
<b>D</b>	1.53	1.55	1.51	1.53	1.56	1.53	±0.02	1.4%
<b>Δ<sub>p</sub></b>	-0.325	-0.330	-0.330	-0.325	-0.330	-0.330	±0.003	1%
<b>Оператор</b>	<b>Черняков А.Е., поле 2x2 мкм</b>							
<b>Параметр</b>	<b>Значение параметра в полях одного размера</b>						<b>Отн. ошибка</b>	
	<b>1</b>	<b>2</b>	<b>3</b>	<b>4</b>	<b>5</b>	<b>6</b>		
<b>D</b>	1.54	1.55	1.50	1.53	1.55	1.52	±0.02	1.4%
<b>Δ<sub>p</sub></b>	0.325	0.325	0.330	-0.330	-0.330	-0.330	±0.003	1%

На Рис. 19.а и б показаны АСМ изображения поверхности светоизлучающей структуры в двух полях. Ранее было выяснено, что характер организации наноматериала хорошо выявляется в полях 2x2мкм [24]. Этот метод позволил количественно определить характер организации наноматериала светоизлучающих структур выращенных в ЗАО Светлана-Оптоэлектроника и Samsung методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений. Более того, позволил выяснить, что даже в пределах одной пластины могут существовать области с разным характером организации наноматериала, как правило, вдоль диаметра пластины, из-за температурных градиентов и неоднородностей газовых потоков. Полученные данные приведены в Таблица 2. На Рис. 19в и г представлена морфология поверхности светоизлучающих пластин с отличающимися значениями  $\Delta_p$  и характером организации наноматериала. Из светоизлучающих пластин с значениями  $\Delta_p$  от 0.320 до 0.355 были изготовлены светодиоды и исследованы их электрические и оптические свойства. Исследования ВАХ светодиодов показали, что при смещениях менее 2В (Рис. 20) , прямые ветви ВАХ описываются экспоненциальной зависимостью  $I \sim \exp(eU/E_t)$  с характерным энергетическим параметром  $E_t$  около 160 meV и слабой зависимостью от температуры [48] [49], что хорошо коррелирует с данными других исследователей [3]. Обратная ветвь ВАХ, также описывается экспоненциальной зависимостью, со слабой температурной зависимостью при фиксированных значениях напряжения [48]. Общепринятой, считается точка зрения, что транспорт носителей заряда в этом диапазоне напряжений туннельный. Из приведенных обратных ветвей ВАХ светодиодов с разным характером организации наноматериала Рис. 21 хорошо просматривается рост токов утечки по мере ухудшения степени упорядоченности наноматериала ( $\Delta_p$ ) [50] [51]. Причем корреляция токов утечки с  $\Delta_p$  наблюдалась на всех исследованных светодиодах, изготовленных из частей светоизлучающих пластин с отличающимися значениями  $\Delta_p$ .

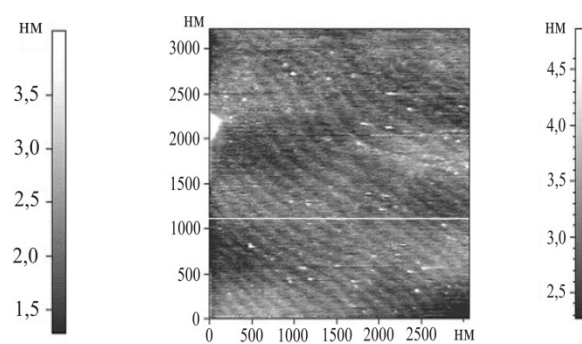


а

б



в



г

Рис. 19. Морфология поверхности светоизлучающей структуры в АСМ в полях: а) 50x50 мкм и б) 2x2мкм. Морфология поверхности двух светоизлучающих структур с отличающимися значениями  $\Delta_p$ : в) 0.370; г) 0.320

Таблица 2. Значения мультифрактальных параметров светоизлучающих структур в 3-х областях вдоль радиуса (размер поля АСМ изображений, использованный для определения мультифрактальных параметров 2x2 мкм).

№ Светоизл. структуры	D			Pseudo $\Delta_p$		
	1	2	3	1	2	3
1498	1,70	1,39	1,91	-0,33	-0,32	-0,34
1504	1,57	1,53	1,6	-0,30	-0,32	-0,34
1508	1,69	1,91		-0,32	- 0,34	
1488	1,52	1,65	1,53	-0,29	-0,31	-0,25
1491	1,18	1,16	1,2	-0,27	-0,26	-0,28
2303	1,53	1,46	1,57	-0,29	-0,28	-0,28
2372	1,54	1,42	1,59	-0,30	-0,24	-0,30
1853	1,64	1,47	1,72	-0,38	-0,26	-0,42
1953	1,75	1,60	1,73	-0,31	-0,26	-0,31
60526	1,67			-0,345		
50726	1,75			-0,350		
50520	1,79			-0,355		
50523	1,79			-0,355		
60602	1,75			-0,352		
60314	1,65			-0,345		
60901	1,70			-0,347		
60719	1,60			-0,330		
60510	1,78	1,78	1,81	-0,370	-0,380	-0,380
60720	1,65			-0,345		
60721	1,65			-0,345		

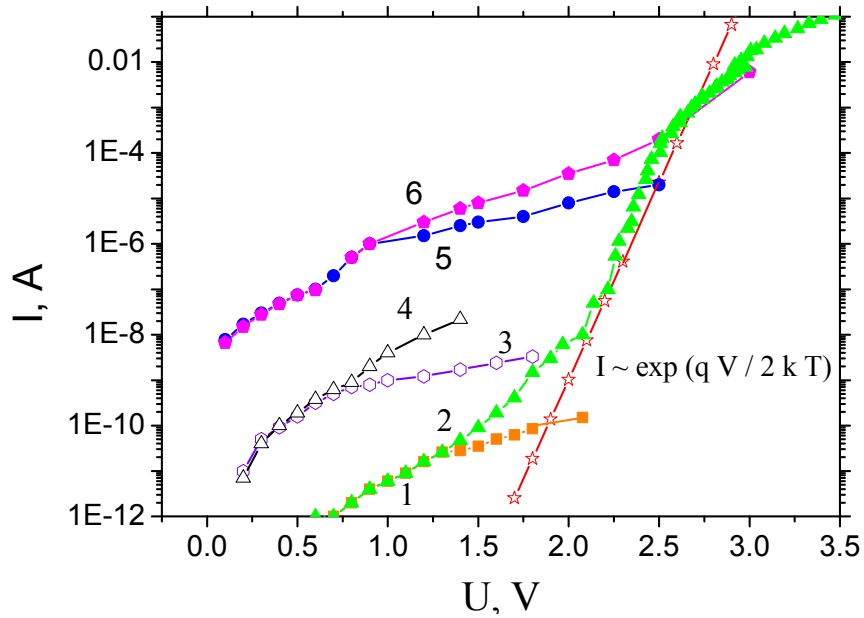


Рис. 20. Типичные прямые (2,4,6) и обратные (1,3,5) ветви ВАХ, построенные при  $|V|$ ,  $|I|$ , светодиодов, сформированных из светоизлучающих пластин с разной степенью упорядоченности наноматериала ( $\Delta_p$ ): 0.330 (1,2); 0.345 (3,4); 0.355 (5,6).



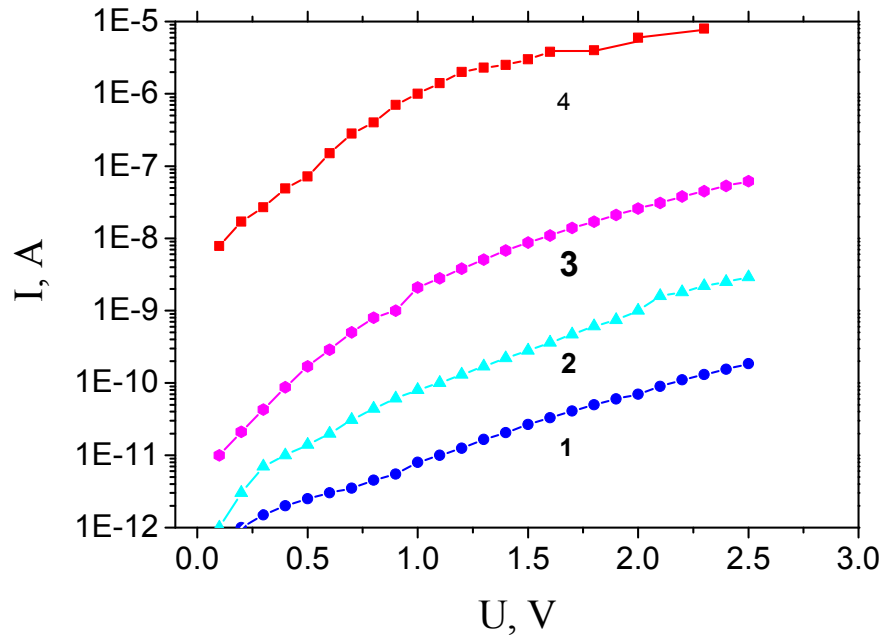


Рис. 21. Обратные ветви ВАХ, построенные при  $|V|$ ,  $|I|$ , светодиодов, сформированных из светоизлучающих пластин с разной степенью упорядоченности наноматериала ( $\Delta_p$ ): 1-0.320, 2-0.330, 3- 0.346 , 4 - 0.355 светодиодов.

На Рис. 21 представлены токи утечки светодиодов из другой партии светоизлучающих пластин. При этом каждая ветвь является типичной для нескольких десятков светодиодов, полученных с участка светоизлучающей пластины с одинаковым значением  $\Delta_p$ . Исследования зависимостей внешней квантовой эффективности от плотности тока на светодиодах из этих партий показали, что существует корреляция значений ВКЭ в максимуме с значениями  $\Delta_p$  Рис. 22 [51]. Причем она носит пороговый характер, т.е. сильная зависимость значений ВКЭ от  $\Delta_p$  наблюдается до значений  $\Delta_p > 0.345$ , при меньших значениях  $\Delta_p$  значения ВКЭ практически не меняются и демонстрируют небольшой разброс в пределах нескольких процентов. На коммерческих светодиодах, классифицированных по уровню токов утечки, подобная корреляция тоже наблюдается Рис. 23а и б, с той лишь разницей, что значения ВКЭ выше из-за лучшего собирания излучения. Для светодиодов с уровнем тока утечки при 1В меньше  $5 \times 10^{-10}$  А, что соответствует  $\Delta_p < 0.345$ , согласно Рис. 20 и Рис. 21, существенных изменений ВКЭ не должно наблюдаться Рис. 22. Это и подтверждается зависимостями для этих двух типов светодиодов (кривые 1 и 2), приведенных на Рис. 23б. В то время как для светодиодов с уровнем токов  $10^{-9}$  А, соответствующим  $\Delta_p > 0.345$ , наблюдается заметное снижение значений ВКЭ и сдвиг максимума в сторону больших значений токов инжекции, что свидетельствует о шунтировании *p-n* перехода таких светодиодов. Анализ ВАХ показывает, что шунтирование наблюдается не только на светодиодах с таким уровнем утечки. Близость прямой и обратной ветвей ВАХ, построенных в абсолютных значениях тока и напряжения, при напряжениях меньших 1.5 В Рис. 20 кривые 1 и 2; 3 и 4; 5 и 6 согласно эквивалентной схеме диода, также свидетельствуют о шунтировании *p-n* перехода [16]. При этом проводимость шунта (уровень тока утечки при смещениях меньше 2В) растет на порядки по мере ухудшения степени упорядоченности наноматериала, т.е. по мере ухудшения свойств системы протяженных

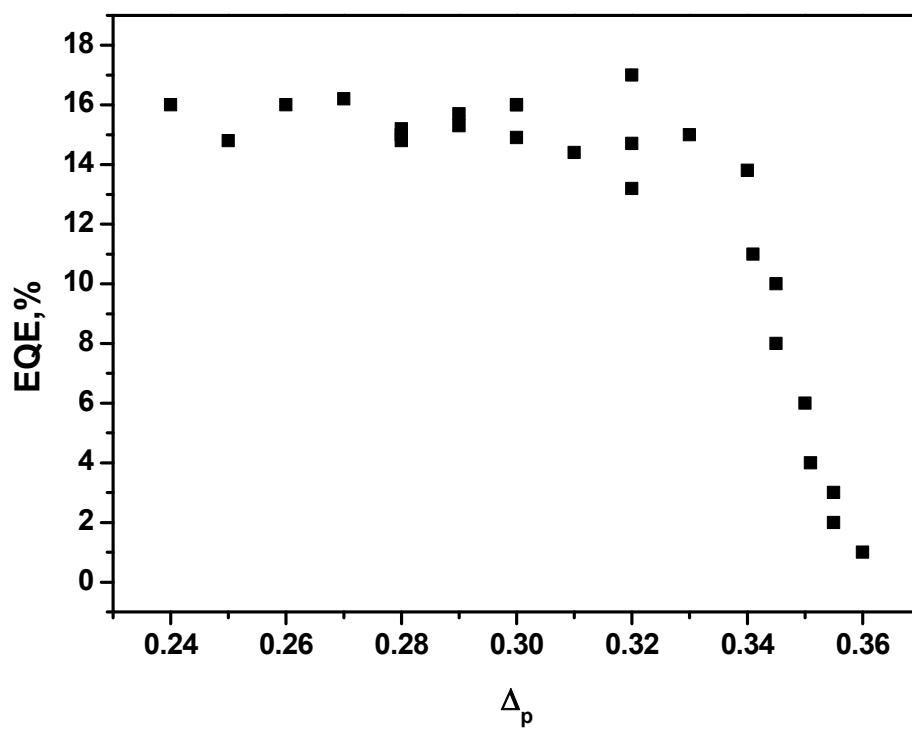
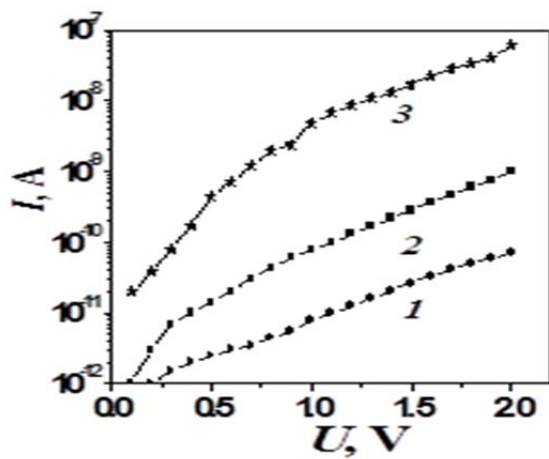
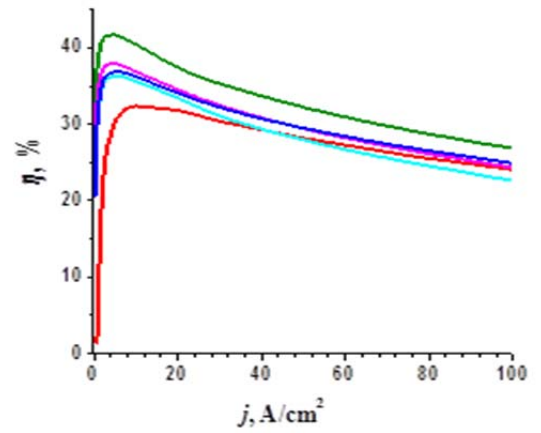


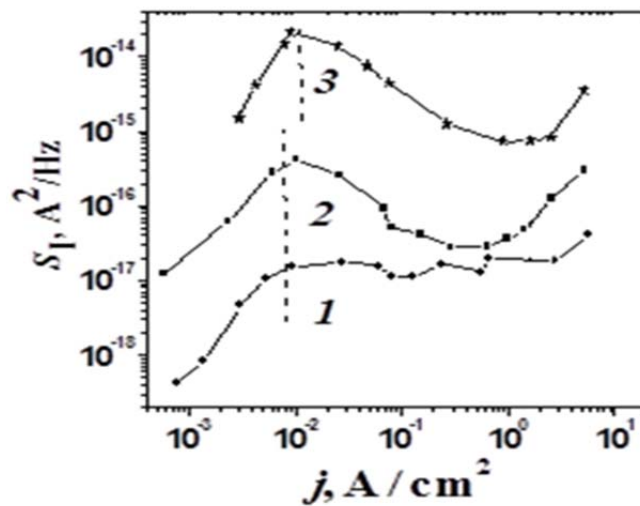
Рис. 22. Корреляция значений ВКЭ при плотности тока накачки 10 А/см<sup>2</sup> с мультифрактальным параметром  $\Delta_p$  (степень упорядоченности)



а



б



в

Рис. 23. Типичные характеристики светодиодов с отличающимися токами утечки (разным характером организации наноматериала): а) обратные ветви ВАХ; б) зависимости внешней квантовой эффективности от тока; в) зависимости спектральной плотности шума от плотности тока, частота измерений–1.22Гц. Пунктирами отмечено начало слабого излучения при смещении 2.0-2.3 В при  $j = 10^{-2}$  А/см<sup>2</sup>.

дефектов, пронизывающих всю светоизлучающую структуру [50]. Таким образом, уровень тока утечки при смещении меньших  $2V$  несет интегральную информацию о свойствах системы протяженных дефектов. Экспериментально, шунтирование в системе протяженных дефектов показано в [52], по результатам измерения ВАХ на светоизлучающих структурах в атомно-силовом микроскопе, непосредственно в области прорастающих дислокаций и V-дефектов. В данной работе области шунтирования выявлялись в сканирующем микроскопе в режиме наведенного тока по появлению локальных областей с ярким контрастом [53]. Связь уровня шунтирования со свойствами системы протяженных дефектов была выявлена в данной работе методами DLTS, при проведении сравнительных исследований параметров ловушек в активной области светодиодов с отличающимся характером организации наноматериала, и уровнем токов утечки, но одинаковым, традиционным дизайном активной области и уровнем легирования  $p^+$  и  $n^+$  областей [49] [54]. Для этих светодиодов наблюдались одни и те же уровни с одинаковой зависимостью амплитуды уровней E1 и E2 от оптической подсветки, сделан вывод о том, что эти уровни E1 и E2 являются пространственно локализованными состояниями и связаны с системой протяженных дефектов, т.к. для светодиодов с худшей организацией наноматериала, и как следствие этого, более высоким уровнем токов утечки концентрация дефектов с уровнем E2 была существенно выше. Эти результаты, позволяют рассматривать систему протяженных дефектов, включающую дислокации, их скопления, V-дефекты а также дилатационные и дислокационные границы доменов, пронизывающие активную область светодиодов, как пространственно локализованную протяженную систему энергетических уровней в запрещенной зоне, что делает возможным многоступенчатый механизм туннелирования носителей заряда в такой системе. Туннелирование инжектированных носителей вдоль протяженных дефектов изменяет свойства этой системы. Эволюция ВАХ, улучшение выпрямляющих свойств

*p-n* перехода, наблюдаемые с ростом концентрации неравновесных носителей, Рис. 20 указывает на сложную динамику свойств системы протяженных дефектов и квазиомическую природу шунтов, локализованных в этой системе [50]. Сложная динамика вызвана заполнением неравновесными носителями плотности состояний в дислокационных трубках и обратимым переходом центров прилипания в центры безызлучательной рекомбинации. Наиболее полно она проявляется в зависимостях спектральной плотности токового низкочастотного шума от плотности тока [50]. На Рис. 23в представлены зависимости спектральной плотности шума от тока для светодиодов с отличающимся уровнем проводимости квазиомических шунтов (уровнем тока утечки) Рис. 23б. При этом для светодиодов с максимальными токами утечки кривая 3 Рис. 23б наблюдается снижение значений ВКЭ в максимуме кривая 3 Рис. 23в, что соответствует ранее полученной пороговой зависимости ВКЭ от степени упорядоченности наноматериала светоизлучающих структур ( $\Delta_p$ ) [51]. Наблюдается корреляция между ростом плотности шума и ростом токов утечки (проводимости квазиомических шунтов), при низких уровнях возбуждения ( $j \sim 10^{-3} - 10^{-1} \text{ А/см}^2$ ), что фактически свидетельствует об усилении безызлучательной рекомбинации, связанной с системой протяженных дефектов, пронизывающей активную область [50]. С началом излучательной рекомбинации (отмечено пунктирной линией на Рис. 23а) и ростом плотности тока наблюдается подавление низкочастотного шума, что хорошо видно по появлению падающих участков на зависимостях  $S_I(j)$  и перехода зависимостей к виду  $S(j) \sim \text{const}$  начиная с плотностей тока больше  $10^{-2} \text{ А/см}^2$ . В результате действия этого эффекта уровень шума достигает минимальных значений в области плотностей тока около  $1 \text{ А/см}^2$ , соответствующих максимальным значениям излучательной рекомбинации. Падающие участки зависимостей  $S(j)$  наблюдали на различных материалах [55], и объясняли их появление заполнением носителями единичных центров рекомбинации в области объемного заряда *p-n* – перехода, если зависимости

имели вид  $S(j) \sim 1/j$ . Однако, падающие участки зависимостей  $S(j)$  кривые 2 и 3 Рис. 23в светодиодов с токами утечки, больше  $5 \times 10^{-10}$  А не соответствуют зависимости вида  $S(j) \sim 1/j$ , типичной для случая, когда шум обусловлен точечными дефектами Шокли-Рида-Холла. Эти результаты позволяют предполагать, что подавление безызлучательной рекомбинации происходит в системе протяженных дефектов, причем не только за счет заполнения плотности состояний, но и с участием реабсорбции излучения, начинающегося в локальных областях твердого раствора активной области обогащенных индием [50]. При плотностях тока больше  $10 \text{ А/см}^2$  снова наблюдается рост плотности шума и появляется участок зависимости  $S(j) \sim j^3$ . [50]. Таким образом, выявлена сложная динамика свойств системы протяженных дефектов, связанная с взаимодействием с неосновными носителями заряда и с реабсорбцией излучения, возникающего при малых смещениях в локальных областях твердого раствора обогащенного индием. Эти процессы определяют квазиомическое поведение шунтов, локализованных в системе протяженных дефектов. Выяснено, что проводимость шунтов определяется свойствами системы протяженных дефектов и может количественно контролироваться не только степенью упорядоченности наноматериала светоизлучающих структур, но и уровнем тока утечки светодиодов при смещениях меньших 2В. Благодаря этим результатам удалось существенно расширить число исследуемых объектов, и классифицировать коммерческие светодиоды разных фирм по уровню тока утечки, интегрально отражающего свойства системы протяженных дефектов, и коррелирующего с упорядоченностью наноматериала светоизлучающих структур. Выясненная возможность использовать в исследованиях чипы коммерческих светодиодов для решения поставленных задач повлекла необходимость контроля тепловых свойств светодиодов, собранных из чипов разных фирм производителей. Фирмы, как правило, используют различные геометрии металлизированных контактов и собственные технологии защиты периферии мезы светодиодного чипа. В связи с этим необходимо было

выяснить вклад этих факторов, а также дефектов сборки в неоднородность протекания тока и локальные перегревы, чтобы надежно выделить эти же эффекты, но связанные с фрактальной природой наноматериала светоизлучающих структур. В связи с этим было проведено теоретическое и экспериментальное изучение тепловых свойств светодиодов и разработаны методы контроля распределения температуры по площади светодиодов.

### **3. 2. Теоретическое и экспериментальное изучение растекания тока по площади $p-n$ -перехода InGaN/GaN светодиодов.**

Хорошо известно, что в излучающих чипах светодиодов на основе InGaN/GaN-наногетероструктур неоднородное распределение плотности тока по площади  $p-n$ -перехода („current crowding effect“) [56], может быть вызвано несколькими факторами: геометрией контактов, дефектами сборки, присутствием латеральной составляющей тока, связанной со спецификой выращивания светоизлучающих структур на изолирующей подложке. В тоже время на части коммерческих светодиодов в последние годы используется технология отделения светоизлучающей структуры от изолирующей подложки и перенос на проводящую подложку. Таким образом, в этом варианте латеральная составляющая отсутствует. Однако, для всех конструкций типичной является тонкие активная область и  $n^+$  слой, что также приводит к неоднородному растеканию тока. В связи с тем, что в данной работе исследовались чипы светодиодов от разных производителей, в том числе светоизлучающие структуры на изолирующих подложках, необходимо было оценить теоретически и экспериментально вклад латерального протекания тока и геометрии контактов в растекание тока.

#### **3.2.1. Численное моделирование растекания тока**

Для оценки вклада неоднородного растекания тока применялся самосогласованный расчет растекания тока и переноса тепла в светодиодном чипе с помощью программы SpeCLED [57]. Для расчета растекания тока использовалась упрощенная постановка задачи [58]. Учитывались



следующие элементы чипа: сапфировая подложка, контактный n-GaN слой, активная область, контактный p-GaN слой и металлические контакты. Предполагалось, что в контактных слоях GaN выполняется условие электронейтральности, т.е. концентрация основных носителей равняется концентрации ионизированной примеси. Данное предположение нарушается только в узких областях, непосредственно примыкающих к активной области. Толщина этих областей соответствует толщине области пространственного заряда и, учитывая высокое легирование контактных слоев, составляет порядка 10 нм. Этими областями можно пренебречь по сравнению с полной толщиной контактных слоев. Также предполагалось, что в контактных слоях ток неосновных носителей много меньше тока, создаваемого основными носителями. Это предположение хорошо выполняется для контактного n-GaN слоя, что касается p-GaN слоя, то при больших плотностях тока может наблюдаться утечка электронов из активной области в p-GaN. Однако, эта утечка в оптимизированных светодиодных структурах все-таки мала. Кроме того, для рассматриваемой конструкции чипа (flip-chip) контактный p-GaN слой полностью покрыт толстым металлическим слоем. Таким образом, основное латеральное растекание тока происходит в этом металлическом слое. С учетом сделанных предположений, для расчета растекания тока в контактных слоях можно ограничиться законом Ома для основных носителей:

$$j_n = \mu_n n \nabla F_n \quad , \quad j_p = \mu_p p \nabla F_p$$

Здесь индексы n и p обозначают тип носителей, n и p - их концентрацию,  $\mu$  - подвижность, а  $F$  – квазиуровень Ферми. С учетом условия электронейтральности, уровень Ферми следует за краем соответствующей зоны. В ходе самосогласованного расчета с учетом разогрева учитывалась зависимость концентрации и подвижности носителей от температуры. Активная область предполагалась бесконечно тонкой по сравнению с контактными слоями и не участвовала в трехмерном расчете растекания тока. Протекание тока через активную область описывалось заданием

параметрических зависимостей плотности тока и внутреннего квантового выхода от напряжения на  $p-n$  – переходе, равного разнице квазиуровней Ферми на границе активной области:

$$U_{pn} = (F_n - F_p)|_{z=0}$$

Здесь ось  $z$  направлена перпендикулярно к слоям гетероструктуры от  $n$ -области к  $p$ -области, а  $z=0$  обозначает плоскость активной области. Для описания зависимости плотности тока от напряжения на  $p-n$  – переходе использовалась модель Шокли:

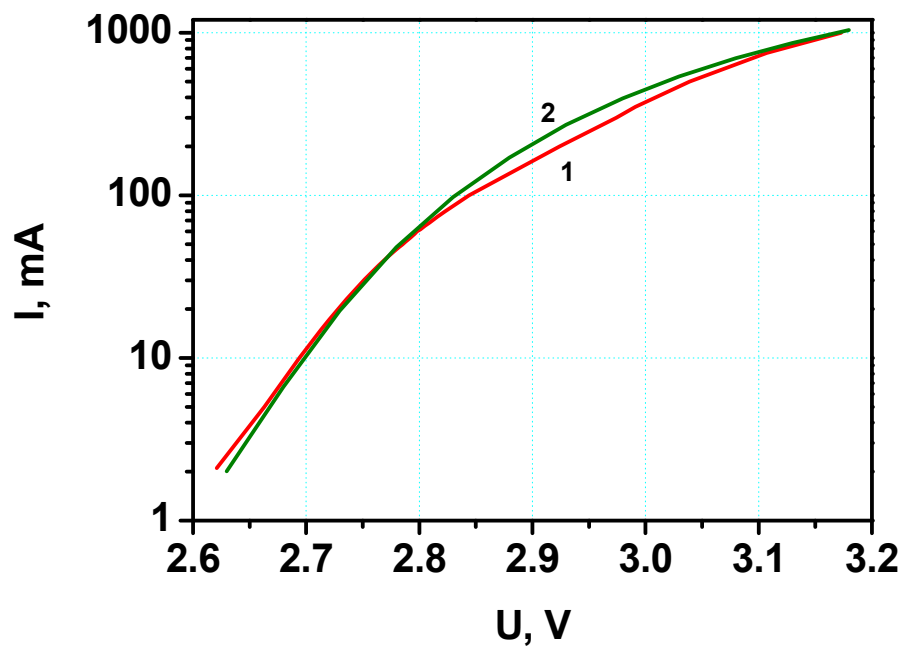
$$j_{pn} = j_s(T) \left[ \exp\left(\frac{U_{pn}}{mkT}\right) - 1 \right]$$

где  $m$  - фактор неидеальности  $p-n$  – перехода, а температурная зависимость темнового тока описывается следующим образом:

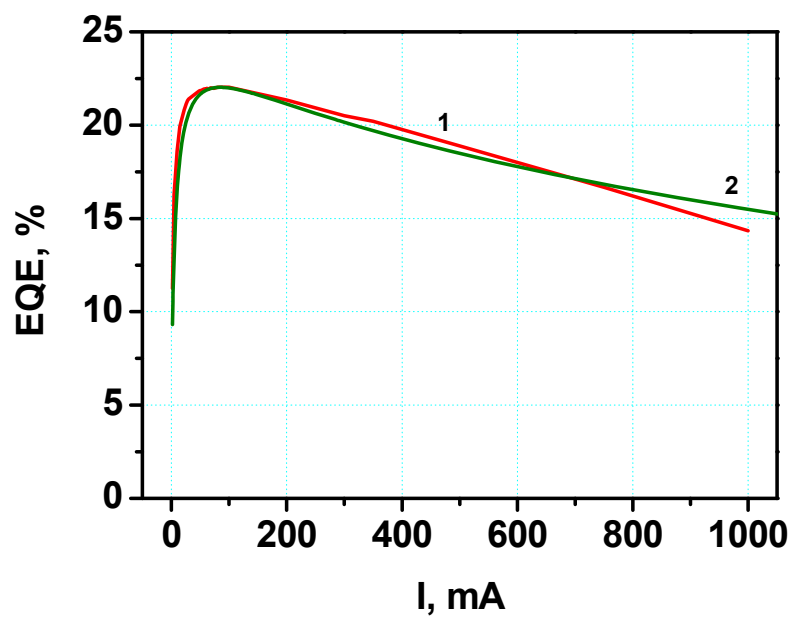
$$j_s(T) = j_0 \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{kT}\right)$$

где  $\hbar\omega$  - энергия кванта излучения, а  $j_0$  - подгоночный параметр, имеющий смысл амплитуды плотности тока.

Для расчета внутреннего квантового выхода предполагалось, что все носители рекомбинируют в области толщиной  $d$  за счет одного из трех каналов рекомбинации: рекомбинации Шокли-Рида с временем жизни  $\tau$ , излучательной рекомбинации с коэффициентом рекомбинации  $B$  или оже-рекомбинации с коэффициентом  $C$ . Итого, все необходимые свойства активной области задаются с помощью следующих параметров:  $j_0$ ,  $m$ ,  $d$ ,  $\tau$ ,  $B$ ,  $C$ . Эти параметры подбирались так, чтобы обеспечить согласие расчетных вольт-амперной характеристик (ВАХ) и зависимости внешнего квантового выхода от тока EQE(I), с экспериментально полученными ВАХ и EQE(I) рис. 24.



a



б

Рис. 24 а – Вольт-амперная характеристика: кривая 1-эксперимент, 2-расчет; зависимость внешнего квантового выхода от тока: кривая 1-эксперимент, 2-расчет.

Таким образом, задача растекания тока свелась к решению уравнения Лапласа для  $n$ - и  $p$ -областей (включая металлические контакты) с нелинейным граничным условием на плоскости активной области:

$$j_n|_{z=0} = j_p|_{z=0} = j_{pn}$$

и граничным условием первого рода на месте подведения контактных площадок:

$$F_n|_{n\text{-wire}} = 0, \quad F_p|_{p\text{-wire}} = U$$

где  $U$  - приложенное к чипу напряжение. На остальных границах использовалось граничное условие второго рода (нулевой ток).

Данный подход требует существенно меньших вычислительных затрат, нежели решение трехмерной дрейфо-диффузионной задачи распределения потенциала и концентрации носителей. Соответственно, появляется возможность анализировать сложные конструкции чипов за приемлемое время без привлечения специализированной высокопроизводительной вычислительной техники. В то же время влияние внесенных упрощений на распределение тока минимально, как показало сравнение расчета с экспериментом (Рис. 24).

Для расчета распределения температуры в чипе решалось уравнение теплопроводности с граничными условиями третьего рода на внешних границах металлических слоев. Главный вклад в нагрев вносит выделение тепла в активной области за счет безизлучательной рекомбинации и за счет термализации носителей в квантовых ямах. Также учитывалось выделение джоулева тепла во всем объеме чипа [59]. В ходе самосогласованного расчета распределения тока и тепла рассчитывались последовательно до достижения сходимости, т.е. постоянства распределения температуры и электрического тока. Для расчета температуры разогрева чипа при разных плотностях инжекционного тока определялись экспериментально тепловые сопротивления всех элементов конструкции светодиода.

### 3.2.2. Исследование полного спектра тепловых сопротивлений элементов конструкции светодиода

Метод, позволяющий экспериментально исследовать полный спектр тепловых сопротивлений элементов конструкции светодиода и оценить температуру чипа, основан на определении теплового импеданса при пропускании через *p-n*-переход светодиода электрических разогревающих импульсов с широтно-импульсной модуляцией (ШИМ), осуществляемой по гармоническому закону, и измерения соответствующих изменений температуры перехода относительно корпуса или окружающей среды. Температура определяется на основе измерения температурочувствительного параметра (ТЧП), в качестве которого используется прямое напряжение на *p-n*-переходе при пропускании через него малого постоянного измерительного тока (величина измерительного тока выбирается такая, чтобы светодиод не перегревался относительно корпуса). На основе вычисления амплитуд и фаз основных гармоник греющей мощности и температуры *p-n*-перехода определяется модуль теплового импеданса *p-n*-переход–корпус светодиода и сдвиг фаз между температурой *p-n*-перехода и греющей мощностью.

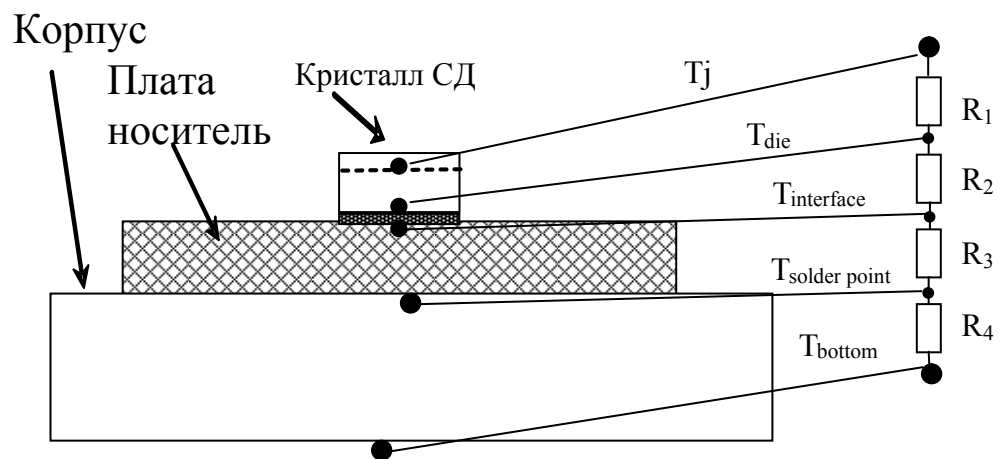
При анализе распределения тепла по структуре светодиода используется теплоэлектрическая аналогия, согласно которой процессы распространения тепла по пути «активная область кристалла – кристаллодержатель – корпус прибора – радиатор – окружающая среда» происходят аналогично электрическим процессам в схеме замещения, представляющей собой совокупность последовательно соединенных RC-звеньев [60]. Электрическое сопротивление  $R$  является аналогом теплового сопротивления  $R_{th}$ , электрическая емкость  $C$  – аналог теплоемкости.

Поток тепла аналогичен электрическому току, протекающему по звеньям схемы замещения, электрический потенциал является аналогом температуры. Каждому из слоев структуры или элементов конструкции светодиода, по которым распространяется поток тепла от источника к окружающей среде, соответствует свое RC-звено. На Рис. 25а представлено схематичное

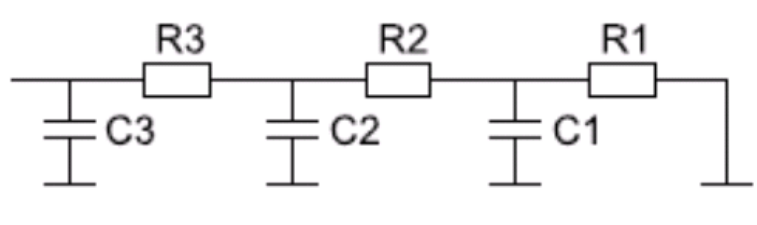
изображение структуры исследуемых светодиодов. Возможны два варианта построения такой эквивалентной тепловой модели – модель Фостера (Foster) и модель Кауэра (Cauer). В модели Фостера каждое звено состоит из параллельно соединенных резистора  $R$  и емкости  $C$  (Рис. 25б), в модели Кауэра емкости всех звеньев присоединены к общей шине (Рис. 25в). Параметры всех элементов схемы замещения в моделях Фостера и Кауэра отличаются между собой, но общий импеданс в обеих схемах одинаков. В данной работе использовалась модель Кауэра, что позволило применить прибор T3Ster, работающий по стандарт JE5D51-52 [61], для определения компонент теплового сопротивления светодиода. Полученные результаты использовались в теоретической модели для расчета распределения температур.

Кроме того, были определены тепловые сопротивление чипов светодиодов с разными конструкциями. Выяснено, что  $R_{th}$  чипа светодиода Cree XPE с вертикальной конструкцией на кремниевой подложке лежит в пределах 1K/W; а  $R_{th}$  чипа SemiLEDs 45AK с медной подложкой - 0,5 K/W;  $R_{th}$  чипа МК24 производства Светлана латеральной конструкции чипа - 1K/W. Таким образом, чипа не вносит существенных изменений в физические процессы в объемном материале.

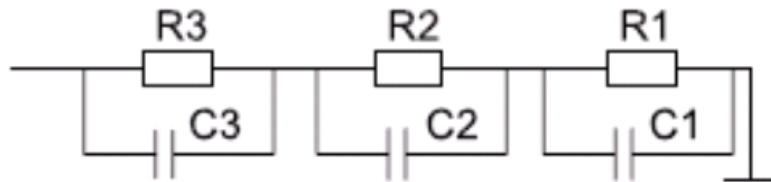
Изображение распределения температур, полученное расчетным путем, для чипа МК24 представлено на рис. 27а. Для сравнения результатов расчета с экспериментальным распределением температур был разработан метод визуализации температурных полей.



а



б



в

Рис. 25 а – схема конструкция светодиода (1;2;3); б – эквивалентной схема протекания тепла модель Фостера; в – модель Кауэра.

### **3.2.2. Экспериментальное исследование распределения температурных полей по площади светодиода.**

В данной работе для экспериментального исследования температурных полей в светодиодных чипах с разрешением единиц микрометров был адаптирован разработанный в Институте физики полупроводников СО РАН инфракрасный микроскоп УТК-1 [62]. Регистрация теплового излучения осуществлялась InAs-ПЗИ (прибор с зарядовой инжекцией) — фотоприемной матрицей с количеством элементов  $128 \times 128$  (шаг элементов 50 мкм) и областью спектральной чувствительности 2.5–3.1 мкм. Поле зрения микроскопа составляло  $400 \times 400$  мкм ( $\sim 3$  мкм на элемент). Для уменьшения фоновой нагрузки на фотоприемную матрицу используется сферическое зеркало (уменьшение интенсивности фона в 11 раз). Благодаря низкой плотности поверхностных состояний на границе раздела (арсенид индия)–диэлектрик в данных МДП структурах практически отсутствуют шумы типа  $1/f$ . Это позволяет увеличить динамический диапазон прибора и повысить его чувствительность для температур, близких к комнатным, за счет увеличения времени накопления в диапазоне от 10 до 100 мс. При этом с ростом времени накопления отношение сигнал/шум возрастает пропорционально корню квадратному от времени накопления.

Одной из основных методических проблем, при адаптации метода для исследования температурных полей в светодиодах, явилась прозрачность собственно эпитаксиальной структуры и сапфировой подложки в ИК диапазоне. Дополнительные трудности были вызваны значительным различием излучательной способности других материалов, входящих в конструкцию светодиода: контактов, отражающих покрытий, элементов монтажа и др. В силу этого важную роль играет исходная калибровка, при которой температура исследуемых объектов (элементов конструкции) задается внешним нагревателем с одновременной регистрацией интенсивности ИК излучения. Сигнал с матрицы, регистрирующей интенсивность, измеряется в битах. Нормировочная кривая



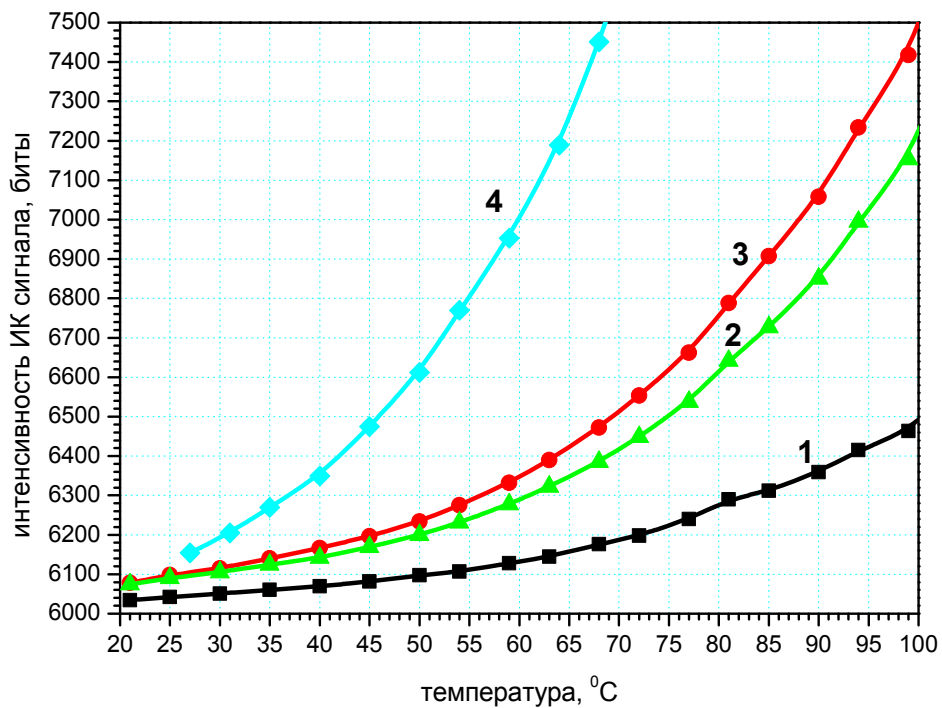
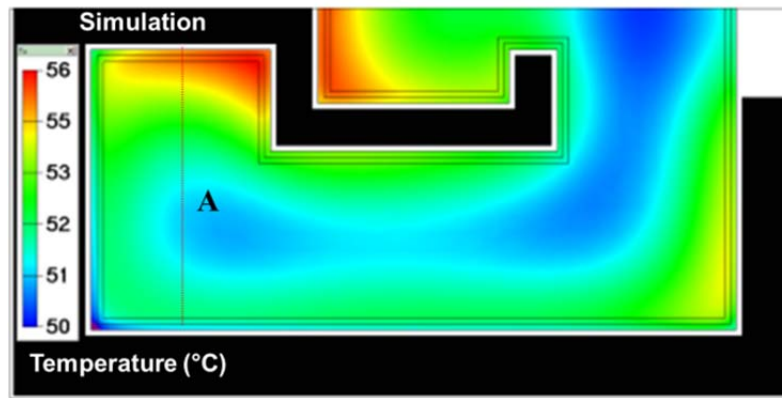


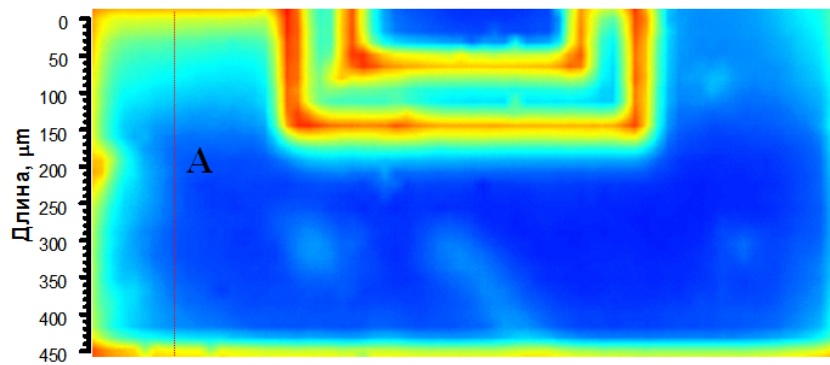
Рис. 26. Температурные зависимости интенсивности инфракрасного излучения для различных материалов, входящих в конструкцию светодиода: 1 – Au; 2 – Ni/Ag; 3 – Ti/Ag; 4 - InAs.

„биты–температура“ используется для определения абсолютных температур в реальных режимах работы при разогреве собственным током. На Рис. 26 показаны примеры калибровочных зависимостей для некоторых материалов, используемых в конструкции светодиода, а также, в качестве сравнения, для просветленной подложки InAs как имитатора черного тела в исследуемом диапазоне длин волн. Минимальной излучательной способностью обладают высокоотражающие металлические пленки Au, полученные вакуумным напылением. Оценка погрешности определения абсолютной температуры при таком методе калибровки дает в худшем случае (низкие температуры и малая излучательная способность материала) значения  $\delta T \approx 2^\circ\text{C}$ . Таким образом, метод ИК тепловизионной микроскопии вместо усредненной оценки температуры активной области дает высокоточный температурный „mapping“ с пространственным разрешением  $\sim 3$  мкм.

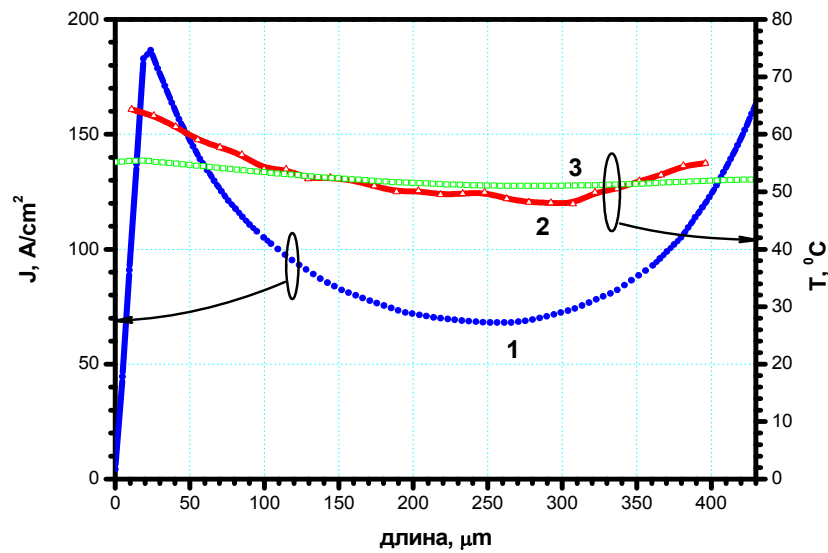
Этим методом было получено распределение температуры для чипа МК24 Рис. 27.б при плотности тока  $j \sim 100 \text{ A/cm}^2$ , соответствующей рабочим плотностям и области совпадения расчетных и экспериментальных ВАХ и EQE(I) Рис. 24. Выяснено, что даже в оптимизированных конструкциях приборов возникают тепловые градиенты, достигающие десятков градусов в пределах площади *p-n*-перехода Рис. 27а,б. Красные области показывают разогретые части чипа в результате протекания тока по площади *p*-контакта, Рис. 27.б экспериментально полученная картина, которая коррелирует с расчетной. На Рис. 27.в представлен профиль распределения тепла по *p*-контакту в сечении А и плотность распределения тока, полученная расчетным путем.



а



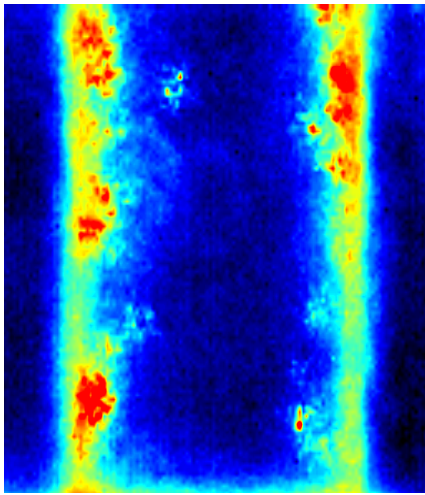
б



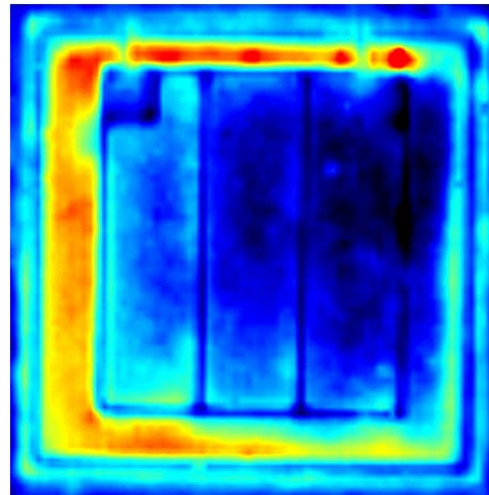
в

Рис. 27. Сравнение экспериментальных данных и расчетных данных для половины флип-чип СД при  $j=100 \text{ A/cm}^2$ : а –распределение тепла по площади СД расчет; б- экспериментальные данные; в – профили распределения в сечении А; 1- плотность тока (расчетные данные); 2 –распределения тепла (эксперимент); 3 – распределение тепла (расчетные данные)

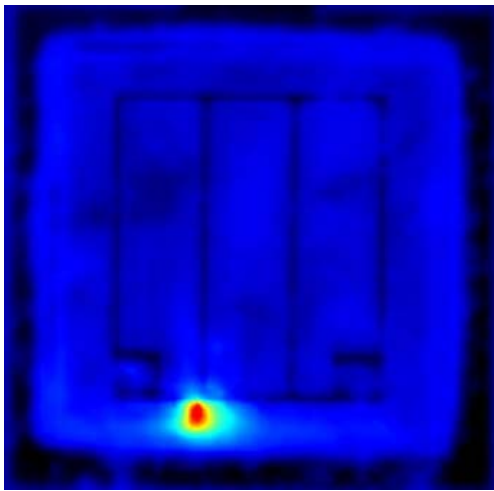
Установлено, что благодаря высокой чувствительности к локальным изменениям температуры, метод ИК микроскопии при малой плотности тока возбуждения ( $2 \text{ A/cm}^2$ ) позволяет выявлять различные дефекты сборки и локальные области перегрева. На Рис. 28а видны красные области на краю  $p$ -контакта свидетельствующие о высокой интенсивности ИК излучения и связаны с повышенной плотностью тока, протекающего по каналам утечки, которые развились за первые сотни часов наработки по незащищенной поверхности  $p$ - $n$ -перехода, выходящей на склон мезаструктуры. Причины таких утечек окончательно не ясны, но могут быть связаны с недостаточной степенью очистки поверхности от химических реактивов или с выделением свободного галлия. Однако такие перегревы не приводят к катастрофическим отказам, но препятствуют достижению сроков службы более 50000 часов. На Рис. 28б видна перегретая область по периметру чипа (красная область на фоне синего) при протекании тока ниже рабочего – это демонстрирует пример дефектной сборки, когда часть диода не пропаяна и «висит» в воздухе и не имеет теплового контакта с корпусом. На Рис. 28в показан другой вид дефекта (яркое красное пятно на поверхности чипа) — канал токовой утечки, возникший при пробое под действием статического электричества. Подобные „горячие“ каналы диаметром 20–30 мкм были обнаружены в [62] при протекании инжекционного тока плотностью  $30 \text{ A/cm}^2$  по площади светодиода с незащищенной периферией  $p$ - $n$ -перехода, подвергнутого старению Рис. 28г с, с уменьшенной, в результате старения, до 25% внешней квантовой эффективностью. В таких локальных областях возникают более значительные перегревы, до  $75^\circ\text{C}$ , чем на периферии  $p$ - $n$ -перехода около  $25^\circ\text{C}$  относительно центра поверхности светодиода [62].



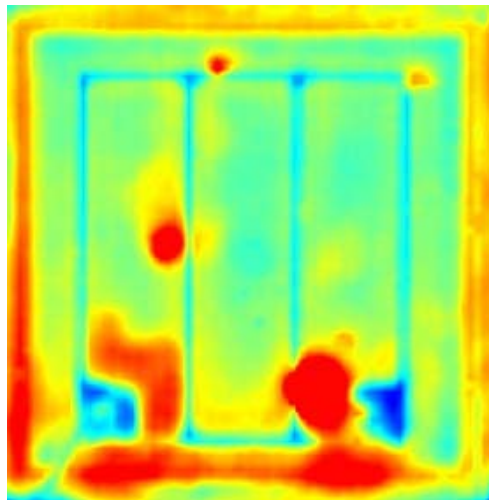
а



б



в



г

Рис. 28. Инфракрасный цифровые фотографии трех видов дефектов: а – утечка по склону мезаструктуры ( $j=2\text{A}/\text{cm}^2$ ); б - дефект монтажа ( $j=10\text{A}/\text{cm}^2$ ); в – утечка и перегрев в локальной области ( $j_{\text{loc}}=10^4\text{A}/\text{cm}^2$ ); г – множественные утечки ( $j=40\text{A}/\text{cm}^2$ )

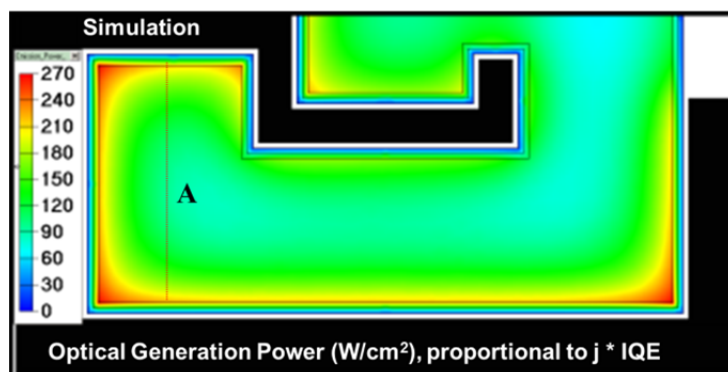
В результате исследований получена хорошая корреляция между расчетными данными и экспериментальными. По сравнению с другими способами исследования тепловых процессов в мощных полупроводниковых светодиодах. Метод ИК тепловизионной микроскопии позволяет разделить перегревы вызванные свойствами материала, особенностями конструкции и дефектами сборки.

### **3.2.3. Исследование распределения интенсивности электролюминесценции ближнего поля светодиода.**

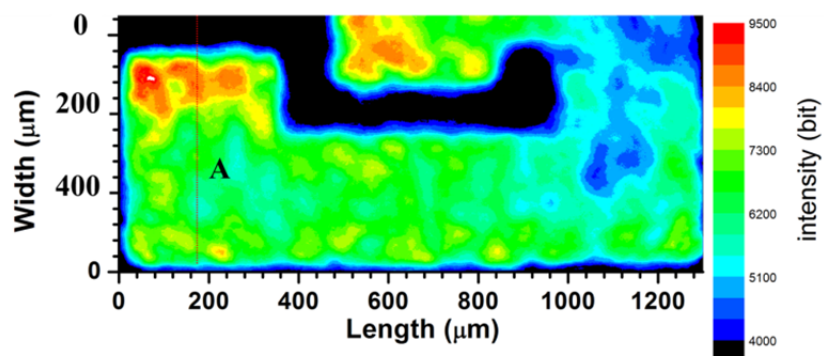
Рассмотренная ранее модель позволяет построить распределения интенсивности электролюминесценции ближнего поля светодиода при плотностях тока  $j \sim 100 \text{ A/cm}^2$ , соответствующей рабочим плотностям и области совпадения расчетных и экспериментальных ВАХ и EQE(I) Рис. 24 Для экспериментального исследования ближнего поля излучения синих светодиодов разработан метод, использующий оптический микроскоп фирмы “Mitutoyo” с тремя объективами кратностью 2, 10 и 20. В качестве регистратора излучения использовали цифровую камеру Canon (12 Мрх1 КМОП матрицей) с большой разрешающей способностью. Минимальное поле зрения установки составило  $536 \times 357 \text{ мкм}$ , максимальное  $5362 \times 3520$ , разрешающая способность  $0,25 \text{ мкм}$ . Матрица оборудована RGBG фильтрами Баейра, которые позволяют получать цветные изображения. С фотокамеры получаем цветное изображение в формате RAW (в RAW файл записываются оцифрованные данные от каждого элемента светочувствительной матрицы), которое с помощью программного комплекса LibRaw [63] можно разложить на отдельные файлы (изображения) от каждого фильтра Баейра. Каждое изображение представляет собой матрицу данных, где число в матрице это интенсивность излучения в каждом отдельно взятом пикселе матрицы камеры. Данные матрицы и есть не что иное, как снимок ближнего поля электролюминесценции исследуемого светодиода. С помощью компьютерной программы OriginPro обрабатываются изображения, и получается распределения интенсивности света по площади исследуемого

объекта. Время засветки матрицы выбиралось минимально возможным (1/200 сек.). Исследуемый объект является мощным источником света, излучение попадает на матрицу камеры и насыщает ее (засвечивает), для ослабления интенсивности и уменьшения нагрузки на фотоприемную матрицу можно использовать нейтральный фильтр NC10 (уменьшение интенсивности в 10 раз), который устанавливается перед объективом микроскопа. Динамический диапазон составляет от мкВт до единиц Вт, что позволяет исследовать светодиоды от начала включения до рабочего режима и далее.

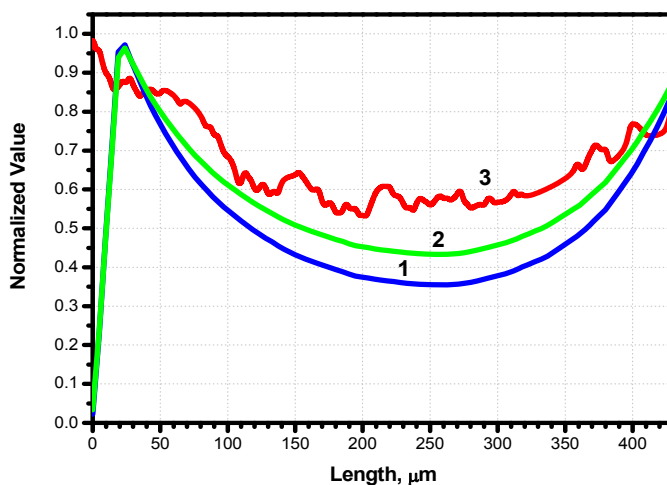
На Рис. 29 б показана цифровая фотография мощного синего светодиод МК24 производства Светлана при рабочих плотностях тока ( $j=100 \text{ A/cm}^2$ ) после обработки программой и представляет собой матрицу данных распределения интенсивность электролюминесценции по площади  $p$ - $n$  – перехода. Области имеющие красный цвет (светлые цвета) говорят, что в этом месте более сильная интенсивность излучения чем в области окрашенные синим (темные цвета). Также на поверхности при большой плотности тока видно неравномерное окрашивание, которое связано с шероховатостью поверхности, через которую выводится свет, и дефектами (царапины) на ней. На Рис. 29 а представлено аналогичное изображение чипа светодиода, построенное по модели, описанной в предыдущей части. Как видно из сравнения изображений есть хорошая корреляция между экспериментом и моделью. Из графика Рис. 29 в сравнение интенсивности излучения в сечении А на поверхности  $p$ -контакта. Кривая 1 на Рис. 29 в распределение плотности тока по поверхности чипа в сечении полученное расчетным путем, кривая 2 распределение электролюминесценции в сечении А рассчитанная по модели и 3 это экспериментальная кривая электролюминесценции в сечении А. Из сравнения кривой 2 и 3 видна хорошая корреляция, на кривой 3 видны флуктуации связанные с естественными неровностями световыводящей поверхности. Из эксперимента и модели следует, что при больших (рабочих) плотностях тока



а



б



в

Рис. 29. Сравнение экспериментальных данных и электро-оптических расчетных данных для половины флип-чип СД при  $j=100 \text{ A/cm}^2$ : а – распределение электролюминесценции по площади СД эксперимент; б- расчетные данные; в – профили распределения в сечении А; 1- плотность тока (расчетные данные); 2 – электролюминесценция (расчетные данные); 3 – электролюминесценция (эксперимент)



имеет место быть градиент тока по площади чипа эффект “current crowding” и повышенная плотность тока в углах  $p$ -контакта.

Выяснено, что при малых смещения, начало свечения (2,3В) выявляются микронные области с неоднородным свечением Рис. 30 и смещение спектра излучения в этих областях в длинноволновую часть спектра. Следует отметить, что это типичная картина для светодиодов на этих материалах и наблюдалась в разных работах [64], и от части она отражает неоднородность твердого раствора по составу

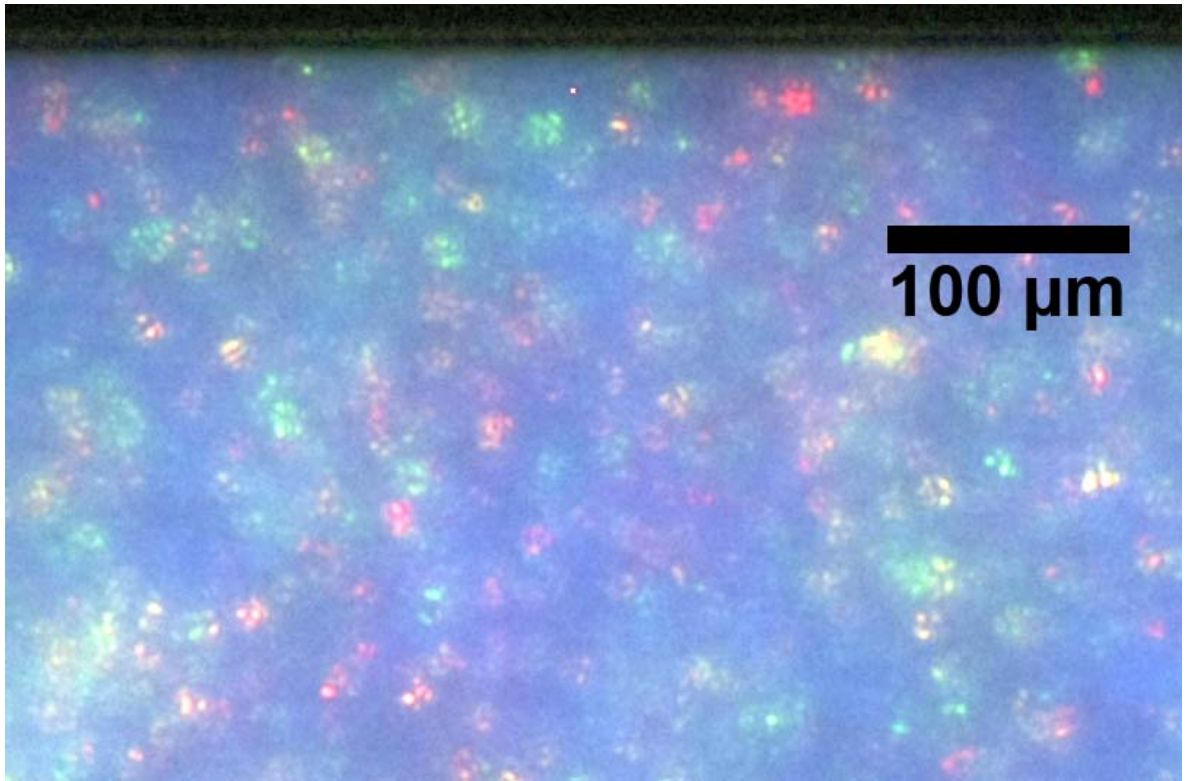


Рис. 30.— цветное изображение собственной электролюминесценции синего светодиода SemiLEDs 45ak при смещении 2.3В

### **3.3. Изучение низкочастотного шума в мощных синих InGaN/GaN светодиодах.**

Методы изучения низкочастотного шума несут информацию о состоянии и поведении дефектной системы, в том числе при больших плотностях тока, и позволяют проводить исследования различных материалов, в том числе низкоразмерных, а также приборов на их основе [65] [66] [67]. Шумы в приборах проявляются в виде случайных флуктуаций напряжения, или тока, проходящего через прибор. В большинстве случаев шумы можно объяснить поведением на микроскопическом уровне носителей заряда внутри прибора, а это означает, что наблюдаемые флуктуации будут очень малы по отношению, скажем, к уровню обычного сигнала генератора импульсов. Таким образом, шумы в активном устройстве обычно создают лишь чрезвычайно малые отклонения от рабочей точки, и поэтому к шумовым флуктуациям применяют теорию малых сигналов [68].

#### **3.3.1 Математические методы, используемые при рассмотрении флуктуационных процессов.**

Математический анализ стохастических процессов имеет дело с вероятностными характеристиками во временном и частотном интервалах. Помимо среднего значения (первый порядок), основными статистическими характеристиками, используемыми для описания шумового процесса, служат спектральная плотность, дающая среднюю спектральную составляющую флуктуирующего сигнала, и автокорреляционная функция, которая дает возможность определить меру времени корреляции, или «память» процесса.

Описание случайных процессов основано на понятии *статистического ансамбля*. Пусть  $x(t)$  - зависимость от времени некоторой случайной величины в наблюдаемой системе, - так называемая реализация случайного процесса. Постулируется, что существует множество различных реализаций, соответствующих допустимым движениям системы. Кроме того предполагается, что в распоряжении наблюдателя сразу имеются все

возможные реализации – статистический ансамбль реализаций  $\{x(t)\}$ . Вероятность некоторого события, связанного с данным случайным процессом, определяется как отношение числа реализаций, в которых данное событие происходит, к общему числу реализаций в ансамбле, или как предел этого отношения, если число реализаций в ансамбле бесконечно. Ансамбль полностью определяет статистические свойства флуктуаций в системе, так как с его помощью можно рассчитать вероятность любого события.

Наиболее важными для практических приложений вероятностными характеристиками случайного процесса  $x(t)$  являются одновременная  $w_1(x, t)$  и двухвременная  $w_2(x_1, t_1; x_2, t_2)$  плотности вероятности:

$w_1(x, t)dx$  - вероятность того, что в момент времени  $t$  случайный процесс принимает значение, лежащее в интервале  $dx$  вокруг значения  $x$ ,

$w_2(x_1, t_1; x_2, t_2)dx_1dx_2$  - вероятность того, что в момент времени  $t_1$  случайный процесс принимает значение, лежащее в интервале  $dx_1$  вокруг значения  $x_1$ , и в момент времени  $t_2$  случайный процесс принимает значение, лежащее в интервале  $dx_2$  вокруг значения  $x_2$ .

Вероятностные характеристики дают наиболее полное описание случайного процесса. При решении задач, связанных с шумами, в большинстве случаев не требуется такой детальной информации и достаточно знания параметров, характеризующих шум в среднем. В первую очередь это среднее значение случайного процесса:

$$\langle x \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} xw_1(x)dx$$

и дисперсия, характеризующая средний размах флуктуаций около среднего значения, называемая также интенсивностью или мощностью шума:

$$\sigma^2 = \langle (x(t) - \langle x \rangle)^2 \rangle$$

Когда имеют дело со случайными процессами, прежде всего, интересуются переменной во времени составляющей процесса – отклонением флуктуирующей величины от среднего значения. Поэтому флуктуациями

(или шумом) называется отклонение от среднего и считается, что среднее значение шума равно нулю.

В реальных системах изменение флуктуирующей величины не может происходить бесконечно быстро. Характеристикой шума, которая отражает связь между значениями случайного процесса в два момента времени, разделенные некоторым интервалом  $\tau$ , является автокорреляционная функция:

$$K(\tau) = \langle x(t)x(t+\tau) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} x_1 x_2 w_2(x_1, t; x_2, t+\tau) dx_1 dx_2$$

Если величина интервала  $\tau$  стремится к нулю, значения шума становятся одинаковыми, и, следовательно, корреляционная функция равна дисперсии шума:  $K(0) = \sigma^2 = \langle x^2 \rangle$ . В противоположном случае, когда интервал  $\tau$  неограниченно возрастает, значения флуктуаций становятся взаимно независимыми, и, следовательно, корреляционная функция стремится к нулю. Величина временного интервала, на котором значение корреляционной функции существенно отличается от нуля, то есть время, в течение которого сохраняется информация о начальном значении процесса, называется временем корреляции шума  $\tau_K$ .

Наряду с корреляционной функцией для описания динамических свойств шума используется спектральное представление. Если стационарный шум  $x(t)$  пропустить через узкополосный фильтр, и тем самым выделить спектральные составляющие в некоторой полосе частот  $df$  около частоты  $f$ , интенсивность флуктуаций на выходе фильтра  $\sigma_f^2$  будет пропорциональна полосе частот фильтра:

$$\sigma_f^2 = S(f)df, \quad df \rightarrow 0$$

Функция частоты  $S(f)$  называется спектральной плотностью шума и характеризует распределение интенсивности флуктуаций по частоте. Мощность исходного процесса  $x(t)$  может быть представлена в виде суммы интенсивностей всех его спектральных составляющих:

$$\sigma^2 = \int_0^{\infty} S(f) df$$

Реальные процессы имеют конечную мощность, поэтому их спектральная плотность стремится к нулю при неограниченном увеличении частоты. Интервал частот  $\Delta f$ , который занимает спектральная плотность, называется полосой частот шума [69].

Среднее значение флуктуирующей величины, дисперсия и автокорреляционная функция (или спектральная плотность) являются основными характеристиками шума, обычно используемыми на практике. Они относительно просто измеряются, и их знания достаточно для решения многих задач, связанных с шумами [68] [69] [70].

Оценка спектральной плотности или просто спектра случайных процессов обычно выполняется с помощью процедур, использующих преобразование Фурье, поэтому вводятся понятия, связанные со спектральными представлениями случайных процессов непрерывного и дискретного времени [70].

*а. Непрерывное преобразование Фурье.*

Определение спектральной плотности флуктуационного процесса  $x(t)$  связано с парой преобразование Фурье:

$$X(j\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \exp(-j\omega t) dt \quad (3)$$

$$x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} X(j\omega) \exp(j\omega t) d\omega \quad (4)$$

где  $x(t)$  может быть либо действительным, либо комплексным.

Необходимое и достаточное условие существования  $X(j\omega)$  состоит в том, что  $x(t)$  должна быть абсолютно интегрируема; таким образом,

$$\int_{-\infty}^{\infty} |x(t)| dt < \infty$$

что эквивалентно требованию ограниченности полной энергии в  $x(t)$  [68]. Это условие не удовлетворяется, когда  $x(t)$  — стационарный стохастический процесс, так как такой процесс не затухает до нуля при  $t \rightarrow \pm \infty$ . Может

показаться, что это служит серьезным препятствием для анализа шума методом Фурье и, следовательно, создает концептуальную трудность в определении спектральной плотности случайного процесса.

Полная энергия в стационарном процессе бесконечна потому, что сигнал действует бесконечно долго. Но мощность (т.е. энергия в единицу времени) в этом процессе ограничена, и, конечно, на практике время наблюдения также всегда ограничено. Если время наблюдения равно  $T$ , то наблюдаемая флуктуация  $x_T(t)$  равна  $x(t)$  в пределах интервала наблюдения и равна нулю вне этих пределов. Следовательно, ступенчатая функция  $X_T(t)$  абсолютно интегрируема, и ее Фурье – преобразование  $X_T(j\omega)$ , действительно, существует. Спектральная плотность для  $x_T(t)$ , полученная из  $X_T(j\omega)$ , в большинстве практически важных случаев в пределе при  $T \rightarrow \infty$  стремится к единственно возможной предельной форме. Эта предельная функция интерпретируется как спектральная плотность исходного стационарного процесса  $x(t)$ .

Энергия  $E$  сигнала  $x(t)$  определяется соотношением:

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} x^2(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} |X(f)|^2 df = \int_{-\infty}^{\infty} E(f) df,$$

где  $E(f) = |X(f)|^2$  – спектральная плотность энергии, описывающая распределение энергии сигнала по частоте. Для сигналов с ограниченной мощностью вводят спектральную плотность мощности, описывающую распределение мощности (энергии, рассеиваемой в единицу времени) по частоте [70]. Мощность шумового процесса является статистической характеристикой процесса второго порядка. Ее удобно рассматривать на основе теоремы Парсеваля, которая устанавливает, что если  $x_1(t)$  и  $x_2(t)$ —две функции времени с соответствующими Фурье-преобразованиями  $X_1(j\omega)$  и  $X_2(j\omega)$ , то

$$\int_{-\infty}^{\infty} x_1(t)x_2^*(t)dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} X_1(j\omega)X_2^*(j\omega)d\omega \quad (5)$$

причем предполагается, что Фурье-преобразования существуют [68].

Предположим, что шумовой процесс наблюдается в интервале  $[T/2, T/2]$ , так что вне этого временного «окна» значения его ординаты можно считать равными нулю. Обозначим этот ступенчатый процесс  $x_T(t)$  и пусть

$$x_1(t) = x_T(t + \tau), \quad x_2(t) = x_T(t)$$

где  $\tau$  — задержка во времени. Так как функция  $x_T(t)$  равна нулю при  $t \rightarrow \pm \infty$ , существует ее фурье-преобразование  $X_T(j\omega)$  и, следовательно, из равенства -5 имеем

$$\int_{-\infty}^{\infty} x_T(t + \tau)x_T(t)dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |X(j\omega)|^2 \exp(j\omega\tau)d\omega \quad (6)$$

где звездочка при функции времени опущена, так как  $x_T(t)$  — действительный процесс. Когда  $\tau = 0$ , выражение -6 переходит в равенство

$$\int_{-\infty}^{\infty} |x_T(t)|^2 dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |X(j\omega)|^2 d\omega \quad (7)$$

которое представляет собой запись теоремы Парсеваля, или, как ее иногда называют, энергетической теоремы. Каждая часть выражения -7 равна полной энергии в  $x_T(t)$ .  $|X_T(j\omega)|^2$  можно интерпретировать как плотность энергии процесса (в единицах энергии на герц), которая конечна при условии, что  $T < \infty$ . Средняя мощность в ступенчатом шумовом процессе есть полная энергия, деленная на  $T$ , которая при  $T \rightarrow \infty$  становится равной:

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} [x_T(t)]^2 dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2|X_T(j\omega)|^2}{T} d\omega \quad (8)$$

причем постулируется, что пределы существуют. Односторонняя форма интеграла справа возможна здесь, так как  $x_T(t)$  действительна, подынтегральная функция — четная функция частоты. Знак *lim* и интеграл в правой части равенства -8 можно поменять местами, если предположить, что сначала производится усреднение по ансамблю. Спектральная плотность стационарного процесса  $x_T(t)$  определяется как среднее по ансамблю:

$$S(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2|X_T(j\omega)|^2}{T},$$



которое стремится к точному значению. Таким образом, спектральная плотность стационарного процесса определяется как свойство ансамбля в целом, а не как свойство индивидуальной составляющей функции ансамбля.

Кроме того, согласно теореме Винера-Хинчина автокорреляционная функция и спектральная плотность стационарного случайного процесса взаимно однозначно связаны соотношениями [68] [69]:

$$K(\tau) = \int_0^{\infty} S(f) \cos(2\pi f\tau) df ,$$

$$S(f) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} K(\tau) \cos(2\pi f\tau) d\tau .$$

Поэтому автокорреляционная функция и спектральная плотность в равной мере описывают изменчивость случайного процесса во времени. Чем шире полоса частот шума, тем быстрее изменяется значение флуктуирующей переменной, и тем быстрее процесс забывает свое начальное состояние - с увеличением полосы частот шума  $\Delta f$  время корреляции  $\tau_k$  уменьшается. Для всех процессов с одинаковой формой спектра и, следовательно, с корреляционной функцией одного вида произведение  $\Delta f \tau_k$  является некоторой константой [69].

### *б. Дискретное преобразование Фурье.*

В случае если сигнал представим в виде последовательности отсчетов  $x[n] = x(t_n)$  конечной длины в  $N$  отсчетов с  $t_n = \frac{n}{N}T$ , понятие спектральной плотности определяется парой дискретно-временных рядов Фурье [70]:

$$X[k] = T \sum_{n=0}^{N-1} x[n] \exp\left(-j2\pi kn/N\right), \quad 0 \leq k \leq N-1$$

$$x[n] = \frac{1}{NT} \sum_{k=0}^{N-1} X[k] \exp\left(j2\pi kn/N\right), \quad 0 \leq n \leq N-1$$

Обе последовательности  $X[k]$  и  $x[n]$  периодичны с периодом  $N$  и на интервале в один период представляют соответственно совокупность отсчетов спектра  $X(f)$  в точках  $f_k = k/NT$  и отсчетов сигнала  $x(t)$  в точках

$t_n = \frac{n}{N}T$ . Теорема об энергии для дискретного преобразования Фурье имеет

вид

$$E = T \sum_{n=0}^{N-1} |x[n]|^2 = \frac{1}{NT} \sum_{k=0}^{N-1} |X[k]|^2$$

Поэтому спектральная плотность энергии примет вид:

$$E[k] = |X[k]|^2 = \left| T \sum_{n=0}^{N-1} x[n] \exp\left(-j2\pi kn/N\right) \right|^2,$$

а соотношение для спектральной плотности мощности примет форму:

$$S[k] = \frac{1}{NT} E[k] = \frac{T}{N} \left| \sum_{n=0}^{N-1} x[n] \exp\left(-j2\pi kn/N\right) \right|^2, \quad 0 \leq k \leq N-1.$$

Таким образом, среднее значение, дисперсия, автокорреляционная функция и спектральная плотность являются основными характеристиками, описывающими свойства случайного процесса. Однако с практической точки зрения наиболее важной величиной, обычно используемой для описания частотных характеристик шумового процесса, является спектральная плотность случайного процесса. Согласно теоретическим представлениям изучение зависимостей спектральной плотности токового шума прибора от тока (или плотности тока)  $S_I(j)$  позволяет по характеру этих зависимостей, или частей зависимостей в определенном токовом диапазоне, судить об участии генерационно-рекомбинационных процессов через единичные центры в области объемного заряда при  $S_I(j) \sim 1/j^2$ ; появление более сильных зависимостей  $S_I(j) \sim 1/j^3$  позволяет предполагать генерацию новых дефектов или перезарядку ранее существовавших, еще более сильные зависимости  $S_I(j) \sim 1/j^4$  указывает на появление областей локальных перегревов. Наклон ниспадающих ветвей  $S_I(j) \sim 1/j^2$  свидетельствует о заполнении единичных рекомбинационных центров в области объемного заряда носителями [66]. Отклонение зависимости  $S_V(j)$  от вида  $S_V(j) \sim 1/j$ , характерного для однородного протекания тока, позволяет контролировать степень неоднородности протекания тока [66] [71].

### 3.3.2. Измерение спектральной плотности низкочастотного шума светодиодов.

Исследование низкочастотного шума светодиодов в диапазоне частот 1 Гц – 50 кГц вплоть до плотностей тока  $100 \text{ A/cm}^2$  осуществлялось по схеме, приведенной на Рис. 31

Для измерения спектральной плотности шума светодиод подключался последовательно с низко шумящим нагрузочным сопротивлением, величина которого изменялась от 60 Ом до 14 кОм в зависимости от величины тока, протекавшего через светодиод, подключенный к низкошумящему источнику напряжения (6В). Величина подаваемого на вход схемы смещения регулировалась переменным сопротивлением.

Снимаемые флуктуации напряжения  $S_v$  усиливаются посредством низкошумящего предусилителя (Low-noise preamplifier SR-560) с коэффициентом усиления 500. Величина собственного шума низкошумящего предусилителя составляла  $< 4 \text{ нВ}/\sqrt{\text{Гц}}$  (при 1 кГц), что приблизительно соответствует значению теплового шума сопротивления 1000 Ом. Для устранения влияния шумов окружающей среды и внешних электромагнитных полей схема помещалась в экранированный ящик. Усиленный сигнал с предусилителя поступал на вход цифрового анализатора спектра (FFT spectrum analyzer SR-770). Анализатор спектра SR-770 определяет значение спектральной плотности флуктуаций напряжения  $S_v$  с помощью использования алгоритма быстрого преобразования Фурье (ДПФ), описанного выше, и вычисляемого за количество действий меньше, чем  $O(N^2)$ , требуемых для прямого (по формуле) вычисления ДПФ (Рис. 32). Анализатор спектра соединен с персональным компьютером интерфейсом RS-232. Обработка результатов осуществлялась в программе, написанной на базе пакета Lab View 7.0 и Origin 7.5.

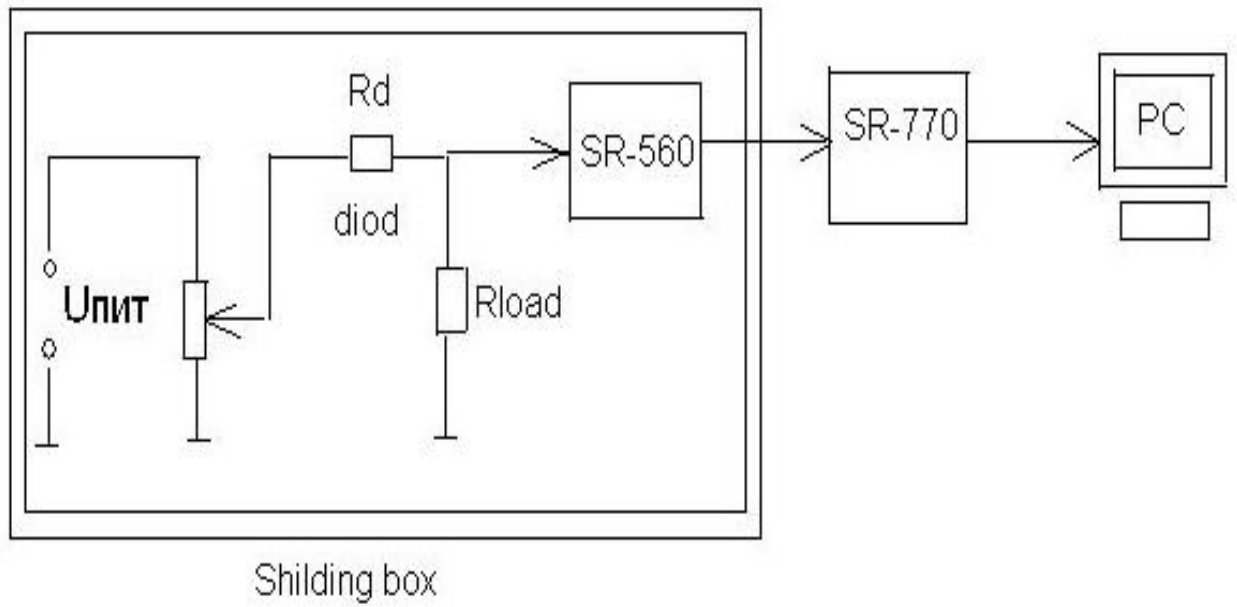


Рис. 31. Схема измерения спектральной плотности низкочастотного шума светодиодов.

Величины спектральной плотности  $S_v$  получают в единицах измерения мВ/Гц или дБ/√Гц; в случае, когда спектральной плотность определена в дБ/√Гц значение  $S_v$  в общепринятой форме В<sup>2</sup>/Гц получают из соотношения:

$$S_v = 10^{\frac{S_v[\text{дБ}]-k}{10}},$$

Спектральная плотность флуктуаций тока, протекающего через диод,  $S_I$ , рассчитывалась по соотношению:

$$S_I = S_v \left[ \frac{R_L + R_d}{R_L R_d} \right]^2, \quad \text{где } R_d \text{ — дифференциальное сопротивление}$$

светодиода, значение которого для каждого светодиода определяли из вольт-амперной характеристики,  $R_L$  — нагрузочное сопротивление.

Методика позволяет не только определить величину плотности шума, но по характеру зависимости спектральной плотности шума от частоты или плотности тока получить информацию о свойствах дефектной системы.

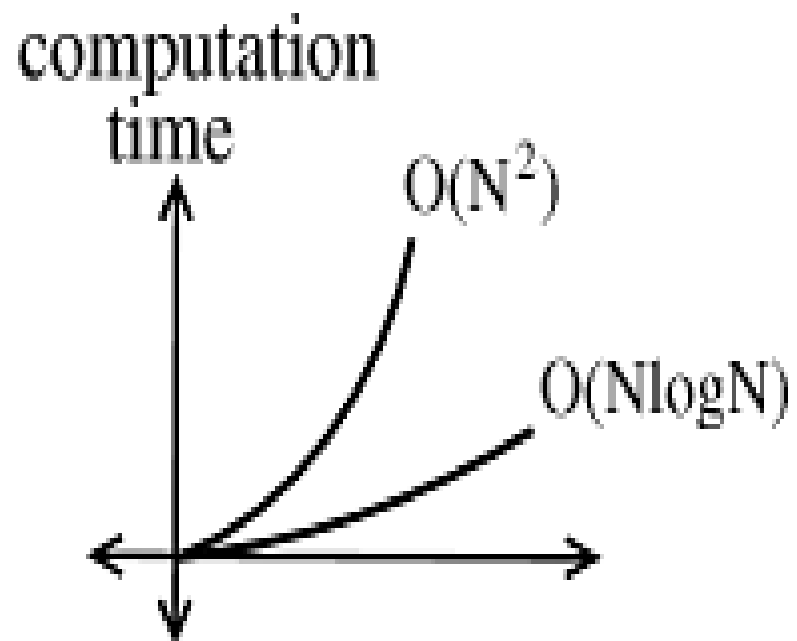


Рис. 32. Увеличение времени вычисления с ростом сложности процесса

**Выводы:** Таким образом, разработан комплекс методов, позволяющий изучать вклад особенностей характера организации наноматериала, т.е. фрактальной природы светоизлучающих InGaN/GaN структур, в развитие процесса деградации EQE светодиодов, изготовленных на их основе. Комплекс методов обеспечивает классификацию светодиодов по характеру организации наноматериала как по степени упорядоченности наноматериала светоизлучающих структур, так и по уровню токов утечки светодиодов, что значительно расширило количество исследованных объектов, а также разнообразие особенностей, вносимых разными производителями. Кроме того, этот комплекс обеспечивает контроль различных факторов, вызывающих перегревы не связанные с характером организации наноматериала. Такой контроль оказался возможным благодаря тому, что определены режимы исследования светодиодов методами ИК-микроскопии, позволяющие при плотностях тока  $50 \text{ A/cm}^2$  выявлять области перегрева, вызванные неоптимальной геометрией контактов, а при плотностях тока  $10 \text{ A/cm}^2$  области перегрева, вызванные дефектами сборки, плохой изоляцией периферии мезы светодиода.

Исследование распределения интенсивности электролюминесценции ближнего поля светодиода позволяет выявлять локальные области имеющие пониженный барьер при малых плотностях токов возбуждения. Таким образом, разработаны методы контроля и визуализации областей с неоднородным протеканием тока, пониженными барьерами и перегрева микронных размеров. Кроме этих методов для тех же целей были использованы методы изучения низкочастотного шума, несущие интегральную информацию о характере протекания тока и локальных перегревах, в том числе и в областях меньших размеров, но без визуализации [72].

Применение методик изучения низкочастотного шума, входящего в этот комплекс, позволило контролировать в процессе старения неоднородность протекания тока в светодиодах по отклонению зависимости  $S_V(j)$  от вида

$S_v(j) \sim 1/j$ , характерного для однородного протекания тока, а также появление локальных областей перегрева по обнаружению участков зависимости  $S_I(j) \sim 1/j^4$



## **Глава 4. Исследование развития деградации внешней квантовой эффективности мощных синих InGaN/GaN светодиодов с разным характером организации наноматериала на разных временных стадиях старения.**

Исследование развития деградации внешней квантовой эффективности (ВКЭ) мощных синих InGaN/GaN светодиодов проводилось с использованием процесса старения. Старение осуществлялось в одном из общепринятых на основных фирмах производителей [1] [32] режимов: плотность тока  $35 \text{ A/cm}^2$ , температура  $p$ - $n$  перехода  $100^\circ\text{C}$ , длительность от 10 до нескольких тысяч часов, на части светодиодов более 10000 часов. На разных временных стадиях старения изучалась эволюция ВАХ, зависимостей ВКЭ, спектральной плотности низкочастотного шума, дифференциального сопротивления от плотности тока нескольких групп светодиодов, классифицированных по характеру организации наноматериала (или значениям токов утечки при напряжениях меньше 2В) по методике, описанной в Главе 3. Эти исследования позволили выяснить основные закономерности развития деградации внешней квантовой эффективности мощных синих InGaN/GaN светодиодов, в том числе финальной стадии, когда значения ВКЭ снижены на 30% и более, относительно исходных значений; особенности дефектообразования на разных временных стадиях старения, механизмы, определяющие развитие деградации ВКЭ, природу непредсказуемого выхода из строя части светодиодов, возможности выявления ненадежных светодиодов, роль фрактальной природы наноматериала, и нелинейных свойств светоизлучающих структур в этом процессе.

### **4.1. Основные закономерности развития деградации внешней квантовой эффективности мощных синих InGaN/GaN светодиодов**

Основные закономерности развития деградации ВКЭ мощных синих InGaN/GaN светодиодов выяснялись на нескольких группах светодиодов,

классифицированных по характеру организации наноматериала, описанных в главе 3, раздел 3.1. Исследования, по выяснению влияния температуры и плотности инжекционного тока на скорость развития деградации ВКЭ этих групп светодиодов с разным характером организации наноматериала подтвердили известный по публикациям [1] [32] факт, что увеличение плотности инжекционного тока светодиодов при старении сильнее ускоряет развитие деградации ВКЭ, чем увеличение только температуры. Общим для исследованных групп светодиодов является волнообразное развитие изменений ВКЭ светодиодов на разных стадиях старения Рис. 33. Наиболее полно его удалось выявить на светодиодах, сформированных из светоизлучающих пластин с хорошо упорядоченным наноматериалом (степень упорядоченности  $\Delta_p < 0.345$ ), с внешней квантовой эффективностью EQE=40-50%, и плотностью тока утечки  $j_{1B} < 2 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$ , а также из коммерческих чипов фирм Cree и SemiLEDs с близкими, к выше приведенным, значениями ВКЭ и  $j$ . Как правило, наблюдается немонотонное изменение значений ВКЭ во времени в процессе старения Рис. 33, аналогичное, представленному на сайтах известных фирм Рис.1 (стр. 15) [1] [32], с небольшим повышением на несколько процентов значений ВКЭ на начальной стадии старения, и небольшими волнообразными изменениями этих значений на последующих стадиях. При этом волнообразные изменения могут чередоваться на довольно больших временных периодах от сотен до нескольких тысяч часов участками с отсутствием существенных изменений ВКЭ. Причем даже в пределах одной группы светодиодов картина волнообразных изменений в точности не повторяется Рис. 33. Для большей

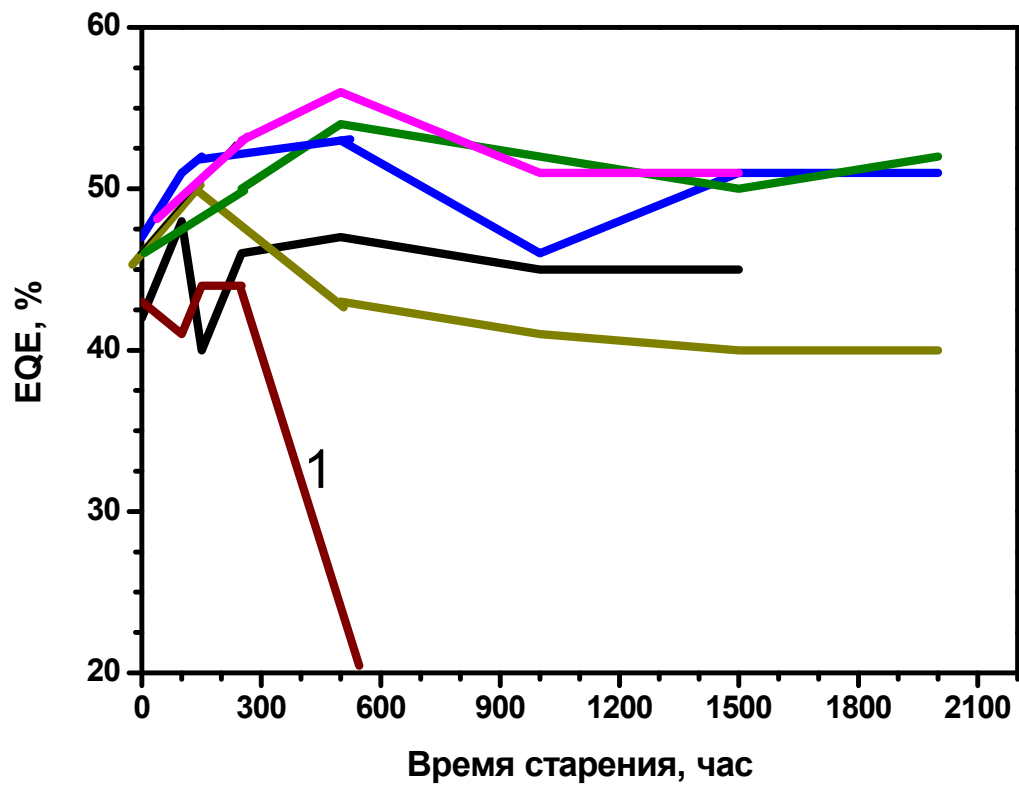


Рис. 33. Изменения значений ВКЭ синих светодиодов на разных временных стадиях старения

части этой группы светодиодов наблюдалась стабилизация значений ВКЭ после 2000 часов, а слабые изменения ВКЭ после 3000 часов не более 2% относительно значений после 2000 часов, в соответствии с критериями фирмы Lumileds [32] позволяют прогнозировать срок службы не менее 50000 часов. Однако, на небольшой части светодиодов из этой группы, после небольших временных интервалов меньше 1000 часов наблюдались катастрофические выходы из строя (т.е. отсутствие свечения, без предварительного снижения ВКЭ). Волнообразное развитие деградации ВКЭ наблюдалось и на этих светодиодах, но в очень узком временном диапазоне Рис. 33 (кривая 1). За время выполнения работы проводились исследования свойств деградировавших светодиодов, т.е. светодиодов со значениями ВКЭ уменьшившимися на 30% относительно исходных значений в процессе старения. Общепринято считать, что произошла деградация ВКЭ и такие светодиоды не могут быть использованы в изделиях. При этом время достижения этой финальной стадии для разных светодиодов отличалось на порядки от сотен часов до 10000-20000 часов и более. Проведенные исследования позволили выяснить общие для всех светодиодов закономерности развития финальной стадии старения.

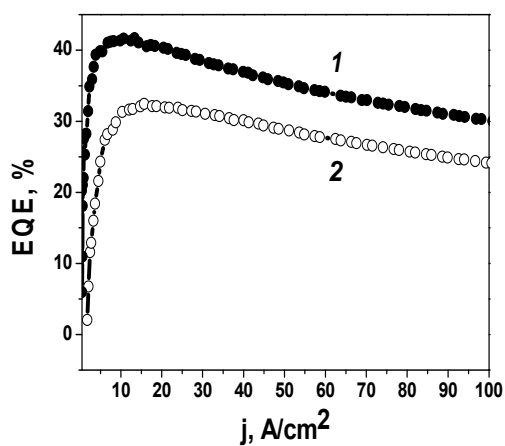
#### **4.2. Основные закономерности развития деградации ВКЭ светодиодов на финальной стадии старения.**

Для всех деградировавших светодиодов, с разным уровнем тока утечки при смещениях менее 2В (т.е. разным характером организации наноматериала -  $\Delta_p$ ) до деградации, типичным является сдвиг максимума зависимостей ВКЭ от плотности тока (на Рис. 34 EQE (j)) в область больших токов после деградации, относительно максимума исходных зависимостей этих же светодиодов [73] [74]. Примеры эволюции типичных зависимостей ВКЭ от  $j$  до старения (кривые 1) и после финальной стадии старения (кривые 2) представлены на Рис. 34 для светодиодов от нескольких фирм с разным дизайном активной области, отличающимися значениями  $\Delta_p$ , значениями

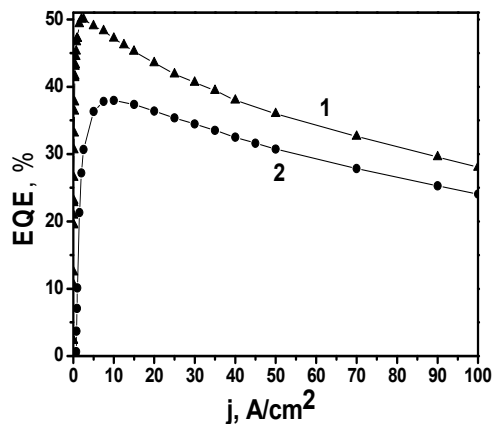
плотности тока утечки при смещении 1В ( $j_{1V}$ ) и значениями ВКЭ. Лучший характер организации наноматериала ( $\Delta_p=0.330$ ,  $j_{1V}=5 \times 10^{-10}$  А/см<sup>2</sup>) наблюдается на светодиодах фирмы Cree Рис. 34,а. Особенностью этих светодиодов является использование активной области с узкими барьерами  $\sim 2$  нм [49], значения EQE - 37- 45% (светодиодные чипы закупка 2007 года, поэтому значения EQE существенно ниже последних достижений фирмы). Светодиоды фирмы SemiLEDs, имеют стандартный дизайн активной области с соотношением толщины ям и барьеров активной области 5/7 нм, значения ВКЭ - 45-50%,  $j_{1V}= 1 \times 10^{-8}$  А/см<sup>2</sup>,  $\Delta_p=0.340$  (закупка 2009-2010 года) Рис. 34,б. Зависимости ВКЭ от  $j$  экспериментальных чипов светодиодов фирмы Samsung (2007 года) представлены на Рис. 34,в. Дизайн активной области этих чипов отличается от общепринятого повышенной толщиной барьерной области до 15-20 нм, значения ВКЭ - 18-23% (занижены из-за неоптимального варианта сборки),  $j_{1V}=8 \times 10^{-9}$  А/см<sup>2</sup>,  $\Delta_p=0.340$ . На Рис. 34,г и д представлены зависимости ВКЭ от  $j$  экспериментальных светодиодов ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника» с традиционным дизайном активной области (2005 и 2007 года изготовления, соответственно). Для светодиодов Рис. 34,г, выращенных на этапе становления ростовых процессов, характерна плохая организация наноматериала  $\Delta_p=0.350$ ,  $j_{1V}= 1 \times 10^{-6}$  А/см<sup>2</sup>, значения ВКЭ менее 10%. Оптимизация процессов роста и улучшение организации наноматериала до значений  $\Delta_p=0.340$  и,  $j_{1V}= 8 \times 10^{-9}$  А/см<sup>2</sup> позволили увеличить ВКЭ до 30% Рис. 34,г. Для всех представленных типов светодиодов, как уже отмечалось, общим является сдвиг максимума зависимостей после финальной стадии в область больших токов, единообразный вид зависимостей ВКЭ от  $j$  и снижение значений ВКЭ в максимуме, при малых плотностях тока, как правило, более сильное, чем при рабочих плотностях тока больше 50 А/см<sup>2</sup>. Известно, что основной вклад в излучательную рекомбинацию [51] при малых плотностях тока вносят локализованные носители, т.е. при старении развивается механизм подавляющий наиболее сильно процессы локализации носителей. Типичным, для всех деградировавших светодиодов, являются

сильные, на порядки, изменения величины токов в прямом и обратном направлении при смещениях менее 2.5В (кривые 3 и 4), по сравнению с исходными значениями (кривые 1 и 2), Рис. 35 [67, 68] (прямая и обратная ветви ВАХ представлены в одном квадранте, величины напряжения и тока по абсолютной величине). Значительные изменения ВАХ наблюдаются в области смещений менее 2.5В, в которой, как известно, механизм транспорта носителей туннельный [16] [48]. Кроме того, в этом же диапазоне смещений, после деградации ВКЭ катастрофически ухудшаются выпрямляющие свойства  $p-n$  – переходов, по сравнению с наблюдавшимися на тех же светодиодах до старения, в то время, как при смещениях более 2.5В изменения вида ВАХ незначительные [49] [51]. Таким образом, на финальной стадии на порядки увеличивается проводимость квазиомических шунтов, локализованных в системе протяженных дефектов, что хорошо видно по нарастанию величины токов почти симметричных ветвей ВАХ при малых смещениях Рис. 35. Некоторые исследователи полагают, что проводимость квазиомических шунтов играет заметную роль только при малых смещениях, а в области рабочих плотностей токов, больше  $35\text{А/см}^2$ , роль проводимости шунта не существенна. Однако, корреляция сдвига максимума зависимостей ВКЭ от плотности тока (на графиках - EQE от  $j$ ) светодиодов в сторону больших токов Рис. 34 с изменениями на порядки проводимости шунтов при смещениях менее 2.5В Рис. 35 для всех светодиодов, указывает на то, что шунтирование работает и при рабочих токах. Единообразный характер зависимостей ВКЭ от плотности тока светодиодов до и после деградации ВКЭ Рис. 34 позволяет предполагать, что изменения значений ВКЭ вызваны уходом неравновесных носителей в квазиомические шунты. Аналогичное поведение наблюдали в [75] для AlGaIn/GaN светодиодов. В областях вне протяженных дефектов безызлучательная рекомбинация может не усиливаться. Очевидно, что уход неравновесных носителей по шунтам, особенно сильно ослабляет излучательную рекомбинацию локализованных носителей, т.к. она происходит при низких уровнях инжекции менее  $10\text{А/см}^2$ .

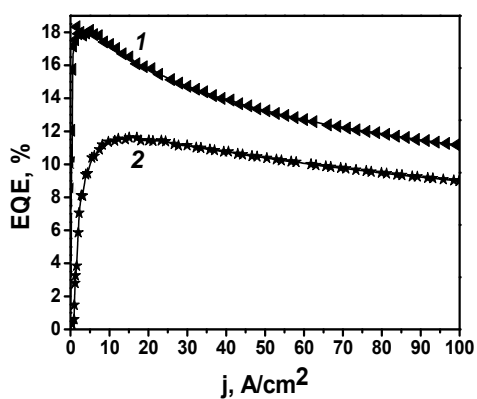
Из-за невысоких значений локализирующего потенциала 60-100мэВ при плотностях тока больше  $50 \text{ A/cm}^2$  потенциальный рельеф, связанный с неодородностями состава твердого раствора, почти заливается инжектируемыми носителями и вклад делокализованных носителей в излучательную рекомбинацию становится определяющим [51]. Таким образом, изменение ВКЭ светодиодов на 30% в максимуме вызвано ростом проводимости шунтов при смещениях менее 2В на несколько порядков независимо от степени упорядоченности наноматериала, дизайна активной области и фирмы производителя. Изучение зависимостей дифференциального сопротивления от плотности тока светодиодов до и после деградации ВКЭ



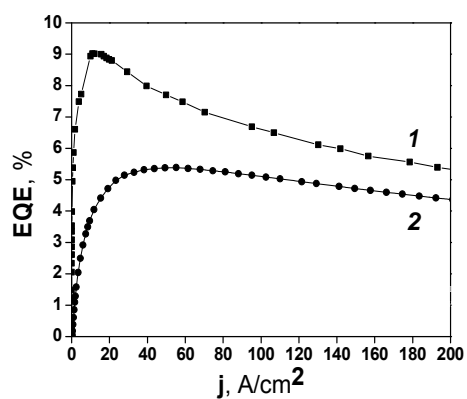
а



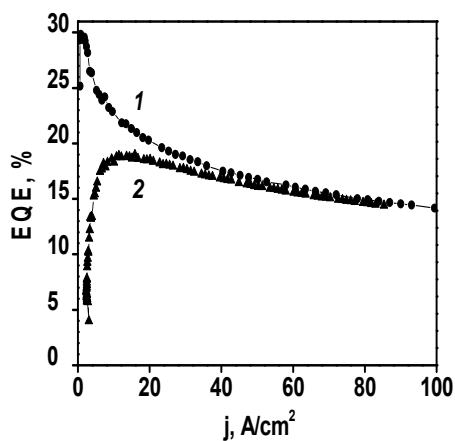
б



в



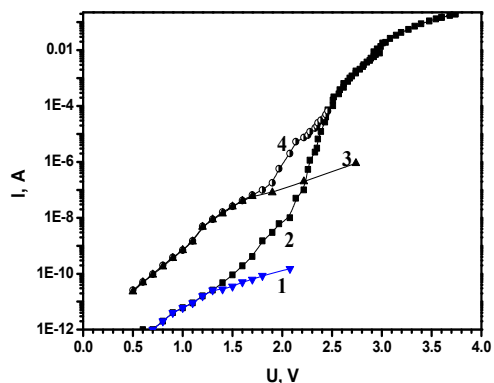
г



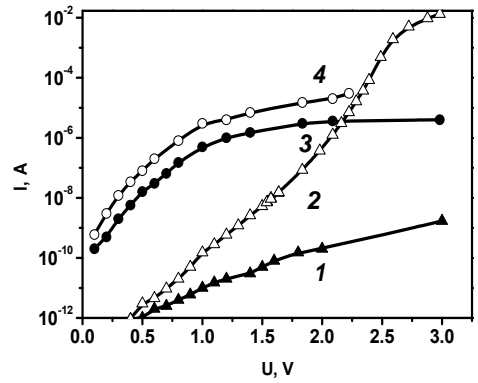
д

Рис. 34. Типичные зависимости ВКЭ от плотности тока (EQE ( $j$ )) светодиодов (с ВАХ, приведенной на Рис. 35) до (кривые 1) и после деградации (кривые 2). Характер организации наноматериала ( $\Delta_p$ ): а-0.330; б - 0.340; в - 0.340; д - 0.340; г -0.350

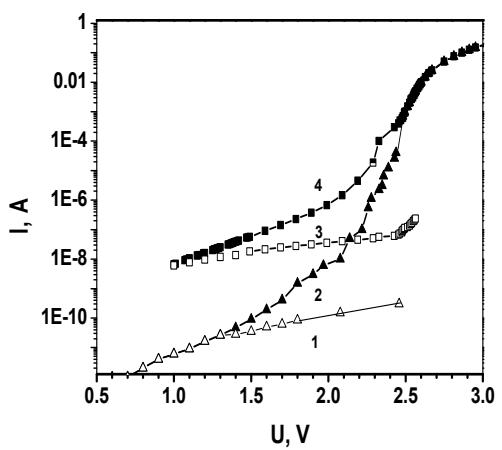




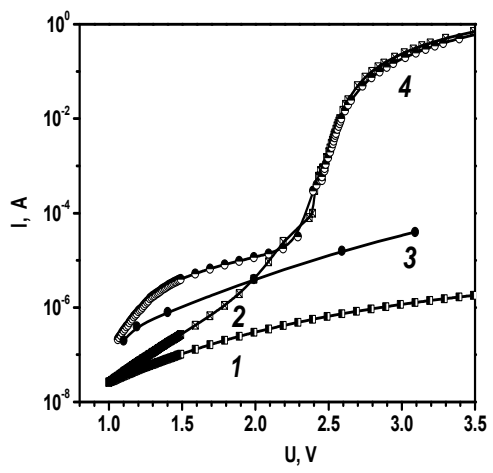
а



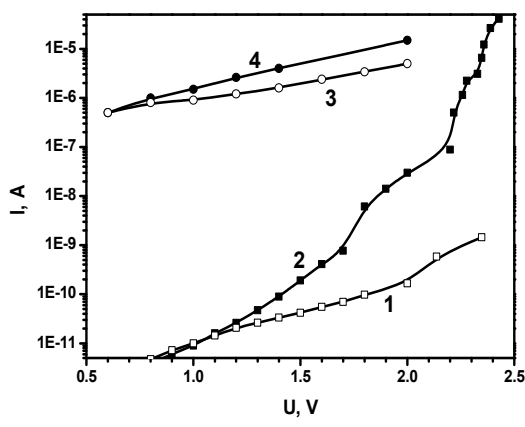
б



в



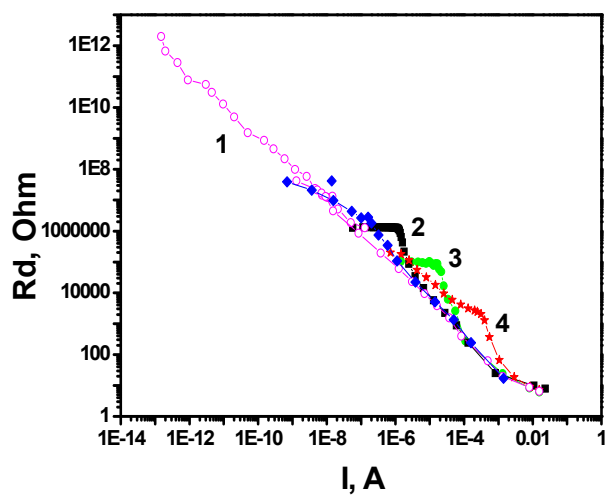
г



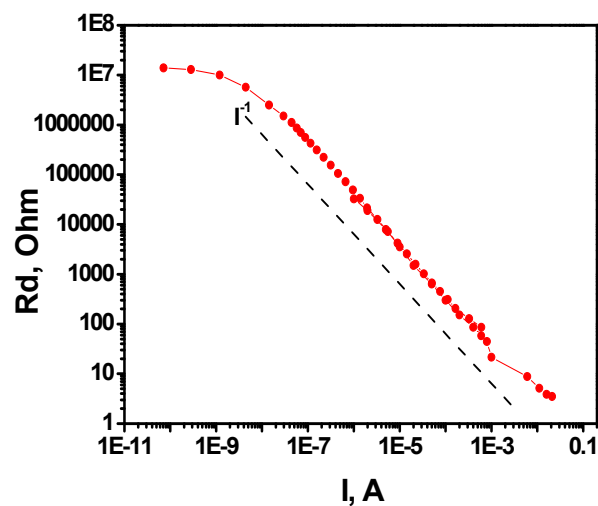
д

Рис. 35. Типичные ВАХ светодиодов от разных производителей, с разным характером организации наноматериала: до (кривые 1,2) и после деградации (кривые 3,4). Характер организации наноматериала ( $\Delta_p$ ): а-0.330; б-0.340; в-0.340; д-0.340; г-0.350. Время достижения финальной стадии: а,б,в - 20000 часов, г-500 часов, д-10000 часов. Обратные (1,3) и прямые (2,4) ветви ВАХ приведены в одном квадранте  $|U|, |I|$ .

Рис. 36,а, показало, что модуляция проводимости активной области даже в исходных светодиодах более сложный процесс, чем в светодиодах на основе традиционных АЗВ5. Рис. 36,б. Более сложный процесс модуляции проводимости активной области под действием инжекционного тока вызван существованием квазиомических шунтов и неоднородностей состава твердого раствора, приводящих к неоднородному протеканию тока по площади светодиодов. Неоднородное протекание тока, хорошо выявляется Рис. 37, по отклонению зависимостей спектральной плотности флуктуаций напряжения ( $S_V$ ) от  $j$  (кривые 1 и 3), от теоретической зависимости вида  $S_V \sim 1/j$  (кривая 2), типичной для однородного протекания тока по площади  $p-n$  – перехода [74]. Неоднородность протекания тока усиливается по мере деградации ВКЭ светодиодов, и на финальной стадии наблюдаются максимальные отклонения зависимости  $S_V(j)$  от теоретической Рис. 37, кривая 3 [73]. При этом, в узком диапазоне напряжений, когда начинается модуляция проводимости активной области инжекционным током, дифференциальное сопротивление квазиомических шунтов деградировавших светодиодов оказывается выше, и большая часть напряжения, приложенного к переходу, падает на квазиомические шунты Рис. 38 (кривая 2). Такая же ситуация возникает и на промежуточных стадиях старения, но на финальной стадии она выражена наиболее ярко и несет информацию о механизме деградации ВКЭ.



а



б

Рис. 36. Зависимости дифференциальных сопротивлений синих светодиодов от плотности тока до (а, кривая 1) и после старения (а, кривая 2, 3, 4) и исходных AlGaAs/GaAs светодиодов (б).

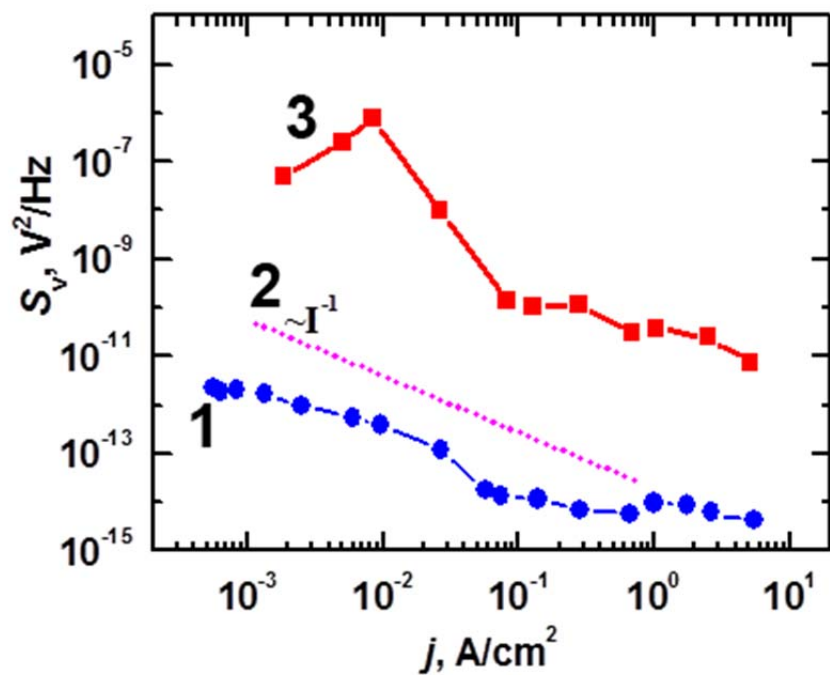


Рис. 37. Типичные зависимости плотности флуктуаций напряжения ( $S_V$ ) низкочастотного шума от тока для светодиодов до (кривая 1) и после (кривая 3) деградации. Пунктирные линии (кривая 2) представляют ход теоретической зависимости  $S_V \sim 1/j$ , типичной при однородном протекании тока через р-п переход.

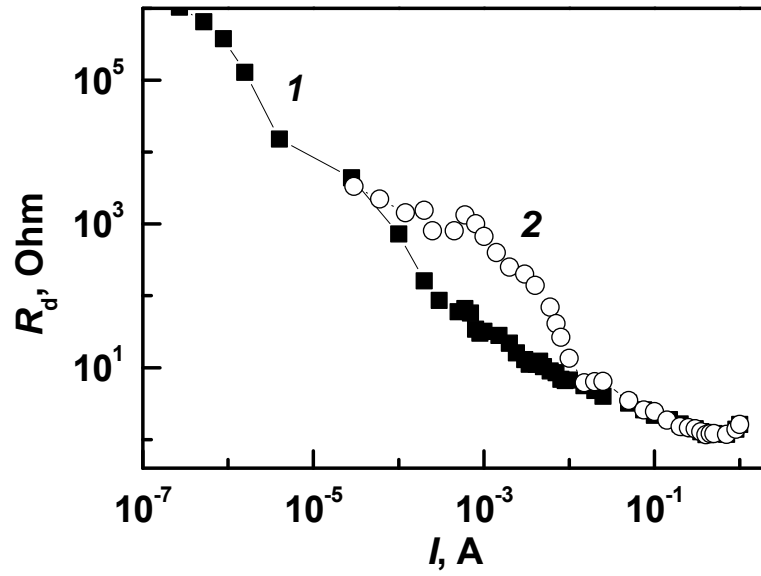
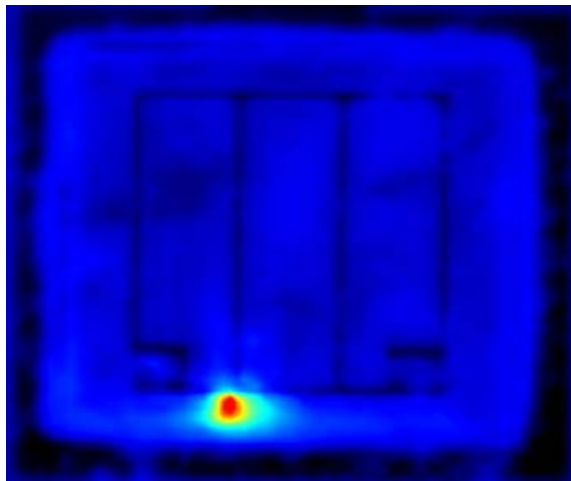


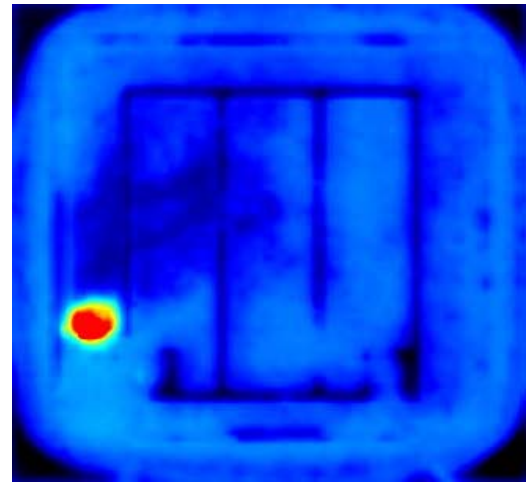
Рис. 38. Зависимости дифференциального сопротивления от плотности тока до (кривая 1) и после деградации ВКЭ светодиода (кривая 2).

### 4.3. Механизмы, ответственные за развитие деградации ВКЭ мощных синих InGaN/GaN светодиодов.

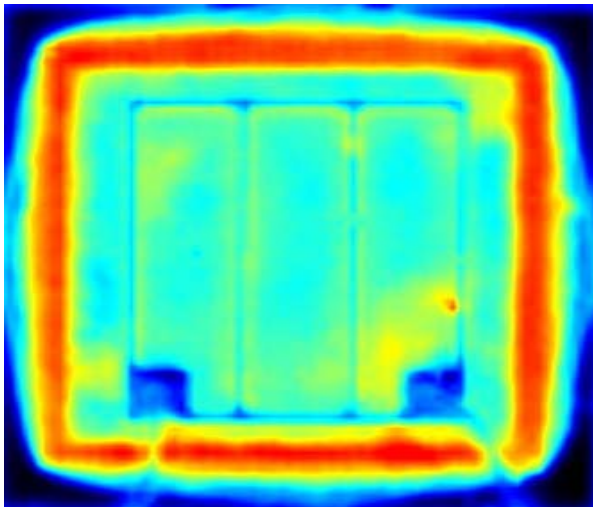
Общую площадь занятую квазиомическими шунтами можно грубо оценить по соотношению величины токов при прямом смещении, протекающих через всю площадь светодиода (когда  $p-n$  – переход открыт) и уровню токов при смещениях менее 2.5 В, протекающих преимущественно через квазиомические шунты Рис. 35. Общая площадь, занимаемая шунтами на 4-6 порядков меньше, чем вся площадь светодиода. В результате, даже если только часть напряжения приложена к области шунтов, то в ней, т.е. в системе протяженных дефектов, плотность тока может быть до  $1000 \text{ А/см}^2$  и более. Близкие значения плотности тока  $6 \times 10^3 - 10^4 \text{ А/см}^2$  получены из данных ИК-микроскопии в областях локального перегрева. На Рис. 39 представлены несколько изображений деградировавших светодиодов в ИК-микроскопе и приведены для каждого примера размеры локальных областей перегрева, значения токов, при которых они выявляются и нижние значения оценки по температуре перегрева. Оценка температуры в локальных областях производилась по калибровочным кривым, приведенным в главе 3, Рис. 26 (стр. 81). В следствие того, что материалы конструкции светодиода имеют различную излучательную способность, для точной оценки температуры необходимо знать материал, который излучает. В самом канале материал может отличаться от соседних областей, по этой причине можно утверждать, что температура не ниже температуры, если бы это было абсолютно черное тепло Рис. 26 (стр. 81) кривая 4. Размер канала определялся из значений интенсивности ИК излучения в точки, визуальное красное пятно на рисунке больше в результате эффекта теплорастекания. Такие плотности тока в локальных областях перегрева, согласно [76] позволяют предполагать деградацию ВКЭ с участием механизма Голда-Вайсберга. В работе Голда и Вайсберга [76] был рассмотрен механизм дефектообразования в туннельных диодах на основе арсенида галлия, приводящий к их деградации.



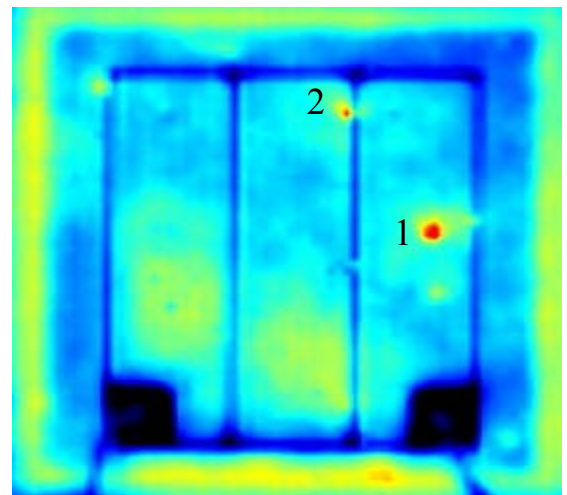
а



Б



в



Г

Рис. 39. Изображения деградировавших (с уменьшенными на 30% значениями ВКЭ) светодиодов в ИК микроскопе с отличающимися размерами канала утечки, уровнем утечки и температурой перегрева: а - 30x60мкм, 200мА,  $T > 345\text{K}$ ; б - 22.5x21.7 мкм, 23мА,  $T > 363\text{K}$ ; в - 15x15 мкм, 15 мА,  $T > 345\text{K}$ ; г-размер канала 1 - 20x20 мкм, 2 менее 5 мкм

В основе механизма лежит процесс рекомбинации инжектированных носителей заряда на центрах, создающих глубокие уровни в запрещенной зоне полупроводника. Этот процесс сопровождается локальным выделением колебательной энергии, при высокой концентрации инжектированных носителей процесс локальной передачи энергии многократно повторяется и энергии оказывается достаточной для смещения рекомбинационного центра и его миграции к *p-n*-переходу. Миграция центра сопровождается ростом концентрации дефектов по Френкелю (т.е. собственных дефектов), что в конечном итоге приводит к деградации свойств *p-n*-перехода. Фактически, это процесс многофононной рекомбинации, когда каждый захват электрона повышает колебательную энергию рекомбинационного центра (атома), а последующий захват дырки на этот центр порождает рекомбинацию с энергией меньше ширины запрещенной зоны, но достаточной для перевода в возбужденное состояние или смещение центра рекомбинации. Многократная рекомбинация приводит к рекомбинационно-стимулированной миграции центра. Модели этого процесса подробно проанализированы в обзорной работе И. Н. Яссиевич [77]. Важным итогом развития этого процесса является возможность образования пар Френкеля, т.е. собственных дефектов междоузлий и вакансий основных компонент материала при энергиях существенно меньших, чем энергия связи этих компонент. Следует отметить, что в работах И.Н. Яссиевич процесс многофононной рекомбинации рассматривался для отдельных центров создающих глубокие уровни, а в [76] для всей площади *p-n* перехода. В случае InGaN/GaN светоизлучающих структур ситуация несколько отличается [78], т.к. процесс происходит в первую очередь, в ограниченном объеме системы протяженных дефектов, при этом уже существуют выстроенные в дополнительную плоскость собственные атомы, причем в разных частях протяженных дефектов это могут быть атомы твердого раствора или только галлия. Кроме того, часть протяженных дефектов, обогащена слабо связанными атомами индия и галлия [16], т.е. они уже находятся в возбужденном состоянии. У таких



атомов энергия связи с решеткой понижена еще до протекания тока. Кроме того, в активной области синих светодиодов реализуется режим двойной инжекции, т.е. вдоль дислокационных трубок могут двигаться как дырки, так и электроны. Согласно [77], поскольку процесс многофононной рекомбинации приводит к локальным нагревам и миграции атомов, то возможен как отжиг дефектов, когда мигрирующий атом занимает пустующий узел, так и дефектообразование, когда он занимает междоузельное положение и снова становится слабо связанным, т.е. находится в возбужденном состоянии. Таким образом, этот процесс может приводить к волнообразному течению деградации ВКЭ светодиодов. Дополнительным подтверждением участия процесса многофононной рекомбинации в системе протяженных дефектов являются экспериментально выявленное, в данной работе с помощью ИК-микроскопии, присутствие локальных областей перегрева Рис. 39. Присутствие локальных областей перегрева наблюдалось во многих работах [2] [79], и оно сопровождалось выделением индия или галлия вдоль системы протяженных дефектов [79] Рис. 40. В данной работе при изучении поверхностей светодиодов в сканирующем микроскопе после заметной деградации ВКЭ светодиодов наблюдали локальные выделения индия или галлия на поверхностях  $p$  и  $n$  – областей Рис. 41. При этом наблюдается локальное растворение металлизации [73], а при сильном изменении значений ВКЭ более, чем в 3 раза, выявляются границы между блоками мозаичной структуры Рис. 41.

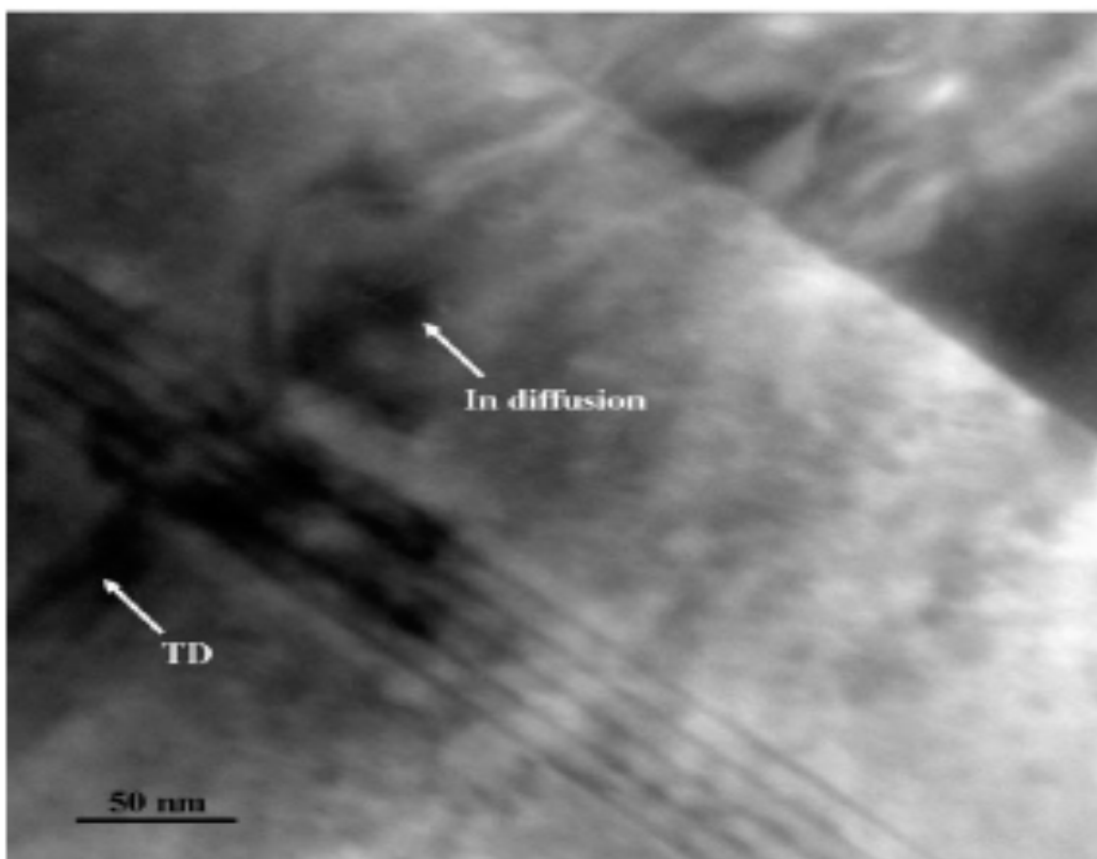
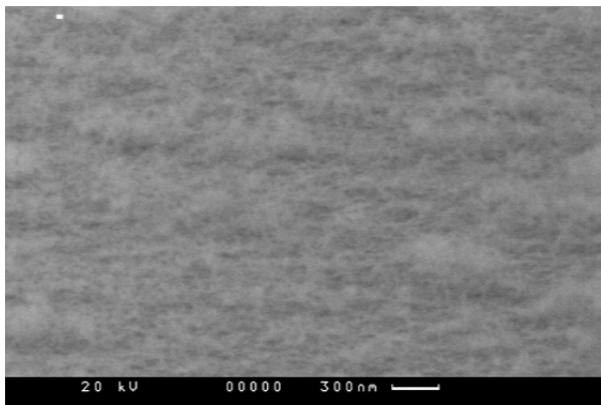
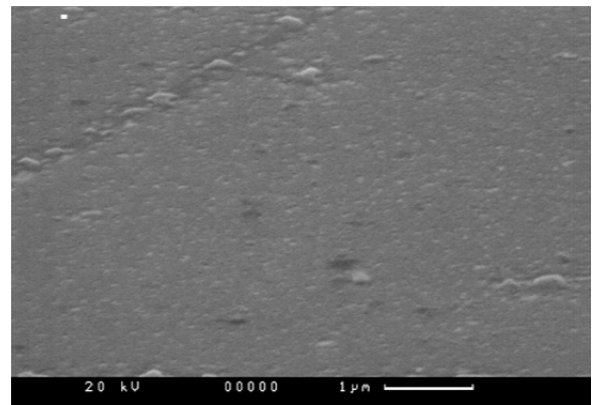


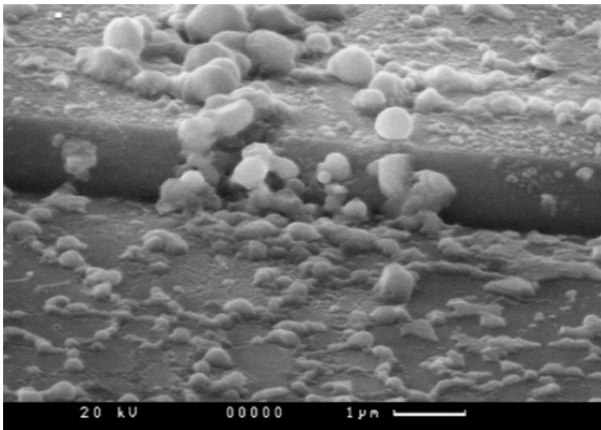
Рис. 40. Просвечивающая электронная микроскопия активной области InGaN/GaN, зафиксировавшая миграцию индия вдоль дислокационной трубки, после деградации ВКЭ [79].



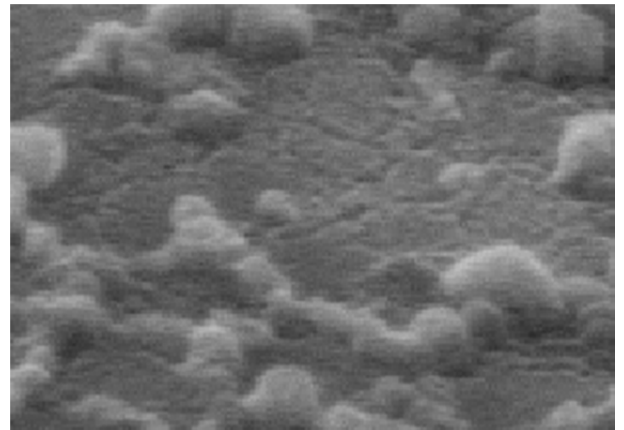
а



б



в



г

Рис. 41. Локальные выделения индия и галлия на поверхность сильно деградировавшего светодиода в сканирующем электронном микроскопе (а,в). Вид участка поверхности (а) светодиода после удаления индия (б). Увеличенный фрагмент поверхности  $n^+$  - области (г, масштаб в 1 см-250нм).

Дефектообразование в этих локальных областях приводит к расширению дислокационных трубок, причем неоднородному, захватывающему часть активной области, росту проводимости в них и увеличению концентрации носителей, захваченных этими областями вокруг дислокации Рис. 40, росту проводимости, а следовательно к увеличению концентрации неравновесных носителей не участвующих в излучательной рекомбинации в областях вне системы протяженных дефектов, что практически эквивалентно снижению коэффициента инжекции. Таким образом, наблюдаются все стадии, характерные для развития деградации по механизму Голда-Вайсберга. Следует отметить, что ранее участие этого механизма в развитии деградации ВКЭ мощных синих светодиодов не рассматривалось. Начиная с конца 20 века, в качестве основного рассматривался механизм, предложенный в [3], и более подробно рассмотренный в докторской диссертации Маняхина Ф.И. [80]. В основе механизма лежит подпороговое дефектообразование при взаимодействии горячих электронов с атомами кристаллической решетки. И передачи им энергии  $\sim 4\text{эВ}$ , достаточной для разрыва связей Ga-N, а также комплексов Mg-N. При этом, дефектообразование пар Френкеля происходит под воздействием сильных полей и этот процесс происходит не только в локальных областях дислокаций, но и в области *p-n* - перехода [3] [80]. Горячие носители заряда образуются в области разрыва краев зон гетероперехода, и в дрейфовом поле компенсированного слоя. В результате происходит доактивация Mg, и рост значений ВКЭ на начальных стадиях старения, но развивается конкурирующий процесс образования вакансий азота, они, двигаясь в поле *p-n* перехода в *p*-область, подавляют инжекцию дырок. Процесс доактивации ограничен концентрацией комплексов магний – водород, а второй процесс неограничен, поэтому с ростом времени старения и концентрации неравновесных носителей он становится определяющим. Такой сценарий дефектообразования, и развития деградации ВКЭ вполне возможен. Однако, он не объясняет всего многообразия наблюдаемых явлений, как отмечается в одной из последних обзорных работ [2]. Кроме

того, энергетически процесс дефектообразования с участием многофононной рекомбинации на собственных возбужденных атомах менее затратный, т.к. он может быть реализован, по оценкам [77] при энергии рекомбинации на глубоком центре в 1-2 эВ. Кроме того, с механизмом рекомбинационно-стимулированной деградации лучше коррелирует общеизвестный факт, что концентрация неравновесных носителей играет ключевую роль в развитии деградационного процесса. Выше приведенные результаты показали, что для развития этого процесса в системе протяженных дефектов, а не во всем объеме светодиода, все необходимые условия выполняются. Сложная динамика процессов, происходящих в квазиомических шунтах, локализованных в системе протяженных дефектов, проявляется в сложной динамике зависимостей спектральной плотности токового низкочастотного шума ( $S_I$ ) от плотности тока [73] [74] на разных временных стадиях процесса старения Рис. 42. При этом, вид зависимостей  $S_I(j)$  светодиода после нескольких временных стадий старения Рис. 42,б (кривые 2 и 3), когда токи утечки изменяются Рис. 42,а (кривые 2 и 3), а значения внешней квантовой эффективности практически не меняются, подобен  $S_I(j)$  на исходных светодиодах с ухудшенным характером организации Рис. 23 (стр. 68) (кривые 2,3). Точно также участок стабилизации плотности шума появляется только при плотностях тока, соответствующих максимуму внешней квантовой эффективности ( $j_{max}$ ), а при плотностях тока в интервале  $j_n < j < j_{max}$  наблюдаются падающие зависимости  $S_I(j)$  с разными наклонами [50], не соответствующие  $S_I(j) \sim 1/j$  - типичным для случая, когда шум обусловлен заполнением неравновесными носителями точечных дефектов Шокли-Рида-Холла в области объемного заряда. Эти результаты, позволяют предполагать, что захват носителей происходит на уровне прилипания в системе протяженных дефектов. На финальной стадии старения Рис. 42, (кривые 4), когда проводимость квазиомических шунтов увеличивается на несколько порядков Рис. 42,а (кривая 4), а значения ВКЭ уменьшаются на 20%, уровень шума при  $j$ , соответствующей максимуму значений ВКЭ, не возвращается к

уровню шума в этой области инжекционных токов до старения, что свидетельствует о значительном изменении свойств системы протяженных дефектов и возможно свойств части активной области вокруг протяженных дефектов. Сложное поведение квазиомических шунтов при протекании неравновесных носителей проявляется в частичной реанимации светодиодов, переставших светить на финальной стадии или при катастрофических отказах, т.е. без постепенного снижения ВКЭ в процессе старения. Вольтамперная характеристика переставших светить светодиодов становится

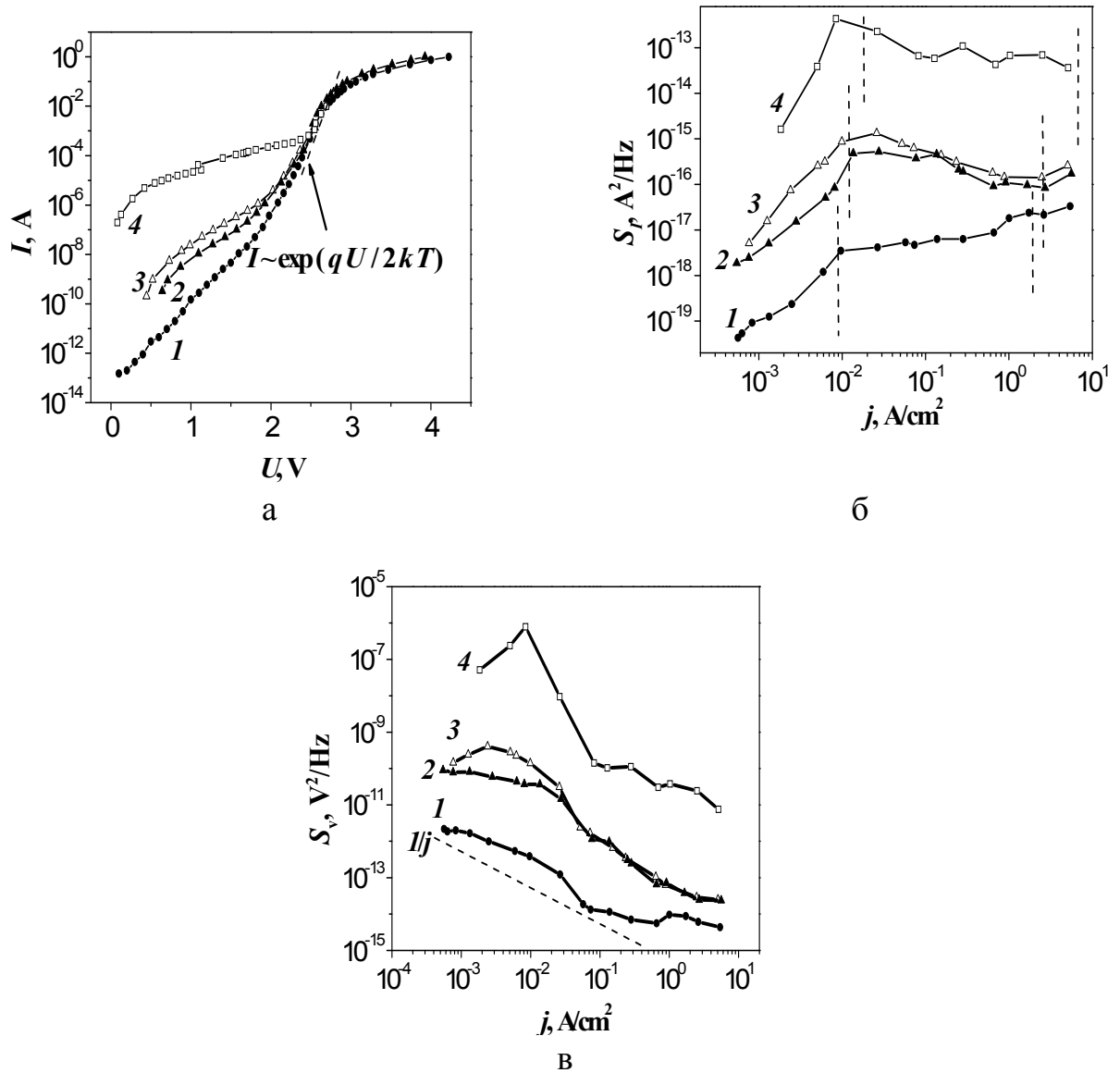


Рис. 42. (а) Прямые ветви ВАХ светодиодов (а): 1 – до деградации ( $\eta_{\max} - 40\%$ ) и после разных стадий процесса старения 2 – ( $\eta_{\max} - 40\%$ ), 3 – ( $\eta_{\max} - 35\%$ ), 4 – ( $\eta_{\max} - 20\%$ ). Зависимость спектральной плотности шума от плотности тока (б) для тех же светодиодов. Зависимость плотности флуктуаций напряжения от плотности тока (в) этих же светодиодов.

линейной Рис. 43,а (кривая 1). Однако, под действием температуры, или реабсорбции излучения, или импульсов инжекционного тока Рис. 43,а,б происходит модуляция проводимости шунтов, появляется вольтамперная характеристика Рис. 43,а (кривая 2) и светодиод начинает светить. Пример реанимации светодиода под действием температуры представлен на Рис. 43,б. В процессе измерения температурной зависимости при фиксированном напряжении переставших светить при 300К светодиодов Рис. 43,б, они снова начали светить при температуре 350<sup>0</sup> С, когда резко, уменьшилась величина туннельных токов. При этом температурная зависимость тока ,при фиксированном напряжении, носит ярко выраженный туннельный характер как до, так и после реанимации, т.е. этот процесс определяется модуляцией проводимости квазиомических шунтов, локализованных в системе протяженных дефектов. После реанимации зависимость ВКЭ от  $j$ , как правило, имеет типичный вид, определяемый конкуренцией излучательной рекомбинации локализованных и делокализованных носителей Рис. 43,в (кривая 1), практически не отличающийся от исходной зависимости Рис. 43,в (кривая 2). Однако, значения ВКЭ после реанимации не возвращаются к исходным, а срок службы таких светодиодов, как правило, низкий. Динамика шунтов, и ее влияние на ВАХ диодов и светодиодов , изучалась на кремнии, германии, арсениде галлия во многих работах и эти результаты обобщены в [81]. Следует отметить, что большой вклад в физику этих



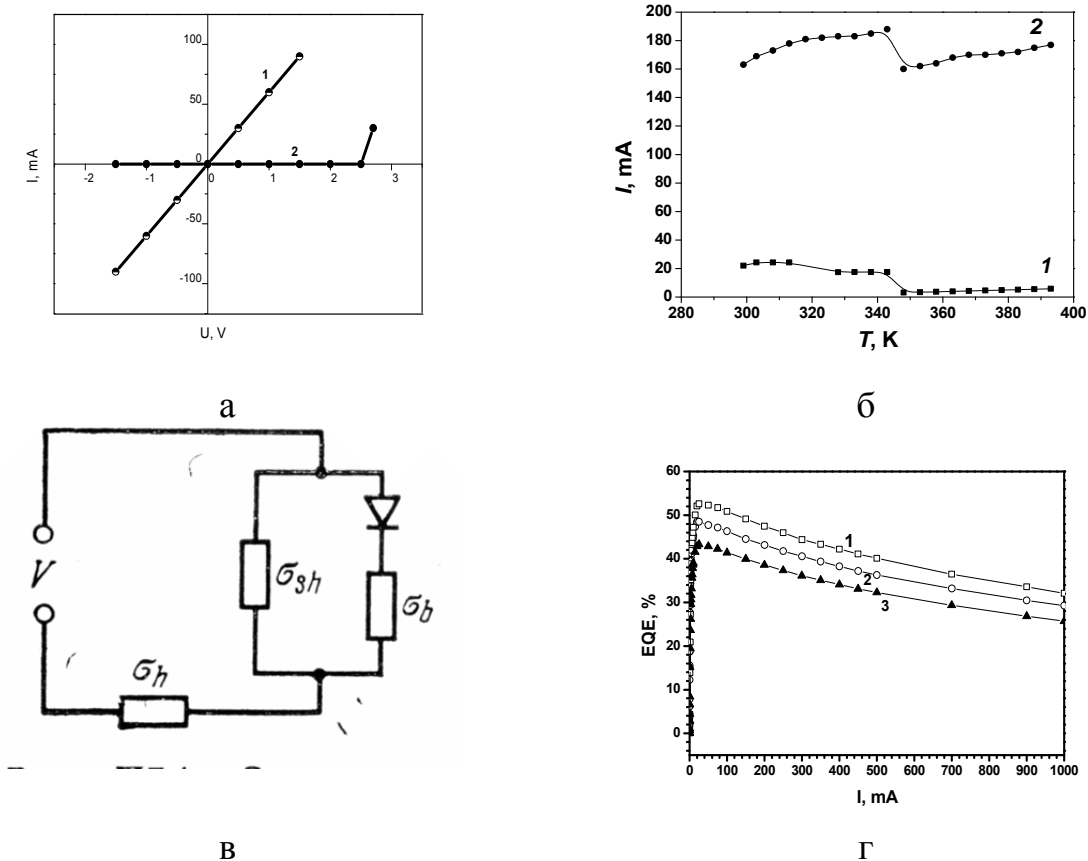


Рис. 43. ВАХ светодиода, переставшего светить (кривая 1) и засветившего после воздействия импульса тока (кривая 2), а). Температурные зависимости тока двух светодиодов, реанимированных при 350С, при фиксированном напряжении в прямом направлении ( $U$ ): 1-  $U=1.4\text{В}$ , 2-  $U= 3.0 \text{ В}$  (б). Эквивалентная схема зашунтированного светодиода, где  $\sigma_{sh}$  – проводимость шунтирующей области,  $\sigma_h$  - проводимость низкоомных областей, фоточувствительных к рекомбинационному излучению [80] (в). Зависимости ВКЭ (EQE) от  $j$  светодиодов: 1-после 1000 часов старения, перед катастрофическим выходом из строя, 2- до старения, 3- после реанимации (г).

особенностей и в изучение влияния шунтов на излучательные характеристики светодиодов внес Стафеев В.И. В теоретических и экспериментальных работах показано, что, даже омическое шунтирование  $p$ - $n$ - переходов может приводить к сильной токовой зависимости генерируемого рекомбинационного излучения. Взаимное влияние подсистем полупроводниковых диодных структур может быть причиной возникновения внутренних обратных связей. В светоизлучающих структурах модуляция проводимости может осуществляться в результате саморазогрева джоулевым теплом, за счет реабсорбции рекомбинационного излучения [81], возникающего (в нашем случае) на локальных участках системы протяженных дефектов или в локальных областях с повышенным содержанием индия. Упрощенная эквивалентная схема светодиода с шунтирующей областью представлена на Рис. 43,г. Проводимость низкоомных  $p$  и  $n$  – областей InGaN /GaN светодиодов фоточувствительна к излучению в желтой дефектной полосе с максимумом на длине волны 2.2 эВ. Излучательная рекомбинация в этой полосе нередко наблюдается в активной области этих светодиодах в локальных областях системы протяженных дефектов и в неоднородностях состава твердого раствора, что приводит к так называемому, преждевременному включению светодиода и к существенному снижению уровня низкочастотного шума светодиодов Рис. 23 (стр. 68). Этот эффект особенно ярко выражен на светодиодах с избыточными токами и на промежуточных стадиях старения Рис. 42,б. Возможно захват дополнительных носителей, рожденных излучением, подавляет безызлучательную рекомбинацию в низкоомных областях и в системе протяженных дефектов в активной области и улучшает инжекцию носителей. Благодаря этим процессам, фактически повышается коэффициент инжекции носителей в части активной области, вне системы протяженных дефектов и начинается рост ВКЭ светодиодов, что хорошо видно на зависимостях низкочастотного шума светодиодов, представленных на Рис. 23 (стр. 68). Анализ поведения ВАХ и ток-яркостных (вольт-яркостных) характеристик,

приведенный в [81] для самых простейших случаев светодиодов с шунтирующим каналом, в рамках эквивалентной схемы, представленной на Рис. 43,в, позволил получить следующее выражение для дифференциального сопротивления и ВАХ светодиода:

$$dV/dI = (dV_0/dI) / [1 + \sigma_h (dV_0/dI_k)]$$

$I = I_k + \sigma_{sh} (V_k + I_k/\sigma_b)$ , где  $I_k$  и  $V_k$  - ток через светодиод и падение напряжения на нем, соответственно,  $\sigma_{sh}$  – проводимость шунтирующей области,  $\sigma_h$  – проводимость низкоомных областей, фоточувствительных к рекомбинационному излучению [81].

ВАХ такого типа неоднозначна и по току и по напряжению, и на ней одновременно могут существовать две области отрицательного дифференциального сопротивления, что может приводить к неустойчивым состояниям относительно флуктуаций тока и напряжения. Модуляция шунтирующей проводимости, в нашем случае, в процессе старения, или воздействия температуры, или импульсов тока при реанимации, согласно, выше приведенным выражениям, может приводить к резким скачкам тока, протекающего через светодиод. Кроме того, к вспышкам интенсивности рекомбинационного излучения, генерируемого структурой, которые являются естественными индикаторами переключения структуры в новое токовое состояние и нередко наблюдаются на синих светодиодах в процессе старения. Переход в новое токовое состояние может приводить как к реанимации рекомбинационного излучения, так и к его подавлению. Таким образом, сложная динамика проводимости шунтов, наряду с многофононной рекомбинацией, вносит лепту в нетрадиционное развитие деградации внешней квантовой эффективности светодиодов. После реанимации зависимость ВКЭ от  $j$ , как правило, имеет типичный вид, определяемый конкуренцией излучательной рекомбинации локализованных и делокализованных носителей Рис. 43,г (кривая 1), отличающийся от исходной зависимости только значениями ВКЭ Рис. 43,г (кривая 2). Значения

ВКЭ после реанимации не возвращаются к исходным значениям, а срок службы после реанимации таких светодиодов, как правило, низкий.

Таким образом, сложная динамика проводимости шунтов вносит лепту в нетрадиционное развитие деградации внешней квантовой эффективности светодиодов и вполне коррелирует с локальным характером обратимого процесса дефектообразования в системе протяженных дефектов.

Проведенные исследования финальной стадии позволили выявить общие закономерности, но при этом время достижения финальной стадии для этих светодиодов могло отличаться на порядки. В связи с этим были проведены исследования по выяснению корреляции скорости развития деградации ВКЭ с характером организации наноматериала.

#### **4.4. Скорость развития деградации ВКЭ светодиодов, классифицированных по характеру организации наноматериал (уровню токов утечки).**

Самое быстрое развитие деградации ВКЭ наблюдалось на светодиодах с высокой степенью разупорядоченности наноматериала ( $\Delta_p > 0.350$ ,  $\eta < 15\%$ ,  $j > 5 \times 10^{-6}$  А/см<sup>2</sup> при смещении -1 В) [82]. Вид поверхности таких светодиодов представлен на Рис. 44, вольтамперная характеристика и зависимость ВКЭ от плотности тока на Рис. 20. Для таких светодиодов наблюдаются сложные спектры фотолюминесценции, при этом на светоизлучающих пластинах, из которых эти светодиоды получены, выявляется целый набор спектров фотолюминесценции. Причем выделения мелких капель галлия и индия на поверхность таких светоизлучающих структур происходят при нагреве до 100-150<sup>0</sup>С, без протекания тока. Таким образом, высокая степень разупорядоченности наноматериала приводит не только к формированию развитой системы протяженных дефектов, обогащенной металлической фазой, и к высокой проводимости квазиомических шунтов, но и к присутствию плохо связанных атомов

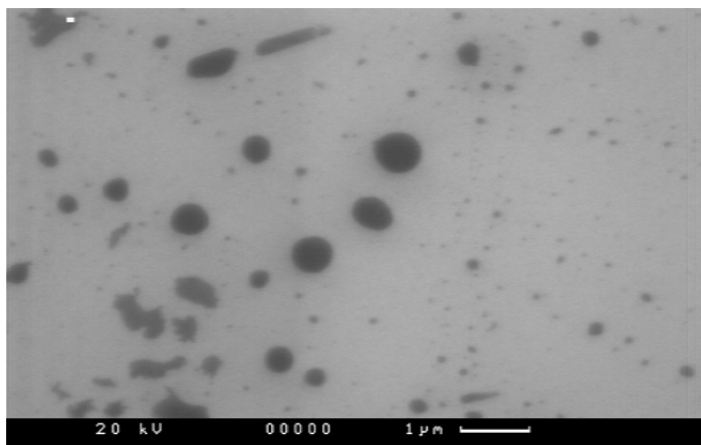
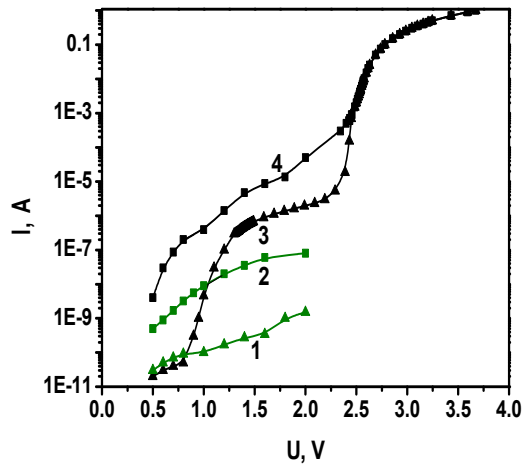


Рис. 44. Вид поверхности светоизлучающей структуры с плохой организацией наноматериала в сканирующем микроскопе.

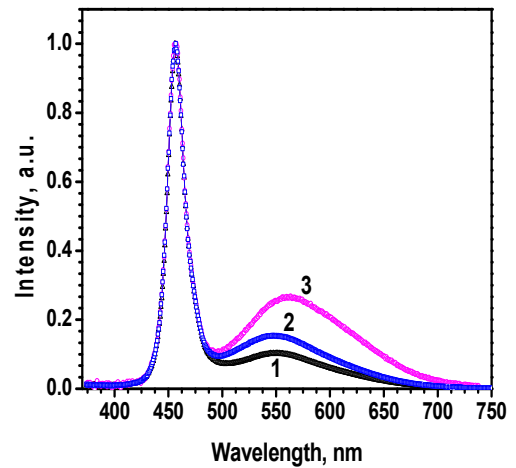
металлической фазы на поверхности светоизлучающей структуры и к неоднородности состава твердого раствора. Скорость деградации ВКЭ таких светодиодов не превышает нескольких часов, а в отдельных случаях процесс развивается по мере увеличения плотности тока до  $35 \text{ A/cm}^2$ . Светодиоды такого типа характерны для периода становления технологии роста светоизлучающих структур, при неоптимальных режимах роста буферного слоя и использовании галлий обогатченных режимов роста и исследовались на начальной стадии выполнения данной работы. По мере совершенствования режимов формирования зародышевого и буферных слоев улучшался характер организации наноматериала и увеличивались сроки службы светодиодов. Для современных фирм производителей светодиодов типичным является хорошо упорядоченный наноматериал ( $\Delta_p < 0.345$ ,  $\eta = 40\text{-}50\%$ ,  $j < 2 \times 10^{-8} \text{ A/cm}^2$  при смещении  $-1 \text{ В}$ ) светоизлучающих структур и срок службы более 50000 часов для большей части светодиодов. Однако, на небольшой части таких светодиодов, как правило, не больше 10% от общего количества исследуемых светодиодов с хорошо упорядоченным наноматериалом, наблюдается быстрое развитие деградации ВКЭ за времена от 10 до нескольких тысяч часов, в том числе с катастрофическим, непредсказуемым выходом из строя. Такие светодиоды после нескольких временных стадий процесса старения демонстрируют высокие значения ВКЭ, затем на последующей временной стадии, без постепенного снижения значений ВКЭ, перестают светить. Последовательный контроль на разных временных стадиях процесса старения вольтамперных характеристик в широком диапазоне напряжений и токов, спектральных характеристик, зависимостей ВКЭ от плотности тока светодиодов с хорошо упорядоченным наноматериалом позволил выявить причины катастрофических отказов и найти способы выявления ненадежных светодиодов, с укороченным сроком службы.

#### **4.5. Причины катастрофических отказов и методы выявления ненадежных светодиодов.**

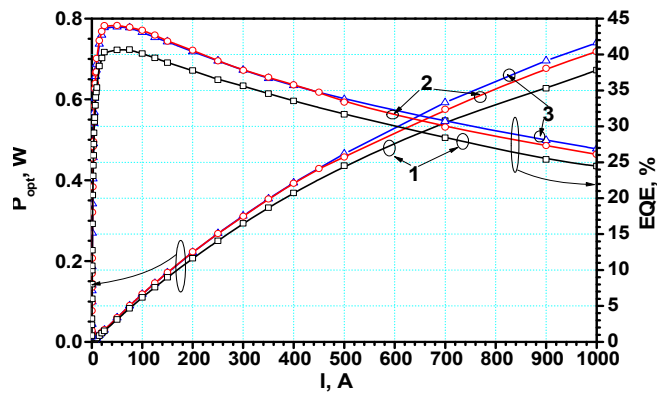
Выяснено, что для некоторых типов светодиодов с катастрофическими отказами характерна искаженная прямая ветвь ВАХ светодиодов при смещении менее 2.5В до старения Рис. 45,а (кривая 3). Согласно [15], и эквивалентной схеме светодиода, такой вид прямой ветви указывает на присутствие в активной области светоизлучающей структуры локальной области ( или набора локальных областей) с пониженной высотой барьера, меньшей площади, чем вся площадь светодиода, и включенной параллельно всему светодиоду [83]. Очевидно, что вольтамперная характеристика выявляет области с минимальной высотой барьера. Можно предположить, что присутствие таких областей вызвано изменением состава твердого раствора по индию в локальных областях. Это предположение не лишено основания и подтверждается присутствием длинноволновой полосы в спектрах электролюминесценции при 300К на части таких светодиодов Рис. 45,б, а также слабой преждевременной электролюминесценцией при смещениях 2.5 В Рис. 23(стр. 68). При этом прямая ветвь ВАХ оказывается более чувствительным индикатором к присутствию таких областей, чем электролюминесценция. Старение таких светодиодов сопровождается понижением барьера, увеличением занимаемой пониженным барьером площади, а также увеличением проводимости шунтов Рис. 45,а кривые 2 и 4, [83]. Кроме того, наблюдается смещение максимума длинноволновой полосы спектра электролюминесценции в сторону больших длин волн Рис. 45,б кривая 3 и рост интенсивности длинноволновой полосы, что коррелирует с наблюдаемым снижением барьера [83]. Ухудшение ВАХ не приводит к заметному снижению значений ВКЭ после старения, но, как правило, даже к небольшому увеличению ВКЭ на несколько процентов Рис. 45,в, соответствует светодиоду с ВАХ и спектром электролюминесценции



а



б



в

Рис. 45. Типичный вид ВАХ светодиодов с искаженной прямой ветвью до старения (кривая 1-обратная ветвь, кривая 2- прямая ветвь) и после 110 часов старения (кривые 3 и 4) (а). Спектральная характеристика электролюминесценции этого светодиода до (1), после 5 часов (2) и после 110 часов (3) старения (б). Зависимость ВКЭ (EQE) от тока: до старения (1), после 5 часов (2), после 110 часов (3) старения (в).



Рис. 45,б. При этом может наблюдаться перераспределение значений ВКЭ по длинам волн при малых смещениях и увеличение вклада локализованных носителей в излучательную рекомбинацию. Эти результаты указывают на то, что в некоторых локальных областях состав твердого раствора, существенно неравновесный (нерегулярный), и может изменяться под действием инжекционного тока. Можно предполагать участие двух механизмов в этом процессе: Голда- Вайсберга [76] и Лонжини [84]. Возможно возникновение локальных перегревов под действием протекающего тока в локальных областях твердого раствора, обогащенного индием, с повышенной проводимостью, а т.к. размеры этих областей находятся в пределах от нескольких нанометров до нескольких микрон, то плотности тока могут достигать величин достаточных для реализации механизма Голда-Вайсберга и привести к локальным перегревам и миграции основных компонент твердого раствора. Это предположение находит экспериментальное подтверждение при изучении зависимостей спектральной плотности токового низкочастотного шума от плотности тока Рис. 46. Даже до старения(кривая 1 Рис. 46) на зависимости  $S(j)$  появляется участок вида  $S(j) \sim j^4$ , в соответствии с теоретическими представлениями, указывающий на появление областей локального перегрева, причем при очень низких плотностях тока. После старения (кривая 2 Рис. 46) этот участок выражен еще сильнее. Наблюдаемое локальное снижение высоты барьера, согласно модели Лонжини [84] усиливает миграцию заряженных дефектов. Заряженные дефекты, согласно Крегер [85], могут возникать в результате взаимодействия компонент неравновесных твердых растворов с инжектированными носителями. Все упомянутые процессы могут приводить к перераспределению индия между соседними локальными областями, что находит подтверждение в эволюции длинноволновой полосы в спектрах электролюминесценции Рис. 45,б, и как к ухудшению, так и к улучшению внешней квантовой эффективности светодиодов. Процессы

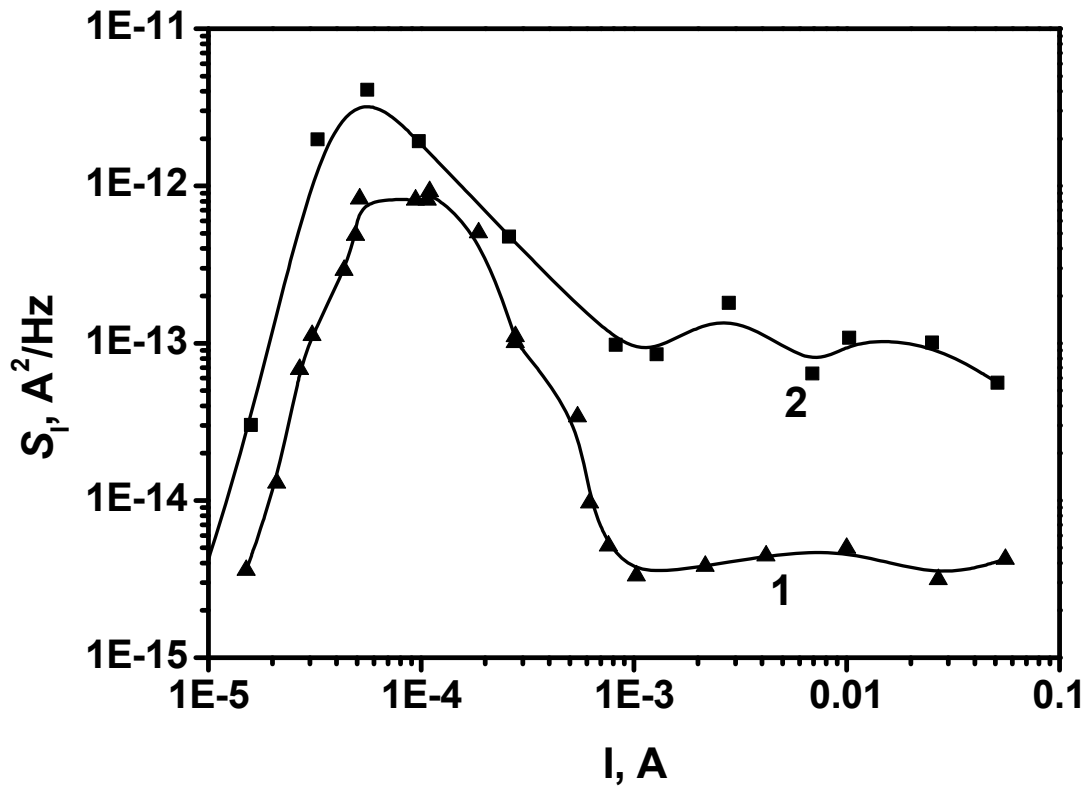


Рис. 46. Эволюция спектров электролюминесценции светодиодов при старении светодиодов с пониженным барьером до старения (кривая 1) и после старения в течение 110 часов (кривая 2).

перераспределения носят до некоторого предела обратимый вероятностный характер. Небольшое увеличение времени старения приводит к катастрофическому выходу из строя. Для светодиода с характеристиками, приведенными на Рис. 45. после 110 часов старения наблюдался только рост ВКЭ, а после 120 часов старения светодиод перестал светить. Наблюдается большое разнообразие нестандартного вида прямой ветви ВАХ светодиодов, несколько примеров приведено на Рис. 47. При этом время катастрофического выхода из строя для этих светодиодов колеблется в широких пределах: от 10 часов до 2000 часов, а в спектрах электролюминесценции при комнатной температуре длинноволновая полоса может не выявляться. Таким образом, вид прямой ветви ВАХ светодиодов при смещениях менее 2В является наиболее чувствительным индикатором состояния твердого раствора активной области и позволяет выявить наиболее ненадежные светодиоды без долговременных испытаний. Присутствие локальных областей с существенно неравновесным составом твердого раствора может выявляться на некоторых светодиодах только в процессе старения. Причем и в этом случае основным индикатором ненадежности и катастрофического выхода из строя светодиода выступает изменение вида только прямой ветви ВАХ при смещениях менее 2В. Изменения проявляются на разных светодиодах после старения в течение 10-100 часов, при этом значения ВКЭ либо не изменяются, либо возрастают на 5-10%, а катастрофические отказы возникают, начиная от 500 часов и до нескольких тысяч часов. Примеры изменений ВАХ светодиодов в процессе старения приведены на Рис. 48,а. При этом снижения ВКЭ на этих стадиях старения не наблюдается. Таким образом, вид прямой ветви ВАХ светодиодов при смещениях менее 2В является наиболее чувствительным индикатором состояния твердого раствора активной области и позволяет выявить наиболее ненадежные светодиоды без долговременных испытаний, по исходной ВАХ, или после временных испытаний не более 500 часов по изменению вида прямой ветви ВАХ относительно исходной.

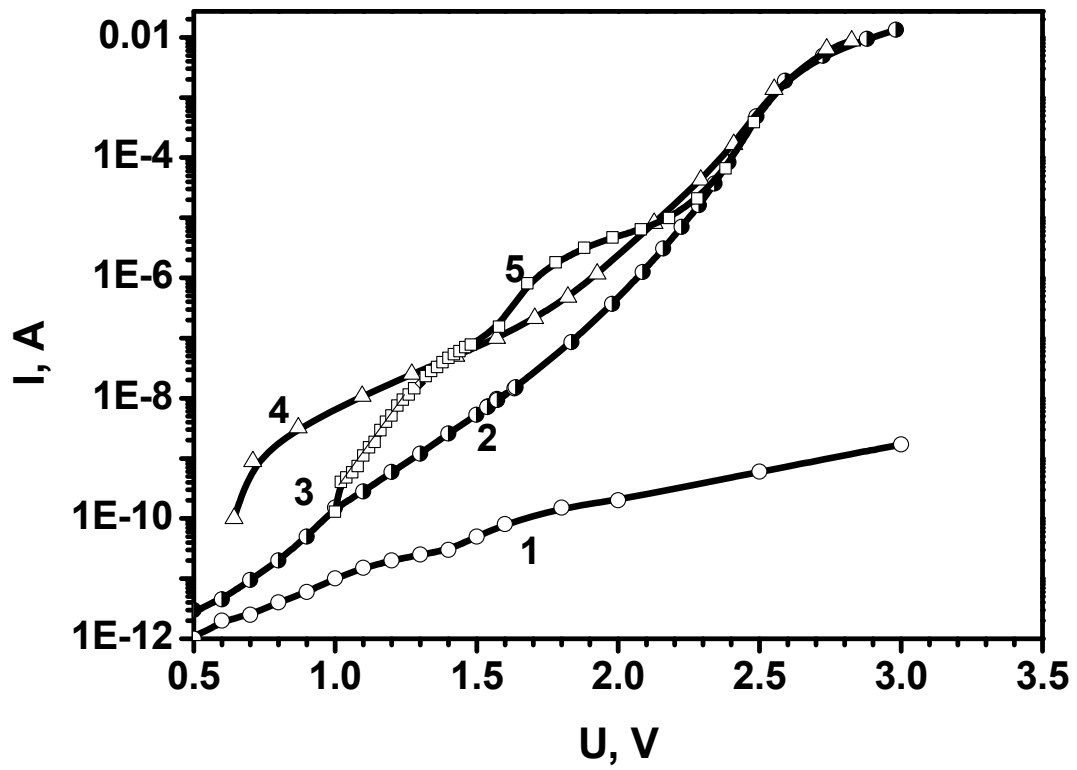


Рис. 47. Примеры ВАХ светодиодов с искаженной прямой ветвью (кривые 3-5) относительно типичной для светодиодов с большим сроком службы (кривая 2). Все светодиоды имеют обратную ветвь близкую к кривой 1.

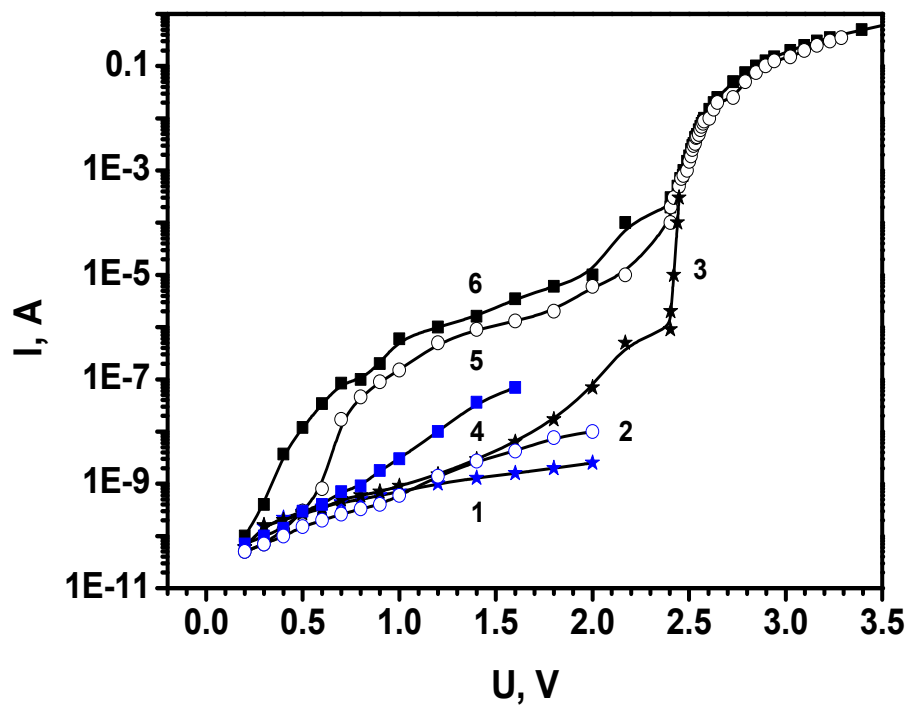


Рис. 48. ВАХ светодиода до старения (1-обратная ветвь, 3-прямая) с искажениями прямой ветви, возникающими в процессе старения (прямые ветви 5 – 80 часов, 6-100 часов; обратные ветви, соответственно 2,4).

На финальной стадии деградации, как правило, оба канала действуют одновременно. Совместный анализ прямой и обратной ветви светодиодов на разных временных стадиях старения позволяет разделить вклад процессов дефектообразования в системе протяженных дефектов и в локальных областях с неравновесным составом по индию. Эти два канала дефектообразования могут чередоваться и стабилизироваться на разных временных стадиях старения, что затрудняет выяснение закономерностей процесса деградации ВКЭ на промежуточных стадиях процесса старения, если не контролировать поведение прямой и обратной ветви ВАХ при смещениях менее 2.5 В, т.е. в области туннельного транспорта носителей заряда. Примеры такого чередования приведены на Рис. 49. После 100 часов старения изменения произошли только в обратной ветви ВАХ Рис. 49, кривая 2, при этом прямая ветвь не изменилась (кривая 3), т.е. дефектообразование произошло преимущественно в системе протяженных дефектов. После 1000 часов старения наблюдаются сильные изменения как прямой, так и обратной ветви Рис. 49 кривые 4 и 5, т.е. дефектообразование развивается в двух каналах. Процесс дефектообразования в светодиоде с ВАХ, представленной на Рис. 48 развивается по-другому. После 80 часов старения значительные изменения происходят в прямой ветви Рис. 48, кривая 5, т.е. процесс дефектообразования развивается сначала в локальных областях твердого раствора, после 100 часов старения начинаются изменения обратной ветви (кривая 4). Причем, вид зависимостей ВКЭ от плотности тока практически не изменяется, лишь возрастают значения ВКЭ в пределах нескольких процентов. При этом для светодиодов с хорошо упорядоченным наноматериалом, без выше отмеченных особенностей прямой ветви ВАХ, временные интервалы стабилизации могут достигать несколько тысяч часов, а изменения барьера меньше 0.2 В и токов утечки в пределах одного порядка, а сроки службы более 50000 часов. Выяснено, что на стадии волнообразного изменения значений ВКЭ, волнообразное изменение ВАХ наблюдаются гораздо реже. Эти результаты позволяют понять отсутствие корреляции, на

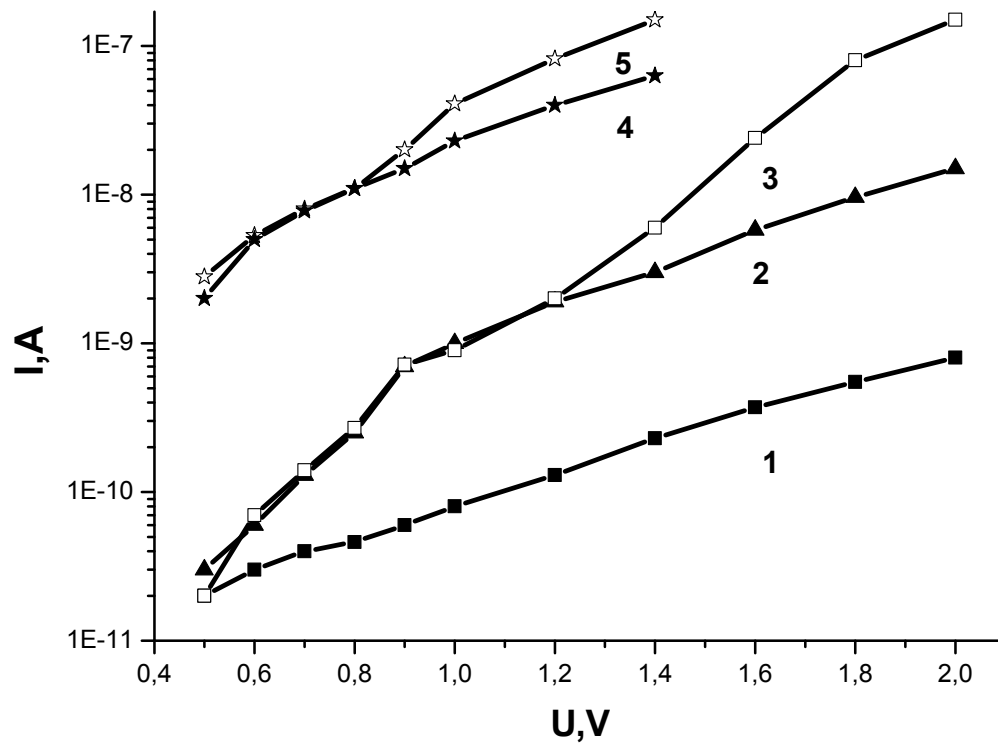


Рис. 49. Эволюция ВАХ светодиода в процессе старения: 1, 3-до старения (1-обратная ветвь, 3- прямая); после 100 часов (2-обратная ветвь, 3- прямая); после 1000 часов (4-обратная ветвь, 5- прямая).

промежуточных стадиях старения, между ухудшением ВАХ и неизменными, или слабо изменяющимися значениями ВКЭ. Процессы излучательной рекомбинации в первую очередь определяются свойствами достаточно совершенных областей вне протяженных дефектов. Интенсивное дефектообразование происходит в системе протяженных дефектов и в локальных областях твердого раствора с сильно неравновесным составом по индию. При этом ВАХ отражает свойства областей с самым низким барьером, площадь этих областей на порядки меньше площади всего светодиода, поэтому заметных изменений ВКЭ не происходит. Небольшое увеличение проводимости шунтов, в пределах одного порядка, также не вызывает значительных изменений ВКЭ. И только сильные изменения проводимости на несколько порядков и понижение барьера на несколько десятых вольта, характерные для финальной стадии приводят к деградации ВКЭ.

**Выводы:** Предложенный подход к изучению процесса деградации ВКЭ светодиодов, учитывающий сложный характер организации разно-размерных неоднородностей состава твердого раствора InGaN и присутствие квазиомических шунтов, локализованных в системе протяженных дефектов, позволил выяснить основные закономерности развития деградации ВКЭ этих светодиодов. Выяснено, что дефектообразование под действием инжекционного тока развивается, преимущественно, в двух каналах: в проводящих квазиомических шунтах, локализованных в системе протяженных дефектов, и в локальных областях с неравновесным составом твердого раствора с повышенным содержанием индия. Показано, что в этих каналах развиваются процессы дефектообразования по механизму Голда-Вайсберга, приводящие к деградации ВКЭ светодиодов. Эти процессы порождают немонотонное изменение значений ВКЭ на промежуточных временных стадиях старения и приводят к значительному снижению концентрации неравновесных носителей, участвующих в излучательной



рекомбинации. Многообразие вариантов развития деградации ВКЭ синих светодиодов вызвано сложной комбинацией и чередованием процессов дефектообразования в этих двух каналах во времени. На финальной стадии деградации, на которой значения ВКЭ уменьшаются на 30% относительно исходных значений, как правило, оба канала действуют одновременно. Неоднозначная связь между излучательной и безызлучательной рекомбинацией в первые 5000 часов вызвана тем, что области, в которых происходят эти процессы, пространственно разнесены. Показано, что наиболее чувствительным индикатором начала процесса дефектообразования является эволюция ВАХ при смещениях менее 2В. Изучение в процессе старения эволюции прямой и обратной ветвей ВАХ при смещениях менее 2В мощных синих светодиодов позволяет разделить вклад каждого из каналов в процесс дефектообразования. Катастрофические отказы светодиодов вызваны в первую очередь процессами дефектообразования в локальных областях с сильно неравновесным по индию составом твердого раствора InGaN. Выявлен вклад характера организации наноматериала светоизлучающих структур в скорость развития деградации ВКЭ светодиодов. Таким образом, особенности деградации ВКЭ светодиодов во многом обусловлены фрактальной природой AlN наноматериала светоизлучающих структур. Для увеличения срока службы необходимо улучшать характер организации наноматериала, разработать режимы роста твердых растворов с минимальным содержанием локальных областей с сильно неравновесным (нерегулярным) составом твердого раствора, избегать галлий и индий обогащенных режимов роста. Предложен метод выявления наиболее ненадежных, склонных к катастрофическим отказам, светодиодов, по уровню токов утечки и появлению локальных областей с пониженным барьером на прямой ветви ВАХ при смещениях менее 2 В. При этом наиболее ненадежные светодиоды по найденным критериям могут быть выявлены до проведения старения и сборки.

**В заключении** сформулированы основные результаты диссертации:

1. Разработан комплекс методов, позволяющий реализовать новый подход в изучение деградации внешней квантовой эффективности (ВКЭ), учитывающий сложный характер организации наноматериала мощных синих светодиодов на основе квантоворазмерных InGaN/GaN структур.
2. Показано, что рост значений мультифрактального параметра  $\Delta_p$ , отражающий ухудшение характера организации наноматериала светоизлучающих структур и свойств системы протяженных дефектов, пронизывающей светодиодную структуру, коррелирует с увеличением на порядки токов утечки светодиодов при смещениях меньше 2В. Обнаруженная корреляция позволила контролировать эти особенности по уровню токов утечки на коммерческих чипах светодиодов разных фирм, что значительно расширило число исследованных объектов.
3. Выяснено, что дефектообразование под действием инжекционного тока в первую очередь развивается в двух каналах: в проводящих квазиомических шунтах, локализованных в системе протяженных дефектов, и в локальных областях с неравновесным составом твердого раствора с повышенным содержанием индия. Захват неравновесных носителей этими каналами сопровождается многофононной рекомбинацией, и рекомбинационно – стимулированной миграцией и диффузией индия и галлия, порождая немонотонное изменение значений ВКЭ на промежуточных временных стадиях старения. Локальное дефектообразование в этих каналах усиливает неоднородность протекания тока по мере увеличения времени старения и приводит к возникновению локальных областей перегрева, а также к значительному снижению концентрации неравновесных носителей, участвующих в излучательной рекомбинации.

4. Многообразие вариантов развития деградации ВКЭ синих светодиодов вызвано сложной комбинацией и чередованием процессов дефектообразования в этих двух каналах во времени. На финальной стадии деградации (при уменьшении значений ВКЭ на 30% относительно исходных), как правило, оба канала действуют одновременно. Неоднозначная связь между процессами дефектообразования и излучательной рекомбинацией, в первые, 5000 часов, вызвана тем, что области, в которых происходят эти процессы, пространственно разнесены. Таким образом, особенности деградации ВКЭ светодиодов во многом обусловлены фрактальной природой AlN наноматериала.
5. Катастрофические отказы светодиодов вызваны в первую очередь процессами дефектообразования в локальных областях сильно неравновесным (нерегулярным) по индию составом твердого раствора InGaN, приводящие к миграции индия и галлия, и модуляции проводимости активной области.
6. Предложен метод выявления ненадежных светодиодов по контролю уровня тока прямой и обратной ветвей ВАХ, при смещениях менее 2В. При этом, наиболее ненадежные светодиоды, склонные к катастрофическим отказам, могут быть выявлены на светоизлучающей пластине до проведения сборки. Светодиоды с укороченным сроком службы могут быть выявлены при временах старения менее 500 часов.

## Список литературы

1. . — 2014. — <http://www.cree.com/Lighting/Document-Library>.
2. Meneghesso G, Meneghini M, Zanoni E Recent results on the degradation of white LEDs for lighting // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2010. — Vol. 43, 35. — P. 354007-354018.
3. Ковалев А Н, Маняхин Ф И, Кудряшов В Е, Туркин А Н, Юнович А Э Изменение люминесцентных электрических свойств светодиодов из гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN при длительной работе // Физика и техника полупроводников. — 1999. — Т. 33, 2. — С. 224-232.
4. Strite S T, Morkoç H GaN, AlN, and InN: A Review // Journal of Vacuum Science and Technology. — 1992. — Vol. B10. — P. 1237-1266.
5. George Craford M First International Conference on White LEDs and Solid State Lighting // LEDs for solid state lighting and other emerging applications: status, trends, and challenges. — Tokyo, 2007. — P. 5-9.
6. Hyunso Kim, Cheolsoo Sone, Yongio Park First International Conference on White LEDs and Solide State Lighting // Recent development of high power LED chip for solid state lighting. — Tokyo, 2007. — P. 87-90.
7. Ponce F A, Srinivasan S, Bell A, Geng L, Liu R, Stevens M, Cai J, Omiya H, Marui H, Tanaka S Microstructure and electronic properties of InGaIn alloys // Physica Status Solidi (b). — 2003. — Vol. 240, 2. — P. 273-284.
8. Шретер Юрий, Ребане Юрий, Зыков Валерий, Сидоров Валерий Широкозонные полупроводники. — Санкт-Петербург : Наука. Ленинградское отделение, 2001.
9. Ankudinov A V, Besyulkin A I, Kolmakov A G, Lundin W V, Ratnikov V V, Shmidt N M, Sitnikova A N, Titkov A N, Usikov A S, Yakimov E B, Zavarin E E, Zolotareva R V Peculiarities of extended defect system in III-nitrides with different degrees of order of mosaic structure // Physica B Condensed Matter. — 2003. — Т. 340, 342. — С. 462-465.

10. Gibart Pierre Metal organic vapour phase epitaxy of GaN and lateral overgrowth // Reports on Progress in Physics. — 2004. — Vol. 67, 5. — P. 667-715.
11. Hyung Koun Cho, Jeong Yong Lee, Ki Soo Kim, Gye Mo Yang, Jae Ho Song, Phil Won Yu Effect of buffer layers and stacking faults on the reduction of threading dislocation density in GaN overlayers grown by metalorganic chemical vapor deposition // Journal of Applied Physics. — 2001. — Vol. 89, 5. — P. 2617-2621.
12. Karpov S Yu, Makarov Yu N Dislocation effect on light emission efficiency in gallium nitride // Applied Physics Letters. — 2002. — Vol. 81, 25. — P. 4721-4723.
13. Northrup J E, Romano L T, Neugebauer J Surface energetics, pit formation, and chemical ordering in InGaN alloys // Applied Physics Letters. — 1999. — Vol. 74, 16. — P. 2319-2321.
14. Cai J, Ponce F A Determination by Electron Holography of the Electronic Charge Distribution at Threading Dislocations in Epitaxial GaN // physica status solidi (a). — 2002. — Vol. 192, 2. — P. 407-411.
15. Sirotkin V V, Yakimov E B, Zaitsev S I Simulation of recombination contrast of extended defects in the modulated EBIC // Materials Science and Engineering: B. — 1996. — Vol. 42, 1-3. — P. 176-180.
16. Шуберт Ф Е Светодиоды / Под ред. Юнович А Э. — Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2008. — 384 с.
17. Hangleiter A, Hitzel F, Netzel C, Fuhrmann D, Rossow U, Ade G, Hinze P Suppression of Nonradiative Recombination by V-Shaped Pits in GaInN/GaN Quantum Wells Produces a Large Increase in the Light Emission Efficiency // Physical Review Letters. — 2005. — Vol. 95, 12. — P. 127402-127408.
18. Degave F, Ruterana P, Nouet G, Kim C C Structural evolution of GaN nucleation layers during metal-organic chemical vapour deposition growth. // Inst. Phys.Conf.Ser. — 2001. — 169. — P. 281-284.

19. 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.
20. Матаре Г Электроника дефектов в полупроводниках / перев. Гуро Г М. — Москва : Мир, 1974. — 463 с.
21. Встовский Г В, Колмаков А Г, Бунин И Ж Введение в мультифрактальную параметризацию структур материалов. — Ижевск : НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. — 116 с.
22. Kolmakov A G, Emtsev V V, Lundin W V, Ratnikov V V, Shmidt N M, Titkov A N, Usikov A S A new approach to analysis of mosaic structure peculiarities of gallium nitride epilayers // Physica B Condensed Matter. — 2001. — Vol. 308, 310. — P. 1141-1144.
23. Shmidt N M, Besyul'kin A N, Dunaevsky M S, Kolmakov A G, Sakharov A V, Usikov A S, Zavarin E E Mosaicity and electrical and optical properties of group III nitrides // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2002. — Vol. 14, 48. — P. 13025-13030.
24. Shmidt N M, Emtsev V V, Kolmakov A G, Kryzhanovsky A D, Lundin W V, Poloskin D S, Ratnikov V V, Titkov A N, Usikov A S, Zavarin E E Correlation of mosaic-structure peculiarities with electric characteristics and surface multifractal parameters for GaN epitaxial layers // Nanotechnology. — 2001. — Vol. 12, 4. — P. 471-474.
25. Potin V, Rosenauer A, Gerthsen D, Kuhn B, Scholz F Comparison of the Morphology and In Distribution of Capped and Uncapped InGaN Layers by Transmission Electron Microscopy // Physica Status Solidi (b). — 2002. — Vol. 234, 3. — P. 947-951.
26. Kaneta Akio, Okamoto Koichi, Kawakami Yoichi, Fujita Shigeo, Marutsuki Giichi, Narukawa Yukio, Mukai Takashi Spatial and temporal luminescence dynamics in an In(x)Ga(1-x)N single quantum well probed by near-field optical microscopy // Applied Physics Letters. — 2002. — Vol. 81, 23. — P. 4353-4355.

27. Jeongyong Kim, Kevan Samiee, Jeffrey O White, Jae-Min Myoung, Kyekyoon Kim Near-field photoluminescence spectroscopy of InGaN films grown by molecular-beam epitaxy // *Applied Physics Letters*. — 2002. — Vol. 80, 6. — P. 989-992.
28. Bertram F, Srinivasan S, Geng L, Ponce F A, Riemann T, J Christen Microscopic correlation of redshifted luminescence and surface defects in thick In(x)Ga(1-x)N layers // *Applied Physics Letters*. — 2002. — Vol. 80, 19. — P. 3524-3527.
29. Schubert Martin F, Chhajed Sameer, Jong Kyu Kim, Schubert Fred E, Koleske Daniel D, Crawford Mary H, Lee Stephen R, Fischer Arthur J, Thaler Gerald, Banas Michael A Effect of dislocation density on efficiency droop in GaInN/GaN light-emitting diodes // *Applied Physics Letters*. — 2007. — Vol. 91, 23. — P. 231114-7.
30. Chichibu S F, Sola T, Wada K, Nakamura S The quantum dots in InGaN and the peculiarities of blue light emitting diodes electroluminescence // *Internet Journal of Nitride Semiconductor Research*. — 1999. — Vol. 4, 1.
31. Бочкарева Н И, Жирнов Е А, Ефремов А А, Ребане Ю Т, Горбунов Р И, Шретер Ю Г Туннельно-рекомбинационные токи и эффективность электролюминесценции InGaN/GaN светодиодов // *ФТП*. — 2005. — Т. 39, 5. — С. 627-632.
32. . — 2014. — <http://www.philipslumileds.com/support>.
33. IES LM-80-08, Approved Method: Measuring Lumen Maintenance of LED Light Sources. — New York : The Illuminating Engineering Society of North America, 120 Wall Street, New York, New York 10005, 2008.
34. Meneghini M, Trevisanello L, Sanna C, Mura G, Vanzi M, Meneghesso G, Zanoni E High temperature electro-optical degradation of InGaN/GaN HBLEDs // *Microelectronics Reliability*. — 2007. — Vol. 47, 9. — P. 1625-1629.
35. Osiński Marek, Zeller Joachim, Chiu Pei-Chih, Phillips Scott B, Barton Daniel L AlGaIn/InGaIn/GaN blue light emitting diode degradation under pulsed current stress // *Applied Physics Letters*. — 1996. — Vol. 69, 7. — P. 898.

36. Osiński Marek, Barton Daniel L, Lee Jinhyun, Perlin Piotr Effects of high electrical stress on GaN/InGaN/AlGaN single-quantum-well light-emitting diodes // *Journal of Crystal Growth*. — 1998. — Vol. 189-190. — P. 808-811.
37. Hibbard D L, Jung S P, Wang C, Ullery D, Zhao Y S, Lee H P, So W, Liu H Low resistance high reflectance contacts to p-GaN using oxidized Ni/Au and Al or Ag // *Applied Physics Letters*. — 2003. — Vol. 83, 2. — P. 311-314.
38. Fischer Peter, Christen Jürgen, Zacharias Margit , Schwegler Veit, Kirchner Christoph, Kamp Markus Spatially Resolved Imaging of the Spectral Emission Characteristic of an InGaN/GaN-Multi Quantum Well- Light-Emitting Diode by Scanning Electroluminescence Microscopy // *Japanese Journal of Applied Physics*. — 2000. — Vol. 39. — P. 2414-2416.
39. Arai T, Sueyoshi H, Koide Y, Moriyama M, Murakami M Development of Pt-based ohmic contact materials for p-type GaN // *Journal of Applied Physics*. — 2001. — Vol. 89, 5. — P. 2826-2831.
40. Бочкарева Н И, Ефремов А А, Ребане Ю Т, Горбунов Р И, Клочков А В, Шретер Ю Г Неоднородность инжекции носителей заряда и деградации голубых светодиодов // *ФТП*. — 2006. — Т. 40, 1. — С. 122-128.
41. Tomiya Shigetaka, Takeya Motonobu, Goto Shu, Ikeda Masao Symposium E – GaN, AlN, InN, and Their Alloys // *Structural defects related issues of GaN-based laser diodes*. — 2004. — Vol. 831.
42. Gao X A, Sandvik P M, LeBoeuf S F, Arthur S D Defect generation in InGaN/GaN light-emitting diodes under forward and reverse electrical stresses // *Microelectronics Reliability*. — 2003. — Vol. 43, 12. — P. 1987-1991.
43. Rossi F, Pavesi M, Meneghini M, Salviati G, Manfredi M, Meneghesso G, Castaldini A, Cavallini A, Rigutti L, Strass U, Zehnder U, Zanoni E Influence of short-term low current dc aging on the electrical and optical properties of InGaN blue light-emitting diodes // *Journal of Applied Physics*. — 2006. — Vol. 99, 5. — P. 053104-7.



44. IES LM-79-08, Electrical and Photometric Measurements of Solid-State Lighting Products. — New York : The Illuminating Engineering Society of North America, 120 Wall Street, New York, New York 10005, 2007.
45. Встовский Г В, Колмаков А Г, Бунин И Ж Введение в мультифрактальную параметризацию структур материалов. — Ижевск : НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. — 116 с.
46. McCauley, Joseph L Multifractal Description of the Statistical Equilibrium of Chaotic Dynamical Systems // International Journal of Modern Physics B. — 1989. — Vol. 3, 6. — P. 851-852.
47. Ankudinov A V, Besyulkin A I, Kolmakov A G, Lundin W V, Ratnikov V V, Sitnikova A A, Titkov A N, Usikov A N, Yakimov E B, Zavarin E E, Zolotareva R V, Shmidt N M Peculiarities of extended defect system in III-nitrides with different degrees of order of mosaic structure // Physica B Condensed Matter. — 2003. — Vol. 340, 342. — P. 462-465.
48. Averkiev N S, Chernyakov A E, Levinshtein M E, Petrov P V, Yakimov E B, Shmidt N M, Shabunins E I Two channels of non-radiative recombination in InGaN/GaN LEDs // Physica B Condensed Matter. — 2009. — Vol. 404, 23. — P. 4896-4898.
49. Chernyakov A E, Sobolev M M, Ratnikov V V, Shmidt N M, Yakimov E B Nonradiative recombination dynamics in InGaN/GaN LED defect system // Superlattices and Microstructures. — 2009. — Vol. 45, 1. — P. 301-307.
50. Shabunina E I, Chernyakov A E, Levinshtein M E, Averkiev N S, Petrov P V, Shmidt N M Extended defect system as a main source of non-radiative recombination in InGaN/GaN LEDs // Physica Status Solidi C. — 2013. — Vol. 10, 3. — P. 335-337.
51. Бер Б Я, Богданова Е В, Грешнов А А, Закгейм А Л, Казанцев Д Ю, Карташова А П, Павлюченко А С, Черняков А Е, Шабунина Е И, Шмидт Н М, Якимов Е Б Влияние уровня легирования кремнием и характера наноструктурной организации на падение с током внешней квантовой

эффективности InGaN/GaN светодиодов // Физика и техника полупроводников. — 2011. — Т. 45, 3. — С. 425-431.

52. Gao X A, Teetsov J M, D'Evelyn M P, Merfeld D W, Yan C H Electrical characteristics of InGaN/GaN light-emitting diodes grown on GaN and sapphire substrates // Applied Physics Letters. — 2004. — Vol. 85, 7. — P. 7-9.

53. 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, Zakgeim A L Comparative study of quantum efficiency of blue LED with different nanostructural arrangement // Physica Status Solidi (c). — 2007. — Vol. 4, 8. — P. 2981-2985.

54. Давыдов Д В, Закгейм А Л, Снегов Ф М, Соболев М М, Черняков А Е, Усиков А С, Шмидт Н М Локализованные состояния в активной области голубых светодиодов, связанные с системой протяженных дефектов // Письма ЖТФ. — 2007. — Т. 33, 4. — С. 11-18.

55. Sawyer S, Rumyantsev S L, Shur M S, PaLa N, Bilenko Yu, Zhang J P, Hu X, Lunev A, Gaska R Current and optical noise of GaN/AlGaIn light emitting diodes // Journal of Applied Physics. — 2006. — Vol. 100, 3. — P. 034504 - 034504-5.

56. Булашевич К А, Закгейм А Л, Карпов С Ю, Черняков А Е 8-я Всероссийская конференция "Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы" // Теоретический анализ и экспериментальное исследование электрооптических и тепловых характеристик мощных InGaN/GaN излучающих кристаллов флип-чип конструкции. — СПб, 2011. — С. 53-55.

57. . — 2014. — [www.str-soft.com/products/SpecLED](http://www.str-soft.com/products/SpecLED).

58. Karpov S Yu, Bogdanov M V, Bulashevich K A, Evstratov I Yu, Zhmakin A I Coupled modeling of current spreading, thermal effects and light extraction in III-nitride light-emitting diodes // Semiconductor Science and Technology. — 2008. — Vol. 23, 12.

59. Chernyakov A E, Bulashevich K A, Karpov S Yu, Zakgeim A L Experimental and theoretical study of electrical, thermal, and optical characteristics of

- InGaN/GaN high-power flip-chip LEDs // *Physica Status Solidi A*. — 2013. — 3. — P. 466-469.
60. Zakgeim A L, Chernyakov A E, Vaskou A S, Kononenko V K, Niss V S 14th International Conference on Thermal, Mechanical and Multi-Physics Simulation and Experiments in Microelectronics and Microsystems (EuroSimE) // Comparative analysis of the thermal resistance profiles of power light-emitting diodes cree and rebel types. — Wroclaw, 2013. — P. 1-7.
61. . — 2014. — <http://www.jedec.org/standards-documents/results/JESD51-52>.
62. Закгейм А Л, Курьшев Г Л, Мизеров М Н, Половинкин В Г, Рожанский И В, Черняков А Е Исследование тепловых процессов в мощных InGaN/GaN флип-чип светодиодах с использованием инфракрасной тепловизионной микроскопии // *Физика и техника полупроводников*. — 2010. — Т. 44, 3. — С. 390-396.
63. . — 2014. — <http://www.libraw.su/>.
64. Fisher Peter, Christen Juergen, Nakamura Shuji Spectral Electroluminescence Mapping of a Blue InGaN Single Quantum Well Light-Emitting Diode // *Japanese Journal of Applied Physics*. — 2000. — Vol. 39, 2B. — P. 129-132.
65. Аверкиев Н С, Левинштейн М Е, Петров П В, Черняков А Е, Шабунина Е И, Шмидт Н М Особенности рекомбинационных процессов в светоизлучающих структурах на основе InGaN/GaN при больших плотностях инжекционных токов // *Письма в ЖТФ*. — 2009. — Т. 35, 19. — С. 97-102.
66. Дьяконова Н В, Левинштейн М Е, Румянцев С Л О характере рассеяния носителей заряда на мелких нейтральных центрах в полупроводниках // *ФТП*. — 1991. — Т. 25, 2. — С. 360-363.
67. Balandin A A Noise and fluctuation control in electronic devices. — California : University of California at Riverside, 2002.
68. Buckingham Michael J Noise in Electronic Devices and Systems. — London : John Wiley & Sons, 1985.
69. Степанов А В Электрические шумы. — Москва : МГУ им. М.В. Ломоносова, 2003.

70. Кривошеев В И Современные методы цифровой обработки сигналов (цифровой спектральный анализ). — Нижний Новгород : Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 2006.
71. Жигальский Г П Неравновесный  $1/f$   $\gamma$  – шум в проводящих пленках и контактах // Успехи Физических Наук. — 2003. — Т. 173, 5. — С. 465-490.
72. Polyakov A Y, Usikov A S, Theys B, Smirnov N B, Govorkov A V, Jomrad F, Shmidt N M, Lundin W V Effects of proton implantation on electrical and recombination properties of n-GaN // Solid-State Electronics. — 2000. — Vol. 44, 11. — P. 1971-1983.
73. Закгейм А Л, Левинштейн М Е, Петров В П, Черняков А Е, Шабунина Е И, Шмидт Н М Низкочастотный шум в исходных и деградировавших синих InGaAs/GaN- светодиодах // ФТП. — 2012. — Т. 46, 2. — С. 219-223.
74. Shmidt N M, Greshnov A A, Chernyakov A E, Levinshtein M E, Zakgeim A L, Shabunina E I Mechanisms behind efficiency droop and degradation in InGaN/GaN LEDs // Physica Status Solidi (c). — 2013. — Vol. 10, 3. — P. 332-334.
75. Pinos A, Marcinkevičius S, Shur M S High current-induced degradation of AlGaN ultraviolet light emitting diodes // Journal of Applied Physics. — 2011. — Vol. 109, 10. — P. 130108-10.
76. Gold R D, Weisberg L R Permanent degradation of GaAs tunnel diodes // Solid-State Electronics. — 1964. — Vol. 7, 11. — P. 811-821.
77. Yassievich I N Recombination-induced defect heating and related phenomena // Semiconductor Science and Technology. — 1994. — Vol. 9, 8. — P. 1433-1453.
78. Shabunina E I, Chernyakov A E, Shmidt N M 22 International Symposium Nanostructures: Physics and Technology // Multiphonon recombination of carriers in local regions of InGaN/GaN nanostructures. — St.-Petersburg, 2014.
79. Leung K K, Fong W K, P.K.L.Chan, Surya C Physical mechanisms for hot-electron degradation in GaN light-emitting diodes // Journal of Applied Physics. — 2010. — Vol. 107, 7. — P. 0731103.

80. Маняхин Ф И Особенности распределения заряженных центров в области пространственного заряда оптоэлектронных структур при их формировании, термополевых и радиационных воздействиях. — Москва : рукопись, 1998. — <http://www.dissercat.com/content/osobennosti-raspredeleniya-zaryazhennykh-tsentrov-v-oblasti-prostranstvennogo-zaryada-optoel>.
81. Адирович Э И, Карагеоргий-Алкалаев П М, Лейдерман А Ю, Гальперин Е И Токи двойной инжекции в полупроводниках. — Москва : Сов. радио, 1978.
82. Васильева Е Д, Закгейм А Л, Снегов Ф М, Черняков А Е, Шмидт Н М, Якимов Е Б Некоторые закономерности деградации синих светодиодов на основе InGaN/GaN // Светотехника. — 2007. — 5. — С. 30-37.
83. Shmidt N M, Shabunina E I, Levinshtein M E, Petrov P V, Zakgeim A L, Chernyakov A E Failure mechanisms in blue InGaN/GaN LEDs for high power operation // Microelectronics Reliability. — 2012. — Vol. 52, 9-10. — P. 2180-2183.
84. Longini R L Rapid zinc diffusion in gallium arsenide // Solid-State Electronics. — 1962. — Vol. 5, 3. — P. 127-130.
85. Крёгер Ф Химия несовершенных кристаллов / перев. Полтарака О М. — Москва : Мир, 1969. — 654 с.