РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А.Ф.ИОФФЕ

На правах рукописи

Шмидт Наталия Михайловна

Полупроводниковые самоорганизованные наноматериалы – нелинейные системы с фрактальной размерностью

01.04.10 – физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург 2009

Оглавление

Введение	5
Глава 1. Предпосылки для развития новых представлений о	
свойствах полупроводниковых слоев, многослойных	
гетероструктур и приборных структур, выращенных	
в режимах самоорганизации, а также методов диагностики,	
выявляющих характер организации наноматериала	12
Заключение к главе 1	22
Глава 2. Адаптация методов мультифрактального анализа	
я количественной характеризации форм организации номатериала полупроводниковых слоев, гетероструктур	
и приборных структур, выращенных в режимах	
самоорганизации	23
2.1. Методы, развитые в современном материаловедении для	
характеризации свойств металлов и сплавов	23
2.1.1. Регулярные фракталы и их использование для параметризации	
структур материалов	23
2.1.2. Мультифрактальная параметризация структуры материалов	26
2.1.3. Стандартная интерпретация мультифрактального формализма	
(краткое изложение)	30
2.2. Методика мультифрактальной параметризации структур и адапта	ция
для характеризации организации наноматериала полупроводниковых	
слоев и гетероструктур, полученных в условиях самоорганизации	37
Заключение к главе 2	49

ГЛАВА 3. Изучение слоев нитрида галлия, классифицированных по уровню самоорганизации и степени упорядоченности наноматериала, и верификация концепции нелинейных систем 50 3.1. Проявление свойств нелинейных систем в структурных особенностях 3.2. Диффузионная длина и механизм транспорта носителей заряда в слоях нитрида галлия, классифицированных по значениям мультифрактальных параметров 58 3.3. Низкочастотный шум в слоях нитрида галлия с разным характером организации наноматериала 97 3.4. Исследование барьеров Шоттки и фотоприемников на их основе, полученных на слоях нитрида галлия, с разным характером организации наноматериала 102 Заключение к главе 3. Верификация применимости концепции нелинейных систем к слоям нитрида галлия 115 Глава 4. Проявление свойств нелинейных систем в процессах излучательной и безызлучательной рекомбинации, а также в деградации светоизлучающих структур на основе InGaN/GaN 118 4.1. Задачи и проблемы физики и технологии светоизлучающих структур на основе InGaN/GaN. Исторический обзор 118 4.2. Особенности транспорта носителей и безызлучательной рекомбинации в светодиодах на основе MQW InGaN/GaN, классифицированных по характеру организации наноматериала 126 4.3. Проявление свойств нелинейных систем в особенностях излучательной 4.3.1. Взаимосвязь значений внешней квантовой эффективности с характером организации наноматериала 158 4.3.2. Особенности спектров электролюминесценции СД в диапазоне температур 50-400К 170

4.3.3. Эффект падения ВКЭ в СД на основе MQW InGaN/GaN 178

4.3.4. Возможный вклад Оже-рекомбинации в падение ВКЭ СД 187
4.4. Основные закономерности деградации внешней квантовой
эффективности светоизлучающих структур с разным характером
организации наноматериала 198
Заключение к главе 4
Глава 5. Кооперативные явления в многослойных гетероструктурах
AlGaAs/GaAs, InGaAs/GaAs с квантовыми точками InAs и AlGaAs/
InGaAs/GaAs с псевдоморфным каналом. Вклад этих явлений в
особенности организации наноматериала, а также в электрические и
оптические свойства многослойных гетероструктур
5.1. Взаимосвязь мультифрактальных параметров с режимами
формирования многослойных гетероструктур 215
5.2. Релаксация напряжений в многослойных гетероструктурах 223
5.3. Кооперативные явления в системе матрица-квантовые точки InAs230
Заключение к главе 5
Основные результаты
Заключение 240
Список публикаций по теме диссертации 242
Литература

Введение

Полупроводниковые наногетероструктуры стали в последнее десятилетие важнейшими объектами исследований современной физики и полупроводниковой электроники. Условия получения многих из них неравновесные и сопровождаются процессами самоорганизации, т.е. формирования регулярных стохастически процессами самоподобных пространственных структур на наноразмерном уровне. Представителями таких полупроводниковых самоорганизованных наноматериалов являются наногетероструктуры AlGaAs/GaAs, InGaAs/GaAs с квантовыми точками InAs, и InGaN/GaN, AlGaN/GaN. Эти материалы активно исследуются и используются для разработки современных лазеров на квантовых точках, Несмотря светоизлучающих транзисторов. структур, мощных на достигнутые

в разработке теории лазеров на квантовых точках и получении успехи экспериментальных образцов, подтвердивших перспективность таких воспроизводимой технологии получения материалов, таких лазеров, пригодной для массового производства разработать не удалось ни в одной Индустрия светоизлучающих приборов стране мира. на основе наногетероструктур InGaN/GaN, AlGaN/GaN успешно развивается В отдельных фирмах ведущих зарубежных стран, однако многие важные свойства этих материалов до сих пор не выяснены, в частности, механизм эффективной излучательной рекомбинации в условиях высокой плотности дислокаций на уровне 10^9 см⁻², механизм деградации, эффект падения квантовой эффективности, начиная с плотностей тока 10A/см², ставший практически камнем преткновения на пути решения задачи создания твердотельного энергосберегающего освещения на основе синих InGaN/GaN светодиодов, а также решению других практически важных задач. Представляется, что упомянутые трудности носят фундаментальный характер и тесно связаны со спецификой получения этих материалов. Как показали исследования, проведенные в разных странах мира, использование режимов самоорганизации приводит к многообразию форм существования наноматериалов. Заращивание квантовых точек – операция, необходимая при создании приборных структур, приводит к изменению их формы и состава, а в некоторых случаях сопровождается образованием дислокаций, и, как следствие этих процессов, к плохо прогнозируемому изменению свойств. Следует электрических И оптических отметить, что дополнительные трудности в изучении самоорганизованных наноматериалов возникают в связи с отсутствием в арсенале традиционной диагностики, методов, позволяющих количественно охарактеризовать особенности форм самоорганизации материалов. Между тем, современное материаловедение металлов И сплавов успешно изучает многообразие форм самоорганизованных материалов, опираясь на представления о материале как нелинейной системе. Свойства таких систем определяются процессами структурообразования особенностями связей образовавшихся И пространственных структур в целое и не сводятся к сумме свойств отдельных частей. Многолетний опыт материаловедения металлов и сплавов показал. что ЭТИ особенности могут быть охарактеризованы с использованием фрактальных размерностей [1]. До недавнего времени такой подход к анализу свойств полупроводниковых наноматериалов, полученных в режимах самоорганизации, практически не развивался. Более того, термин самоорганизация широко используется В физике И технологии полупроводников, но никаких количественных оценок этого параметра ранее не проводилось. Это не удивительно, т.к. традиционные методы диагностики, не дают такой возможности. В связи с этим, представляется, что проблемы изучения свойств полупроводниковых самоорганизованных наноматериалов и успешной реализации их потенциальных возможностей могут быть решены, опираясь на представления о материале как нелинейной системе с фрактальной размерностью, а также на развитие необходимых методов диагностики.

Целью диссертационной работы - является изучение на количественном уровне в рамках концепции наноматериала как нелинейной системы взаимосвязи особенностей организации наноматериала со свойствами полупроводниковых слоев и гетероструктур, выращенных в режимах самоорганизации.

Для осуществления поставленной цели решались следующие задачи:

- развитие новых представлений о свойствах полупроводниковых слоев, гетероструктур и приборных структур, выращенных в режимах самоорганизации, а также методов диагностики, несущих информацию о формах организации наноматериала;
- адаптация методов мультифрактального анализа для количественной характеризации форм организации полупроводниковых слоев, гетероструктур и приборных структур, выращенных в режимах самоорганизации, такими параметрами как уровень самоорганизации, степень упорядоченности наноматериала;
- изучение структурных, электрических и оптических свойств слоев и гетероструктур на основе Ш-нитридов, классифицированных по уровню самоорганизации и степени упорядоченности наноматериала;
- выявление закономерностей транспорта носителей, излучательной и безызлучательной рекомбинации, процессов деградации в слоях, гетероструктурах и приборных структурах на основе Ш-нитридов с разной степенью упорядоченности и уровнем самоорганизации наноматериала;
- выяснение механизмов релаксации напряжений в многослойных гетероструктурах AlGaAs/GaAs, InGaAs/GaAs, в том числе, с квантовыми точками InAs и AlGaAs/ InGaAs/GaAs с псевдоморфным каналом, приводящих к изменению форм организации наноматериала. Выявление вклада этих изменений в структурные, электрические и оптические свойства с использованием количественного контроля степени упорядоченности и уровня самоорганизации наноматериала.

Научная новизна работы определяется тем, что в ней развито новое научное направление в изучении полупроводниковых наноматериалов, полученных в условиях самоорганизации, основанное на представлениях о слоях, гетероструктурах и приборных структурах как о нелинейных уровнем самоорганизации и разной С разным степенью системах упорядоченности. Данное научное направление является оригинальным, и автора Развита возникло В результате деятельности диссертации. методология количествнной характеризации особенностей организации наноматериала на основе мультифрактального анализа, позволившая впервые количественно определить уровень самоорганизации и степень упорядоченности полупроводниковых наноматериалов. Выявлена взаимосвязь электрических и оптических свойств слоев, гетероструктур и приборных структур с разными формами организации наноматериала. Классификация наноматериала мультифрактальным ПО параметрам позволила выяснить основные закономерности транспорта носителей заряда, излучательной безызлучательной рекомбинации И И деградации Ш-группы. Показано, светоизлучающих структур В нитридах что количественная оценка уровня самоорганизации и степени упорядоченности наноматериала, с одной стороны, подтверждает целесообразность подхода к изучению свойств самоорганизованных материалов как нелинейных систем, а с другой, - поскольку оценки количественные, дает возможность управлять свойствами. Научные выводы носят общий характер и не ЭТИМИ ограничиваются объектами, непосредственно исследованными в работе.

Практическая ценность работы определяется тем, что новые методы количественного определения уровня самоорганизации и степени упорядоченности наноматериала, в сочетании с традиционными методами изучения полупроводниковых слоев и гетероструктур, являются основой для разработки методов распознавания сложных, трудно различимых друг от друга структур с точки зрения традиционных методов, а, следовательно, дают возможность оптимизации свойств на более тонком уровне. Кроме того,

эти методы обеспечивают контроль на всех стадиях процесса изготовления сложных приборных структур. Установленные в результате проведенных исследований причины деградации светоизлучающих структур на основе нитридов Ш-группы - реальная возможность увеличения их срока службы. Результаты, полученные в диссертационной работе, существенно углубляют свойств понимание взаимосвязи электрических оптических И приборных полупроводниковых слоев, гетероструктур и структур с характером организации наноматериала, содержат а также непосредственные рекомендации для практической реализации высокоэффективных светоизлучающих создания структур, для наноматериалов и приборов с заданными свойствами и для развития физики наноматериалов. Представляется, что дальнейшее развитие таких методов использованных представлений диагностики И ключ К совершенствованию современных технологий получения наноматериалов, открывает возможность контролируемого использования мощного Т.К. арсенала неравновесных ростовых систем, основанного на управлении организацией наноматериала, используя переходы устойчивостьсвойствам неустойчивостьустойчивость, т.е. переход К новым наноматериала через флуктуации.

Основные положения, выносимые на защиту:

Положение 1. Многообразие форм организации наноматериала количественно характеризуется мультифрактальными параметрами, такими как степень упорядоченности Δ_p (нарушение локальной симметрии), нарушение общей симметрии Δ_c , размерность Реньи D (уровень самоорганизации), что позволяет идентифицировать, не диагностируемые традиционными методами различия в структуре наноматериалов, и связать эти различия с изменением физических свойств полупроводниковых слоев и гетероструктур, полученных в режимах самоорганизации.

Положение 2. Разные формы организации наноматериала слоев и гетероструктур нитридов Ш-группы, количественно охарактеризованные

мультифрактальными параметрами, отличаются между собой соотношением дилатационных и дислокационных границ, а также характером распределения дислокаций и их скоплений, что и предопределяет взаимосвязь электрических и оптических свойств с формой организации наноматериала.

Положение 3. Взаимосвязь внешней квантовой эффективности (ВКЭ) светоизлучающих структур основе InGaN/GaN на с уровнем самоорганизации и степенью упорядоченности наноматериала носит пороговый характер и свидетельствует о том, что для получения ВКЭ выше 10% при плотностях тока меньше 10А/см² необходимым условием является получение наноматериала с $\Delta_p < 0.345$, D< 1.65. Характер зависимости ВКЭ светодиодов от плотности тока определяется соотношением рекомбинации локализованных и делокализованных носителей. При этом по мере увеличения D и Δ_{p} возрастает вклад рекомбинации делокализованных носителей.

Положение 4. Механизм релаксации напряжений, путем образования гофрированной поверхности, является одним из основных в многослойных гетероструктурах InGaAs/GaAs, AlGaAs/ GaAs, в том числе, с квантовыми точками InAs, и, приводит к кооперативным явлениям в системе матрица - квантовые точки, а также к изменению степени упорядоченности и уровня самоорганизации наноматериала, и, как следствие этого, к изменению электрических и оптических свойств гетероструктур. Количественное определение D, Δ_p и Δ_c позволяет контролировать воспроизводимость технологии на всех стадиях процесса роста.

Апробация результатов работы. Материалы диссертации докладывались и Российских Международных обсуждались на И конференциях: на Международных конференциях по Микроскопии полупроводниковых материалов (Oxford 2001, Cambridg 2003),»Международных симпозиумах» Наноструктуры: Физика и Технология» (Санкт-Петербург, Россия 2002, 2004), Международная конференция протяженным дефектам ПО В

полупроводниках EDS (Bolony 2002, Россия, Черноголовка 2004), Международное совещание по нитридным полупроводникам (Montpelier 2001, Aachen 2002), Международная конференция по дефектам в полупроводниках (Guessen 2001, Denmark 2003, Франция 2006), Европейская конференция EMRS 2003 (Warsaw 2003), 4-ая Международная конференция on Physics of Light-Matter Coupling in Nanostructures (Россия, Санкт-Петербург 2004), Междисциплинарный симпозиум Фракталы и прикладная синергетика (Москва 2002), Всероссийская конференция по Физика полупроводников (Санкт-Петербург 2003,2009), Всероссийская конференция Нитриды галлия, индия, алюминия – структуры и приборы (Москва, Санкт-Петербург 2001, 2002, 2003, 2004, 2005, 2006, 2007, 2008), 6-ая Международная конференция нитридам(Германия, 2005), ПО Бремен Европейское Совещание ПО нитриду галлия (Крит, Греция 2006), Международное Совещание по Изучению микроструктуры В полупроводниках зондовыми методами (Санкт Петербург, 2006, Толедо, Испания 2008) Всероссийская конференция Многомасштабное моделирование процессов и структур в нанотехнологиях (Москва 2009), а также неоднократно докладывались на Низкоразмерном семинаре ФТИ им. А.Ф. Иоффе, на Большом Ученом Совете ФТИ им. А.Ф. Иоффе, на Семинаре, посвященном памяти Горюновой Н.А. и семинарах Лаборатории квантоворазмерных гетероструктур.

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в 43 работах. Библиографический список публикаций приведен в конце диссертации.

<u>Структура и объем диссертации.</u> Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, содержащего основные результаты, списка основных работ автора по теме диссертации, и списка цитируемой литературы.

Глава1. Предпосылки для развития новых представлений о свойствах полупроводниковых слоев, многослойных гетероструктур и приборных структур, выращенных в режимах самоорганизации, а также методов

диагностики, выявляющих характер организации наноматериала.

Начиная с 80-x годов прошлого века В технологию гетероструктур и приборов на их основе прочно полупроводниковых неравновесные процессы [2-5],приводящие вошли К получению самоорганизованных наноматериалов. Наибольший интерес во всех странах мира был проявлен к технологии получения массивов самоорганизующихся квантовых точек InAs в слоях GaAs, InGaAs, начиная с работы Голдштейна [6]. В этой работе было показано, что при осаждении методами молекулярнопучковой эпитаксии слоя In_x(Ga_{1-x})As (x>40%) на поверхность GaAs (100) двумерный характер роста по достижении критической толщины сменяется на трехмерный, островковый, бездислокационный, и в таких слоях наблюдается яркая фотолюминесценция. Основной механизм формирования таких структур - механизм Странски-Крастанова [7]. Эти результаты стимулировали интерес к изучению квантовых точек, развитию методов их получения и использования в качестве активной области полупроводниковых лазеров [8-19]. Интерес был основан на том, что квантовые точки рассматривались как гетероструктуры с пространственным ограничением носителей заряда в трех измерениях, когда реализуется предельный случай размерного квантования, и модификация электронных свойств материала наиболее выражена [20]. Весомый вклад в развитие этого направления был внесен учеными ФТИ им. А.Ф. Иоффе как по развитию теоретических моделей роста [16-19], теории физических основ функционирования лазеров на основе слоев с квантовыми точками [20,21], так и по воплощению развитых теорий в реальные лазеры на длину волны 1.3 мкм [22-29] с рекордно низкими плотностями порогового тока 19 A/см² при комнатной температуре. В основу теоретических работ были заложены представления о самоорганизующихся массивах квантовых точек как идеальных, близких по форме и размерам объектах нанометровых размеров. В работах [20, 30] было предсказано, что зависимость оптических свойств КТ от температуры должна быть слабой в силу особенностей их энергетического спектра состояний, а для случая ансамбля идеальных КТ такая важная характеристика как интенсивность люминесценции (плотность порогового тока для лазерных структур) вообще не должна меняться с температурой [20]. В результате, термин самоорганизующиеся нередко стал отождествляться с идеальными квантовыми точками. Дальнейшее развитие этого направления показало, что квантовые точки не столь идеальные объекты как предполагалось, и на практике наблюдается дисперсия по размерам, каналы безызлучательной рекомбинации, транспорт носителей между соседними квантовыми точками, термический выброс носителей из квантовых точек и другие признаки не идеальности [31-36]. Кроме того, многочисленные исследования на разных полупроводниковых материалах показали, что заращивание КТ (операция, необходимая при создании приборных структур) приводит к изменению их формы и состава, а в некоторых случаях сопровождается образованием дислокаций в результате кооперативных явлений в системе матрица-КТ (Рис.1.1.) [37-40]. Основой лазеров с квантовыми точками являются многослойные гетероструктуры. Как было показано в [41], процесс релаксации механических напряжений в таких структурах происходит не только по двум известным механизмам: изменения длин связи постоянных решетки или образования протяженных дефектов, но и путем формирования рельефа напряжений на поверхности слоя (Рис.1.1.а). Этот механизм может участвовать в кооперативных явлениях в системе матрица-КТ, а, кроме того, может приводить к формированию пространственных структур, в том числе и в многослойных гетероструктурах без квантовых точек. Эволюция КТ в процессе заращивания, - одна из основных причин, приводящих к невоспроизводимости свойств лазерных структур с КΤ ставшая . препятствием по использованию этой технологии в массовом производстве мощных лазеров в разных странах мира. Очевидно, что для изучения



Рис.1.1. Эволюция формы и размеров КТGe: а) до заращивания, б) после заращивания 2 моно слоями кремния и КТ InAs: в) до заращивания, г) после заращивания 5А слоем GaAs.



Рис.1.1.а). Образование гофрированной поверхности в тонком слое AlGaAs (вид поверхности в атомно-силовом микроскопе). Масштаб по осям: Z- 5нм, X и Y- 100нм

явлений, приводящих к эволюции КТ, необходимы методы диагностики, позволяющие количественно характеризовать происходящие изменения как в системе матрица – КТ, так и во всей многослойной структуре. До недавнего времени использовали контроль размеров КТ, отношение размеров основания КТ к высоте, просвечивающую электронную микроскопию и спектры фотолюминесценции, а также параметры приборных структур. С точки зрения современного материаловедения такой контроль очень неполно характеризует материал, полученный в режиме самоорганизации, не отражая главное свойство- целостность и характер объединения частей в целое. Хорошо известно, что основоположники науки о самоорганизации и кооперативных явлениях в неравновесных системах (синергетике) Пригожин И. и Хакен Г. [42-45] определяли самоорганизацию как образование стохастически самоподобных пространственных (или временных) структур. При этом формирование пространственных структур полагая, что приводит К многообразию существования свойства форм материала, а самоорганизованного материала со сложной структурой могут изменяться в широких пределах от совершенного материала с уникальными свойствами до дефектного. Современное материаловедение металлов и сплавов [1] успешно изучает многообразие форм самоорганизованных материалов, опираясь на представления о материале как нелинейной системе, основное свойство которой целостность, т.е. не сводимость свойств системы к сумме ее отдельных частей, и определяющей роли характера объединения этих частей в целое. Для количественной характеризации нелинейных свойств материала фрактальные и мультифрактальные методы, используют позволяющие охарактеризовать количественно уровень самоорганизации И степень материала. Такой подход упорядоченности И используемые методы диагностики позволили разработать неравновесные технологии получения металлических сплавов с уникальными свойствами (например, сплавы с памятью формы) [1].К началу выполнения данной работы количественные оценки уровня самоорганизации полупроводниковых наноматериалов, также

как и степени упорядоченности отсутствовали, хотя термины активно применялись в физике и технологии полупроводниковых материалов и приборов. Более того, самоорганизованные массивы квантовых точек отождествлялись с идеальным материалом.

В последнее десятилетие бурно развивается технология и физика приборов на основе нитридов Ш-группы [46]. Эти материалы и приборы на их основе выращиваются в неравновесных условиях и по всем признакам соответствуют определению - самоорганизованные наноматериалы, т.к. имеют сложную доменную структуру с размерами доменов от нескольких нанометров до нескольких микрон. Доменная (колончатая) структура хорошо выявляется в просвечивающем электронном микроскопе Рис.1.2.,а) [47]. Три основных метода используются для выращивания этих материалов: метод газофазной эпитаксии из металлорганических соединений [48], хлоридгидридный метод газофазной эпитаксии [46] и молекулярно-пучковая эпитаксия [49]. Каждый из методов имеет свои достоинства, определяющие его место в технологии изготовления приборных структур. Метод эпитаксии из металлорганических соединений позволяет получать эпитаксиальные слои нитридов Ш-группы наилучшего на сегодняшний день качества [48]. Слои и особенности В светоизлучающие структуры, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии, существенно уступают по параметрам слоям, получаемым эпитаксией из металлорганических соединений. В то же характеризующийся уникальными время ЭТОТ метод, возможностями прецизионного контроля процесса эпитаксиального роста, в условиях сверхвысокого вакуума (минимальные загрязнения) может быть использован при решении некоторых задач, недоступных другим методикам, например при выращивании эпитаксиальных пленок индий содержащих нитридов[46]. Наконец, хлорид-гидридный метод имеет в качестве главного достоинства высокие скорости роста, что ориентирует этот метод на получение толстых пленок нитридов с целью их дальнейшего использования в качестве подложек для гомоэпитаксии. Для всех методов специфической трудностью в



a)



б)



B)

Рис. 1.2. Структурные особенности слоев нитрида галлия:

а) доменная структура слоя в просвечивающем электронном микроскопе; б) образование микрокристаллитов на начальной стадии роста; в) схематичное изображение доменов с разными углами наклона и поворота.

выращивании эпитаксиальных пленок бинарных нитридов является отсутствие больших (> 1 см) монокристаллов для использования в качестве подложек для гомоэпитаксиального роста. Поэтому общей для всех технологий является стадия формирования зародышевого слоя на подложках. Вид зародышевого слоя в просвечивающем микроскопе представлен на Рис. 1.2., б). Наибольшее применение в качестве подложек нашли подложки сапфира с ориентацией (0001), карбида кремния и кремния. В последние годы интенсивно развивается индустрия создания темплат методами хлорид-гидридной эпитаксии, т.е. выращивание объемных, толщиной до 200 мкм слоев нитрида галлия на кремниевых или сапфировых подложках с последующим удалением этих подложек. Однако, темплаты еще не вытеснили сапфир и карбид кремния, поэтому формирование зародышевого слоя по прежнему остается важнейшей стадией в технологии выращивания слоев нитридов Ш-группы и приборных структур. Роль зародышевого слоя состоит в том, чтобы, с одной стороны, обеспечить релаксацию механических напряжений из-за несоответствия параметров решеток пленки и подложки, а с другой — обеспечить генерацию зародышевых кристалликов основного эпитаксиального слоя нитрида галлия. Формирование зародышевого слоя проводится при сравнительно низких температурах < 600 °C. Зародышевые кристаллики могут иметь разные углы наклона и разворота относительно друг друга (схематично представлено на Рис.1.2.,в), что во многом предопределяет вместе с последующими стадиями роста многообразие форм организации этого материала и его доменную (мозаичную структуру), Рис.1.2.а) с характерными размерами от единиц нанометров до нескольких микрон [50,51]. С повышением температуры роста начинается разрастание и коалесценция островков путем быстрого трапецеидальных островков. Эта латерального роста стадия роста завершается квазидвумерным ростом. На начальных стадиях роста, когда образуются первые монослои, идет образование дислокаций несоответствия и дефектов упаковки, как правило, согласно работам [50], обогащенных галлием. Дислокации возникают у границ островков и в зависимости от

выбора режимов роста прорастают через весь слой или частично релаксируют на начальных стадиях роста. Выяснению режимов, обеспечивающих релаксацию дислокаций, посвящено большое количество работ [52-54]. Однако, снизить плотность дислокаций до значений меньше 10^4 см⁻², типичных для полупроводников A^3B^5 , не удается. Типичными значениями плотности винтовых дислокаций в нитридах Ш-группы являются значения – 10^8 - 10^9 см⁻² и на порядок большие значения плотности краевых дислокаций. Кроме того, разные режимы роста приводят к многообразию форм существования материала от практически несросшихся кристаллитов до хорошо сросшихся доменов с отрелаксировавшими границами [48, А12] Рис. 1.3. Причем, при исследовании в оптическом микроскопе нередко эти все формы рассматриваются как эпитаксиальные слои и структуры, а разница в организации наноматериала выявляется при исследовании в сканирующем электронном микроскопе и в атомно-силовом микроскопе. В результате, контроль морфологии слоев только пол оптическим микроскопом приводил к искаженным представления о качестве материала на основании традиционных методов исследования, таких как фотолюминесценция и рентгеновская диффрактометрия [А12]. Кривые качания, полученные методом рентгеновской дифракции, на слоях GaN широкие и критерии, привычные для традиционных полупроводников, плохо работают, так, например, в слоях с плохо сросшимися доменами полуширина кривой качания на много уже, чем в слоях с хорошо сросшимися доменами. Кроме того, совершенно объяснимым, не представлялось присутствие мощной, так называемой «желтой полосы», связанной с дефектами в слое с хорошо сросшимися доменами [А12]. Однако, попытки получить приборы на слоях без «желтой полосы» и с узкими пиками на кривых качания, свидетельствующими о лучшем качестве представлений И практики материала, исходя ИЗ традиционных полупроводниковых материалов, кончались неудачей. Таким образом, если не контролировать характер организации пространственных структур, то



С

d



Рис.1.3.,г). Морфология поверхности слоев нитрида галлия в сканирующем электронном микроскопе. Слой с хорошо сросшимися доменами (d).

то можно получить на основании традиционных методов исследования искаженные представления о качестве материала.

Исследования морфологии слоев нитрида галлия со сросшимися доменами в атомно-силовом микроскопе (Глава 2, Рис. 2.4-2.9) выявляли развитый, часто нерегулярный рельеф. При этом количественные оценки с использованием хорошо известного параметра – шероховатость поверхности, давали по разным направлениям значения шероховатости, отличающиеся в несколько раз, и не коррелировали с величиной подвижности носителей заряда в этих слоях [50, 86, А2]. Данные по плотности дислокаций в слоях нитрида галлия также не коррелировали с величиной подвижности носителей заряда, а результаты аналогичных исследований, полученные противоречивыми [A1,86,A2]. были Такие разными авторами, же противоречивые влиянию плотности дислокаций данные ПО на рекомбинационные свойства светоизлучающих структур на основе InGaN/GaN отмечаются в обзоре [46] и монографии Ф. Шуберта [117]. Во многих работах отмечалось неоднородное распределение дислокаций, присутствие дислокационных стенок и до 40% дислокаций смешанного типа [50]. В тоже время, в большинстве публикаций отмечалось сильное влияние режима роста зародышевых слоев на величину подвижности носителей заряда [86]. Однако, количественных оценок, характеризующих качество зародышевого слоя не приводилось, в некоторых публикациях приводили изображения морфологии зародышевого слоя [93,94]. Для этих материалов характерным является присутствие включений металлической выявляются методами просвечивающей электронной фазы, которые микроскопии, на начальных стадиях роста [50] и на поверхности слоев, методами сканирующей и атомно-силовой микроскопий [138, А19], после термообработок сравнительно температурах [A22] при низких И воздействий [А4,А8] и практически не могут быть радиационных охарактеризованы количественно традиционными методами. Отмеченные проблемы, в конечном итоге, препятствуют как оптимизации параметров материалов и приборов на их основе, так и технологических процессов получения наноматериала, а также пониманию взаимосвязи электрических и оптических свойств со структурными особенностями.

Заключение

сложности Отмеченные установлении корреляции транспортных, В рекомбинационных свойств Ш-группы нитридов co структурными свойствами этих материалов, охарактеризованных традиционными методами, позволили сделать предположение о том, что свойства этих материалов могут зависеть от характера организации наноматериала. Проведенный анализ изученности объектов исследования И сопутствующих методических проблем позволил сделать вывод о том, что формирование пространственных структур в полупроводниковых слоях, гетероструктурах на основе Ш-нитридов и в многослойных гетероструктурах, в том числе с точками InAs, не вызывает сомнения, квантовыми так же . как необходимость количественно охарактеризовать разные формы организации наноматериала в таких сложных структурах, базируясь на известном опыте материаловедения металлов и металлических сплавов. Анализ методов диагностики, развитых в материаловедении металлов и сплавов, показал, что мультифрактального методы анализа наиболее полно позволяют охарактеризовать особенности организации частей сложного материала в целое. Эти результаты предопределили развитие работ по адаптации методов мультифрактального анализа для количественной характеризации особенностей организации наноматериалов.

Глава 2. Адаптация методов мультифрактального анализа для количественной характеризации форм организации наноматериала полупроводниковых слоев, гетероструктур и приборных структур, выращенных в режимах самоорганизации

2.1. Методы, развитые в современном материаловедении для характеризации свойств металлов и сплавов

Современные представления о структуре материала базируются на его рассмотрении как открытой нелинейной системы [1,45,55-57]. При этом свойства материала в условиях внешних воздействий определяются процессами структурообразования, протекающими при обмене системой энергией, веществом и информацией с окружающей средой. Эти процессы в большинстве случаев носят необратимый и неравновесный характер, связаны с нарушением симметрии в системе и приводят к образованию в При направленном системах пространственных структур. характере взаимодействия между системой И внешней средой имеет место формирование устойчивых регулярных стохастически самоподобных структур на разных масштабных уровнях, в том числе возникает упорядоченность на крупномасштабном уровне. Для обозначения этого явления был предложен термин самоорганизация [43-45]. Важнейшее материалов – целостность, которое выражается в свойство таких принципиальной не сводимости свойств системы к сумме свойств составляющих ее элементов [55-57]. Одним из перспективных путей решения задачи количественного описания структур материалов, (т.е. их параметризации), является использование теории фракталов.

2.1.1. Регулярные фракталы и их использование для параметризации структур материалов

Открытая Б.Б. Мандельбротом общая закономерность геометрических свойств физического мира, проявляющаяся в самоподобии его строения, нашла многочисленные приложения в материаловедении и предоставила новые возможности для описания неупорядоченных микроструктур материалов с использованием строгих количественных терминов, таких как фрактальная размерность. Б.Б. Мандельброт, основоположник теории фракталов, предложил описывать фракталы через понятия самоподобия и масштабной инвариантности. Сам термин фрактал, фрактальный происходит от латинских слов (frango, fregi, fractum – дробный, ломать, разбивать, раздроблять). Достаточно простым и наглядным способом свойство масштабного самоподобия и понятие о фрактальной размерности можно проиллюстрировать с помощью представлений о регулярных фракталах. Такие модельные структуры получаются путем простых рекуррентных процедур разбиения исходной, целой фигуры на части или сложения исходных наименьших частей. В качестве наиболее ярких и ставших уже классическими примеров регулярных фракталов можно указать кривые Коха, ковры Серпинского Рис. 2.1 [56].

Свойство самоподобия количественно выражается с помощью понятия фрактальной размерности D. Так, если некоторую структуру можно разбить на N подобных друг другу и самой структуре частей (структурных единиц) в 1/r раз (r < 1) меньшего размера, то ее размерность определяется формулой:

 $D = \lg(N)/\lg(1/r)$, что подразумевает степенную зависимость $N \sim r^{-D}$ (скейлинг) [56,61]. В случае обычных геометрических фигур эта формула дает целые значения, и фрактальная размерность D равна евклидовой размерности. Например, для линии D = 1, для квадрата D = 2, для сферы и куба D = 3.

На сегодняшний день, разработано достаточно большое количество методов измерения фрактальных размерностей [1,56]. Условно, их разделяют на геометрические (метод островов среза, Фурье анализ профилей, метод вертикальных сечений и др.), физические (адсорбционные методы, порометрия, вторичная электронная эмиссия, малоугловое рассеяние электронов и др.). В материаловедении чаще применяются геометрические методы. При этом используются два принципиально разных



Построение триадного Канторовского множества осуществляется путем бесконечного удаления средних частей отрезков (в данном случае одной из трех равных частей). N=2, r=1/3, D=lg2/lg3 =0.6309 Построение триадной кривой Коха проводится бесконечным удалением одной средней части и добавлением двух таких же. N=4, r=1/3, D=1g4/1g3 =1.2619 Построение треугольного ковра Серпинского проводится бесконечным удалением средних частей треугольников. N=3, r=1/2D = lg3/lg2 = 1,585Построение квадратного ковра Серпинского проводится бесконечным удалением средних частей квадратов. N=8, r=1/3D = lg8/lg3 = 1,8928

Рис. 2.1. Примеры построения регулярных модельных фракталов. (Цифрами показаны этапы построения. Матрица показана черным цветом, а вырезаемые элементы- белым). *D-фрактальная размерность, N-число структурных единиц, 1/r- во сколько раз уменьшается размер структурной единицы,*

$$D = \lg(N)/\lg(1/r), N \sim r^{-D}$$

стратегических подхода. Первый подход базируется на измерении фрактальной размерности непосредственно самой изучаемой структуры. Второй подход заключается В моделировании реальной изучаемой структуры какой-либо наиболее близкой к ней по конфигурации регулярной фрактальной структурой, фрактальная размерность которой уже известна или задается формулой зависимости от параметра. Несмотря на ряд успехов В области использования представлений о регулярных фракталах С вычислением величины фрактальной размерности, для параметризации структур разной природы, многочисленные исследования показали явную недостаточность такого подхода [56]. Существующие в природе структуры реальных материалов сильно отличаются от регулярных фракталов, и одна величина фрактальной размерности не может охватить наблюдаемого разнообразия и отразить количественно свойство неоднородности структур, их пространственной упорядоченности, периодичности и т.д., что особенно важно при описании диссипативных структур, образующихся в условиях обмена материала веществом, энергией и информацией с окружающей средой. На сегодняшний день установлено, что для описания самоподобия природных материалов недостаточно использования одной лишь величины фрактальной размерности, и в работах разных авторов [56-60] показано, что мультифрактальный формализм предоставляет такую возможность.

2.1.2. Мультифрактальная параметризация структуры материалов

Практическое использование мультифрактальных представлений в металловедении стало возможным благодаря развитию в последние годы теоретических представлений в области мультифрактального формализма, статистической и информационной физики, теории симметрии [55-60].

Переход от фрактального описания к мультифрактальному означает переход от исследования масштабно-инвариантных свойств объектов, обладающих скейлинговой симметрией, к изучению особенностей

распределений физических свойств или каких-нибудь других величин на Методология мультифрактальной геометрических носителях. параметризации структур материалов основывается на фундаментальных принципах самоподобия, стохастической фрактальности и нарушенной симметрии структур природных материалов И использует набор самоподобных мер в евклидовом пространстве, поэтому позволяет более точно охарактеризовать особенности материала. Эта методология, применительно к металлам и сплавам, была разработана в лаборатории прочности металлических материалов в ИМЕТ им. А.А.Байкова РАН (д.ф.м.н. Г.В. Встовским, к.ф.-м.н. И.Ж. Буниным и д.ф.-м.н.А.Г.Колмаковым .) и успешно применяется более 15 лет. Основой мультифрактального подхода к количественному описанию материалов является построение тем или иным способом меры множества, аппроксимирующего изучаемую структуру, «помещенную» в евклидово пространство, которое разбивается на мелкие квадратные ячейки равного размера, и каждой ячейке сопоставляется мера в виде некоторого положительного числа (равноячеистое разбиение), соответствующая области изучаемой структуры, приходящейся на эту ячейку. Для каждой ячейки подсчитывается число единичных элементов структуры, попавших в ячейку, которое делится на общее число элементов структуры. Изучение скейлинговых свойств обобщенной корреляционной функции меры относительно скейлинга самой меры предоставляет широкие возможности для тонкой идентификации объектов со сложной структурой, часто неразличимых или плохо различимых при традиционных способах описания. Под скейлингом понимаются степенные зависимости измеряемых характеристик от масштаба, на котором производится измерение. Понятие меры формализует субъективный подход к описанию изучаемых объектов соответственно их природе или функциям. Если исследуется массовый фрактальный агрегат [56], мерами ячеек могут быть доли *т*_i/*M* общей массы агрегата М в ячейках разбиения. Аналогично можно поступать при исследовании объема или площади несплошностей твердого тела или его

сечений (поровое пространство в песке), энергии, затраченные на разрушение различных структурных составляющих и пр. Довольно полезным для задач материаловедения является использование вероятностной меры. Дальнейшим развитием такого подхода может служить генерация меры по «рельефу» плоского изображения структуры. В материаловедении и смежных с ним областях в подавляющем большинстве случаев изучаемые структуры представлены именно в виде плоских изображений (например, микрофотографий). В современной компьютерной технике и программах обработки точечной графики такие плоские изображения представляются в так называемой цифровой (оцифрованной) форме – как матрицы дискретных одинаковых по размеру элементов изображений – пикселов. Пикселы - это "точки" различных цветов, уровней серости и пр. Существует несколько форматов точечных графических изображений (например, bmp или pcx). Во всех случаях каждому пикселу приписывается три числовых характеристики (координаты): две из них (*i*,*j*) задают положение пиксела на плоскости изображения (x,y), третья характеристика задает его цвет z(i,j). Цветовые характеристики пикселов задаются целыми числами: от 0 до 16, от 0 до 256 или от 0 до 256^3 – для цветных изображений, от 0 до 256 - для серых изображений и 0 - 1 - для черно-белых изображений (бинарные матрицы из нулей и единиц). "Координаты" пикселов на плоскости представляют собой номера рядов и колонок в матрице пикселов (с помощью которой представляются изображения в цифровом виде) и также задаются целыми числами. Значение цветовой характеристики можно интерпретировать как высоту рельефа в данной точке (пикселе) изображения. Таким образом, используя цветовую характеристику пиксела как обычное число, мы можем представить себе плоское изображение В виде рельефа поверхности В трехмерном пространстве. Причем координаты точек этой поверхности имеют целочисленные значения. Для количественного описания таких поверхностей можно дополнительно использовать дискретные аналоги

известных из дифференциальной геометрии характеристик поверхностей. При изучении топографических структур вместо характеристики цвета можно использовать и непосредственно значение высоты рельефа изучаемой поверхности (после нормировки и/или дискретизации для получения целочисленных значений высоты). Примерами подобных структур могут служить трехмерные цифровые изображения поверхности материалов, полученные С помощью туннельного микроскопа, или трехмерные географического рельефа. цифровые изображения Генерируемая ПО характеристике цвета или высоты z(i,j), мера $\mu_{0ii} = z(i,j)/(\sum_{i,j}(z(i,j)))$ на элементарных ячеек – пикселов может непосредственно множестве использоваться для мультифрактального анализа изображений. Сумма по двум индексам по всем пикселам на квадратной матрице (i,j) может быть представлена в виде суммы по одному индексу *i*, если перенумеровать пикселы с помощью одного индекса. Кроме трехмерного изображения на практике часто используется более простой вариант характеризации двумерного изображения исследуемого объекта.

Таким образом, при разбиении охватывающего пространства, в котором содержится изучаемый объект, можно генерировать на нем меру $\{\mu_i\}, (\Sigma\mu_i = 1, i=1...N)$ - распределение некоторой эффективной не меняющей свой знак величины. Сам объект называется носителем меры. Понятие мультифрактального формализма базируется на двух основополагающих идеях [1]:

- мультифрактальные меры (характеристики) связаны с исследованием распределения физических или каких-нибудь других величин на геометрическом носителе;
- фрактальная мера может быть представлена взаимосвязанными фрактальными подмножествами, изменяющимися по степенному закону с различными показателями.

2.1.3. Стандартная интерпретация мультифрактального формализма (краткое изложение)

Для так или иначе построенной меры P_i (P_i - мера *i*-ой ячейки размера $l_i \le l < 1$, $\sum P_i = 1$, *l*- характеристический размер ячейки; размер исследуемого множества принимается равным единице), строится производящая функция меры

$$\Gamma(q,\tau,l) = \sum_{i=1}^{N} (p_i)^q / (l_i)^{\tau}$$
(2.1.3.1.)

(суммирование проводится только по непустым ячейкам с мерой $p_i > 0$, q и τ произвольные вещественные числа: $-\infty \le q$, $\tau \le \infty$). В случае сингулярного поведения меры, имеющего место во многих ситуациях,

$$p_i \cong (l_i)^{\alpha}, \, l \to 0, \tag{2.1.3.2.}$$

где α - положительное вещественное число, было показано [9-10], что в пределе $l \rightarrow 0$ существует единственная функция $\tau(q)$, такая, что $\Gamma(q, \tau(q), l \rightarrow 0)$ конечна. При данном q для $\tau' > \tau(q)$ и $\tau' < \tau(q)$ функция $\Gamma(q, \tau', l \rightarrow 0)$ обращается в бесконечность или нуль, соответственно.

Для обобщенной корреляционной функции χ и ее экспоненты τ имеем

$$\chi(q) = \sum_{i=1}^{N} (p_i)^q \sim l^{\tau(q)}, \quad l \to 0,$$
(2.1.3.3.)

$$\tau(q) = \lim_{l \to 0} \ln(\chi(q)) / \ln(l)$$
 (2.1.3.4.)

(суммирование проводится по непустым ячейкам с $p_i >0$). Таким образом, изучаемой структуре (носителю меры) ставится в соответствие вещественная функция $\tau(q)$, посредством которой можно ввести полезные (статистические) характеристики структуры. От суммирования по ячейкам в выражении (2.1.3.3.) для χ можно перейти к интегралу

$$\chi(q) = \int d\alpha \cdot \rho(\alpha) \cdot l^{-f(\alpha)} \cdot l^{q\alpha} , \qquad (2.1.3.5.)$$

где $\rho(\alpha')l^{-f(\alpha')}d\alpha'$ - вероятность того, что произвольно выбранная сингулярность α в выражении (2.1.3.2.) для p_i имеет значение в диапазоне (α' , $\alpha'+d\alpha'$), а $\rho(\alpha)$ - не сингулярная, гладкая функция. Таким образом, исследуемое самоподобное множество моделируется набором

взаимопроникающих множеств сингулярностей α , каждое из которых имеет соответствующую фрактальную размерность $f(\alpha)$ [56]. В пределе $l \rightarrow 0$ значение интеграла (2.1.3.5) определяется некоторым α , при котором $q\alpha - f(\alpha) = \min$, откуда получается соотношение между функцией $\tau(q)$ и спектром сингулярностей $f(\alpha)$:

$$\tau(q) = q\alpha - f(\alpha), \quad \alpha = d\tau/dq, \quad q = df/d\alpha , \quad (2.1.3.6.)$$

т.е. $\tau(q)$ и $f(\alpha)$ связаны преобразованием Лежандра. Зависимость $f(\alpha)$ называется $f(\alpha)$ - спектром. Из последних соотношений, в том числе (2.1.3.3), видно, что в силу условия нормировки $\tau(1)=0$. Это обстоятельство можно выразить в явном виде, положив

$$\tau(q) = (q-1)D_q$$
 или $D_q = \tau(q)/(q-1),$ 2.1.3.7.)

где D_q - обобщенные размерности Реньи, причем $D_o \ge D_1 \ge D_2$ - являются хаусдорфовой или фрактальной (q=0), информационной (q=1) и корреляционной (q=2) размерностями соответственно [55-58].

Соотношения (2.1.3.1.) – (2.1.3.7.) представляют собой основу мультифрактального формализма [61]. Типичный вид мультифрактальных кривых $\tau(q)$, $f(\alpha)$ и D_q представлен на рис. 2.2. Зависимости D(q) (или D_q) называются спектрами размерностей Реньи (по имени выдающегося венгерского математика Альфреда Реньи (1921-1970)). Для практических целей удобнее использовать D_q , а не $\tau(q)$, хотя $\tau(q)$ и D_q однозначно взаимосвязаны (2.1.3.7.).

Диапазон изменения α всегда конечен, а его величину $K = \alpha_{max} - \alpha_{min} =$

 $D_{-\infty}-D_{\infty}$ иногда можно принять в качестве количественной меры хаоса в изучаемой системе [60] (*K*=0 в случае белого шума при генерации меры по Фурье спектру). Величина $f(\alpha_{max})$ должна всегда равняться нулю, в то время как $f(\alpha_{min})$ может быть конечна. Это говорит о том, что множество слабейших сингулярностей, имеющее наибольшую меру, не сжимается в одну точку в пределе при $l \rightarrow 0$. Конечность величины $f(\alpha_{min})$ является важной качественной характеристикой изучаемой системы.

При мультифрактальных свойств исследовании регулярных фрактальных структур в качестве D_0 выступает фрактальная размерность. Строго говоря, термин "размерность" применим только к Do, так как значение q=0 снимает различия мер разных ячеек, и мы имеем дело с конфигурацией носителя "в чистом виде". Величины же остальных "размерностей" D_q определяются как конфигурацией носителя, так и его мерой. По-другому они еще называются обобщенными энтропиями Реньи. Из рис. 2.2. видно, что в стандартном мультифрактальном формализме всегда $f \leq \alpha$, $\alpha(q=1) = f(\alpha(q=1)) = D_1$ (касание диагонали $f=\alpha$ на плоскости (α , f) снизу, см. рис. 3.2.1.), $D_0 = f_{max}$ (f_{max} - максимальное значение f), если q' < q, мультифрактальности $D_a' \geq$ D_{a} . В отсутствие то имеем: $D_q = D_1 = D_0 = \alpha_{max} = \alpha_{min} = f(\alpha),$

 $\tau(q) = (q-1)D_1$. Такие фракталы называются однородными. Фрактальная параметризация в представлении о регулярных фракталах с полным основанием может быть использована только для однородных фракталов. Таким образом, по сравнению с фрактальной параметризацией на основе использования одной лишь величины фрактальной размерности мультифрактальный формализм предоставляет неизмеримо большие возможности благодаря использованию двух вещественных функций $f(\alpha)$ и D_q ,причем одна из этих функций, D_q, автоматически предоставляет в распоряжение исследователя величину фрактальной размерности.

Следует отметить, что кроме рассмотренного выше *равноячеечного* способа разбиения охватывающего изучаемый объект пространства существует также способ *равномассового* разбиения, когда все меры ячеек одинаковы, $\mu_i = \mu(l)$, а их размеры разные. Первый способ разбиения эффективен именно в численных и экспериментальных исследованиях, поэтому и рассмотрен более подробно. Второй способ разбиения, повидимому, более удобен в узких аналитических задачах [56-58]. Использование в экспериментальных исследованиях этого способа, как правило, приводит к необходимости использования ряда дополнительных



Рис. 2.2. Типичный вид мультифрактальных кривых

искусственных мер, например, к нормировке и сдвигу $f(\alpha)$ -спектров). Рассмотренная выше стандартная интерпретация мультифрактального формализма не является единственной. Имеются также интерпретация Мандельброта [61], термодинамическая [60] и информационная [45, 56] интерпретации. Использование последней в целях параметризации дает целый ряд дополнительных возможностей, в том числе позволяет вводить характеристики упорядоченности и однородности изучаемых структур, измерять относительную величину степени нарушенной фрактальной симметрии и т.д.

В информационной интерпретации (как и в стандартной) при разбиении пространства, в котором помещен изучаемый объект, на ячейки размера *l* мы можем генерировать на нем меру { μ_i }, $\Sigma_i \mu_i = 1$ (*i*=1...*N*), представляющую собой распределение некоторой эффективной, не меняющей свой знак величины в зависимости от природы изучаемого объекта. Стандартный мультифрактальный формализм можно рассматривать как следствие введения в рассмотрение информации $I(q) = \sum_{i} \mu_i \ln(\mu_i/\mu_{1i}(q)), \ \mu_{1i}(q) = (\mu_i)^{q}/\chi(q),$ $\chi(q) = \Sigma_i \mu_i^q = 1$, (*i*=1...*N*), мультифрактального преобразования [56,57], что приводит к простой связи мультифрактальной информации *I*(*q*) со спектром размерностей Реньи $D_q = D_1 + \lim_{l \to 0} I(q) / ((q-1) \ln l)$ (Рис.2.3.). Преобразование информации Лежандра мультифрактальной экспоненты $\tau_l(q) = \lim_{l \to 0} I(q) / \ln l = (q-1)(D_1 - D_q)$ дает явное представление смещенного $f(\alpha)$ спектра $\alpha_l(q) = d\tau_l/dq = \alpha(q) - D_1$, $f_l(q) = q\alpha_l - \tau_l(q) = f(q) - D_1$, где $\alpha(q)$ и f(q) - суммы, введенные работах [56,57] как формальные В определения $\alpha(q) = d\tau/dq = \lim_{l \to 0} \sum_{i} \mu_{1i}(q) \ln(\mu_i) / \ln l, \quad f(q) = q\alpha(q) - \tau(q) = \lim_{l \to 0} \sum_{i} \mu_{1i}(q) \ln(\mu_{1i}(q)) / \ln l.$ Параметризация смещенного $f(\alpha)$ -спектра с учетом группового свойства преобразования $\{\mu\} \rightarrow \{\mu_1(q)\}$ позволяет записать обе характеристики f и α в более общей форме : $F(r,s) = \lim_{l\to 0} 1/\ln l \ (\Sigma_i \mu_{li}(r) \ln(\mu_{li}(s))), \ \alpha(q) = F(q,1),$ (i=1...N).f(q)=F(q,q),При F(r,s)собой ЭТОМ представляет двухпараметрическое семейство обобщенных





Рис.2.3. Связь мультифрактальной информации **I**(q) со спектрами обобщенных размерностей Реньи.

неопределенностей. Поверхность F(r,s) в пространстве (r,s,F) должна обеспечивать наиболее полное мультифрактальное представление особенностей собственной меры носителя $\{\mu_i\}$. Многолетняя практика проведения прикладного мультифрактального анализа [1, 56, 57] позволяет ввести как реально существующие, экспериментально регистрируемые, следующие мультифрактальные объекты и величины :

1)Канонические спектры («нисходящие ветви» спектров при q>0) (Рис.2.3.), $f(\alpha(q=0)) = D^c_0, f(\alpha(q=1)) = D_1$

2)Псевдоспектры(«восходящие ветви» спектров при q>0) (Рис.2.3.), $f(\alpha(q=0)) = D_0^p$, $f(\alpha(q=1)) = D_1$,

3) Эффективные характеристики однородности $f(q=\infty) = f_{\infty}$ и упорядоченности Δ_{canon} и Δ_{pseudo} .

В информационной стандартной И В интерпретациях мультифрактального формализма обосновывается использование величины $f(q=\infty) = f_{\infty}$, или ее оценки f_Q (где Q - некоторое положительное, достаточно большое значение параметра q, задаваемое в конкретных расчетах), как количественную меру однородности. В частности: 1) величина $f_{\infty}(f_Q)$ должна быть нулем, если в стандартной интерпретации множество слабейших сингулярностей с наибольшей мерой стремится к точке в пределе $l \rightarrow 0; 2)$ мультифрактальное преобразование отражает неоднородность собственной меры объекта µ, делая результат преобразования µ1 более неоднородным при |q|>1. Таким образом, чем больше f_{∞} , тем более однородна изучаемая с помощью мультифрактальной параметризации структура.

Величина мультифрактальной информации I(q)имеет два (теоретических) экстремума: при $q=-\infty$ и $q=+\infty$. Второй экстремум можно реально оценить для q>>1. Таким образом, величину $\Delta_{\infty}=D_1-D_{\infty}$, или ее оценку $\Delta_{\text{canon}}=\Delta_{\text{c}}=D_1-D_{\text{c}}$ D_q^c при $q \rightarrow \infty$ можно использовать как неотрицательную меру упорядоченности. Эта величина отражает степень упорядоченности и
нарушение симметрии для общей конфигурации исследуемой структуры в целом и рост величины Δ_{canon} указывает на упорядочение структуры. Чем больше Δ_c , более упорядочена тем структура. Значения D_a несут информацию количественную 0 термодинамических условиях формирования изучаемых структур отражают уровень И ИХ самоорганизации. При этом, чем выше значения D_q, тем большим уровням энтропии они соответствуют, тем хуже уровень самоорганизации. Величина $\Delta_{pseudo} = \Delta_p = D_1 - D_q^p$ при $q \to \infty$ отражает нарушение локальной симметрии. Увеличение значений модуля этого показателя означают большую степень нарушения локальной симметрии.

2.2. Адаптация методики мультифрактальной параметризации для характеризации организации наноматериала полупроводниковых слоев и гетероструктур, полученных в условиях самоорганизации.

Для характеризации организации наноматериала полупроводниковых слоев и гетероструктур, полученных в условиях самоорганизации была использована информационная интерпретация мультифрактального формализма двумерных изображений. Методика включает несколько основных операций: предварительная подготовка изображений изучаемой структуры, аппроксимация изучаемой структуры цифровым множеством. Аппроксимация осуществляется путем использования равноячеистого 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. Все операции по расчету мультифрактальных параметров выполняются с использованием компьютерной программы, разработанной Встовским В.Г., в том числе и проверка на корректность полученных мультифрактальных спектров [56,57].

Предварительная подготовка изображений – важный этап процесса параметризации структуры материала. В материаловедении металлов и сплавов обычно используют оптические изображения и получение чернобелого использованием программ контраста С «photo-shop». Для полупроводниковых объектов такая обработка приводит к сильному огрублению изображения поверхности, а также 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 атомносиловую 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. Затем выбранные характерные изображения переводятся в черно-белые контрастные изображения и производится их аппроксимация цифровым множеством. Оцифрованные изображения изучаемых структур представляют собой матрицы точек пикселов, которые имеют значение "1", если приходятся на элементы структуры, или "0", если приходятся на область не занятую элементами изучаемой структуры. Дальнейший анализ проводится с применением равноячеечных разбиений и метода генерации мер огрубленных разбиений: число 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, путем сложения меры отдельных пикселов в укрупненных ячейках. Таким образом, получают много равноячеечных разбиений, с размерами ячеек из заданного набора $\{l_k\}$ и мерами $\{\mu_{ik}, i=1,...,N_k\}$), 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 μ_i $(\mu_i = M_i / \Sigma M_i)$, где M_i - количество единиц в i-ой крупной ячейке, ΣM_i – общее количество единиц в матрице крупных ячеек, i=1,2,3,...,N). Далее для набора величин q из определенного интервала (для исследованных структур было установлено, что максимальные значения $q \in [-100; 100]$ производится вычисление традиционных мультифрактальных параметров в рамках кратко выше изложенного мультифрактального формализма в информационной интерпретации. Все эти операции осуществляются по компьютерной программе MFRDrom В.Г.Встовского [57]. Схематично процесс показан на рис.2.4. Методика на начальном этапе работы была апробирована на слоях нитрида галлия и только после получения положительных результатов была применена к более сложным объектам, таким как светоизлучающие InGaN/GaN, лазерные структуры InGaAs/GaAs с структуры на основе квантовыми точками InAs , гетероструктуры AlGaAs/InGaAs/GaAs c двумерным псевдоморфным каналом. Методика позволила определить мультифрактальные основные параметры такие как, степень (нарушение симметрии) для общей конфигурации упорядоченности исследуемой структуры в целом (Δ_c), степень упорядоченности (нарушение симметрии) исследуемой структуры на локальном уровне (Δ_p) и уровень самоорганизации (размерность Реньи) (D). Относительная погрешность в определении мультифрактальных параметров оценивалась из данных обработки полей с несколькими размерами (2х2мкм, 10х10мкм, 50х50 мкм) АСМ изображений поверхности одного и того же слоя нитрида галлия двумя операторами, данные приведены в Таблице 2.1.

Таблица 2.1. Мультифрактальные параметры слоя нитрида галлия, определенные двумя операторами.

Оператор	Колмак								
Параметр	Значение параметра в полях одного размера							Отн. ошибка	
	1	2	3	4	5	6			

Canon A	0.250	0.245	0.250	0.245	0.245	0.250	±0.003	1%	
Canon D	1.53	1.55	1.51	1.53	1.56	1.53	±0.02	1.4%	
Pseudo Δ	-0.325	-0.330	- 0.330	- 0.325	-0.330	-0.330	±0.003	1%	
Оператор	Баранов	в Е.И., по							
Параметр	Значени	Отн. ошибка							
	1	2	3	4	5	6			
Canon A	0.245	0.245	0.250	0.250	0.250	0.245	±0.003	1%	
Canon D	1.54	1.55	1.50	1.53	1.55	1.52	±0.02	1.4%	
Pseudo Δ	-0.325	-0.325	_ 0.330	- 0.330	-0.330	-0.330	±0.003	1%	
Оператор	Колмаков А.Г поле 10х10 мкм								
Параметр	Значени	е парам	етра в 1	полях о	дного ра	азмера	Отн. ошибка		
	1	2	3	4	5	6			
Canon A	0.255	0.260	0.253	0.255	0.254	0.260	±0.003	1%	
Canon D	1.59	1.56	1.56	1.53	1.54	1.55	±0.02	1.4%	
Pseudo Δ	-0.340	-0.335	-0.34	-0.34	-0.335	-0.335	±0.003	1%	

Оператор	Баранов								
Параметр	Значение параметра в полях одного размера							Отн. ошибка	
	1	2	3	4	5	6			
Canon A	0.255	0.255	0.26	0.254	0.260	0.256	±0.003	1.3%	
Canon D	1.56	1.55	1.59	1.54	1.53	1.55	±0.02	1.4%	
Pseudo Δ	-0.335	-0.335	-0.34	-0.34	-0.340	-0.335	±0.003	1%	
Оператор	Колмак	ов А.Г. ,							
Параметр	Значение параметра в полях одного размера							Отн. ошибка	
	1	2	3	4	5	6			
Canon A	0.260	0.255	0.255	0.256	0.255	0.259	±0.003	1.3%	
Canon D	1.58	1.55	1.56	1.53	1.59	1.53	±0.022	1.4%	
Pseudo Δ	-0.340	-0.336	-0.34	-0.34	-0.334	-0.335	±0.003	1%	
Оператор	Баранов	з Е.И., п							
Параметр	Значени	Отн. ошибка							
	1	2	3	4	5	6			

Canon A	0.25	0.24	0.25	0.25	0.24	0.25	±0.003	1%
Canon D	1.56	1.54	1.59	1.53	1.58	1.53	±0.02	1.4%
Pseudo Δ	-0.339	-0.334	-0.34	-0.34	-0.335	-0.337	±0.003	1%

Таким образом, было выяснено, что оператор не вносит существенных погрешностей в определяемые значения мультифрактальных параметров, и эти параметры могут быть определены с высокой точностью. Относительная погрешность определения мультифрактальных параметров меньше 2%. Ответственным мультифрактальной моментом, проведении при параметризации исследуемой серии образцов является выбор общего для всей серии размера анализируемого поля. Изображение должно отражать характерные особенности организации наноматериала и этот этап требует статистических исследований АСМ изображений в полях разного размера. ACM Ha (Рис.2.5.) показаны изображения поверхностей двух светоизлучающих в полях разных размеров. Видно, что в поле 50х50 мкм находят отражение крупные неоднородности микронных размеров, связанные с режимом роста верхнего слоя нитрида галлия, легированного магнием, а характер организации наноматериала теряется, но хорошо выявляется полях 2x2 мкм. При решении большей части практических задач, рассмотренных в работе, использовались поля размером 2x2 мкм.

При применении мультифрактального формализма к полупроводниковым слоям, гетероструктурам и приборным структурам, выращенным в условиях самоорганизации наноматериала, исходили из одного из основных свойств сложных систем –самоподобия. При этом поверхности наноматериалов рассматривались как подсистемы объемного материала, и предполагалось, что морфология поверхности содержит информацию об особенностях структурной организации частей объемного



Равноячеечное разбиение , компьютерная программа Г.В. Встовского MFRDrom 99

Рис. 2.4. Схематичное изображение процесса аппроксимации изучаемой структуры математическим множеством.



Рис.2.5. Разные размеры полей изображений поверхностей светоизлучающих структур А и В: 1-50х50мкм; 2- 2х2мкм.

материала в целое. Проверка правомерности этого предположения была проведена на начальном этапе работы на слоях нитрида галлия с сильно отличающимися объемными свойствами ПО данным рентгеновской дифрактометрии [А6, А9], а также по величине подвижности электронов. На рис. 2.6. приведены типичные изображения поверхностей слоев GaN, отличающихся по плотности дислокаций на порядок. Значения мультифрактальных параметров этих слоев также отличаются между собой. Причем, мультифрактального согласно общим выводам анализа, приведенным в разделе 2.1., меньшие значения мультифрактальных параметров Δp и *D* соответствуют лучшему качеству материала, что и наблюдается (см. подписи к рис.2.6). Для слоев с меньшими значениями мультифрактальных параметров видны отдельные винтовые дислокации в виде темных точек (соответствие показано в работе [А23]) (Рис.2.6, б), а в слоях с большими значениями мультифрактальных параметров (Рис.2.6, а), наблюдаются крупные скопления дислокаций, охватывающие протяженные области до 50 нм.

Для проверки информативности методики была выращена методом эпитаксии из металлорганических соединений (MOCVD) серия слоев нитрида галлия п-типа проводимости толщиной 4 мкм на сапфировых подложках с ориентацией (0001) с разным режимом роста зародышевого слоя. Такая постановка эксперимента опиралась на результаты работ [86,93] и предположение, что изменение режимов роста зародышевого слоя приводит к изменению характера организации наноматериала слоев и эти изменения можно попытаться оценить количественно, используя методику мультифрактальной параметризации. В работах [86, 93] было показано, что изменение температуры роста зародышевого слоя и его состава приводит к изменению морфологии поверхности; кроме того, в работе [86] были приведены данные по измерению подвижности. Согласно работам [50], размеры доменов зародышевого слоя составляют несколько нанометров (Рис.1.4, глава 1) и могут иметь разные углы наклона и разворота, на

последующих стадиях роста происходит их укрупнение и срастание. Следует отметить, что к началу проведения данной работы, физические причины связи морфологии и подвижности не были установлены.

На исследованной в данной работе серии слоев нитрида галлия были проведены рентгеноструктурные исследования, определены подвижности методом Ван-дер-Пау И мультифрактальные электронов параметры [A10,A11]. Морфология поверхностей выращенных слоев представлена на (рис. 2.6 и 2.7.), в подписях к рисункам приведены значения измеренных параметров. Анализ этих данных позволил сделать вывод о том, что мультифрактальные параметры позволяют различить слои с разным характером структурной организации, не отличимые по структурным особенностям методами рентгеновской диффрактометрии. Причем, наблюдаемые изменения мультифрактальных параметров (D и Δ_p) коррелируют с изменением значений подвижности (Рис. 2.8 – 2.9). Для всех образцов исследованной серии параметр Δ_c (нарушение симметрии на общем уровне) имеет значение 0.20 и в пределах относительной ошибки совпадает.

Следует отметить, что на полупроводниковых слоях часто наблюдается корреляция подвижности С шероховатостью, кроме того, значения шероховатости в технологии нитридов нередко используют как индикатор качества. Исходя из этого, были определены величины шероховатости на слоях, для которых представлены подвижности электронов на (Рис. 2.8 – 2.9). Причем, эти данные получены для тех же самых полей и из тех же данных АСМ, которые были использованы для определения мультифрактальных параметров. Эти данные вместе с данными по подвижности представлены на рис. 2.10. Корреляция значений подвижности с величиной шероховатости практически отсутствует, более того, одинаковой для слоев с шероховатостью 0.6 нм величина подвижности отличается на порядок. По данным мультифрактального анализа эти слои отличаются по уровню самоорганизации И степени упорядоченности. Представляется, что применительно к нитридам Ш-группы параметр шероховатость далеко не



Рис.2.6. Вид в АСМ (а,б) поверхностей слоев GaN с разной плотностью дислокаций, разными значениями мультифрактальных параметров D и Δ_p , а также подвижностей μ : a) 10^9 см⁻² D = 1.63, $\Delta_p = 0.37$, $\mu = 30$ см²B⁻¹c⁻¹;б) 10^8 см⁻², D = 1.49, $\Delta_p = 0.320$, $\mu = 600$ см²B⁻¹c⁻¹. Контрастные черно-белые изображения этих же слоев (в, г).



д) e) Рис. 2.7. Изображения поверхностей слоев нитрида галлия с одинаковой плотностью дислокаций 10⁹см⁻² с разным характером организации наноматериала (а, в, д) в АСМ и их черно-белые контрастные изображения (б, г, е) : a) D = 1.55, Δ_p = -0.330, μ = 400см²B⁻¹c⁻¹ ; в) D = 1.62, Δ_p = -0.360, μ = 55 см²B⁻¹с⁻¹.; д) D = 1.63, Δ_p = -0.365, μ = 50см²B⁻¹с⁻¹.

46



Рис. 2.8. Взаимосвязь подвижности электронов в слоях нитрида галлия со степенью упорядоченности наноматериала на локальном уровне (Δ_p).



Рис.2.9. Взаимосвязь подвижности электронов в слоях нитрида галлия с размерностью Реньи (уровень самоорганизации) наноматериала D.



Рис. 2.10. Отсутствие взаимосвязи подвижности электронов с величиной шероховатости поверхности.

всегда отражает качество материала в силу типичных для нитридов неоднородностей. Эти неоднородности особенно ярко выражены на плохо упорядоченных слоях и значения шероховатости по разным направлениям в одном поле может отличаться в несколько раз.

Заключение

Таким образом, полученные результаты показали информативность мультифрактальной параметризации для характеризации особенностей организации наноматериала слоев нитрида галлия даже в том случае, когда слои не различимы с точки зрения традиционных методов. Кроме того, выявлена связь мультифрактальных параметров с подвижностью носителей заряда и показано важное преимущество методологии мультифрактального формализма, позволяющей прогнозировать на основании соотношения полученных значений мультифрактальных параметров изучаемых структур их иерархию по качеству материала и ожидаемым свойствам. Кроме того, метод предоставил возможность охарактеризовать количественно наноматериал не только размерностью Реньи (уровнем самоорганизации), но и степенью упорядоченности (нарушение симметрии) на локальном и общем уровне.

ГЛАВА 3. Изучение слоев нитрида галлия, классифицированных по уровню самоорганизации и степени упорядоченности наноматериала, и верификация концепции нелинейных систем.

Экспериментальные результаты, представленные в этой главе, получены на слоях нитрида галлия, выращенных на подложках сапфира (0001) методом эпитаксии из металлорганических соединений. Толщина слоев 2-3 мкм, $(2-10)x10^{17}$ cm⁻³. концентрация электронов Уровень самоорганизации (размерность Реньи, D) для набора слоев имел значения от 1.50 до 1.90 определения ± 0.02), а значения степени (точность упорядоченности (нарушение локальной симметрии, Δ_p) изменялись по абсолютной величине от 0.320 до 0.370 (точность определения ±0.003). Мультифрактальный анализ прогнозирует для наноматериала с максимальными значениями D и Δ_{p} худшую организацию наноматериала в целое, и, если система проявляет нелинейные свойства, то ухудшение связи частей в целое должно приводить к ухудшению транспорта носителей и других электрических и оптических свойств по сравнению с теми же свойствами наноматериала с меньшими значениями D и ∆_р [56, А9]. Результаты, представленные в главе 2 (Рис.2.8-2.9.) подтвердили прогнозируемую взаимосвязь значений подвижности электронов с уровнем самоорганизации и степенью упорядоченности наноматериала слоев нитрида галлия, при этом явной количественной связи мультифрактальных параметров с плотностью дислокаций и значениями шероховатости для всей серии исследованных слоев обнаружено не было. В связи с этим были предприняты структурных более подробные исследования свойств слоев, мультифрактальным классифицированных по параметрам, методами просвечивающей микроскопии (ПЭМ) [А23].

3.1. Проявление свойств нелинейных систем в структурных особенностях слоев нитрида галлия.

Исследования ПЭМ осуществлялись на электронном микроскопе PHILIPS CM 200 FEG/ST с рабочим напряжением 100кВ. ПЭМ позволяет исследовать малые площади весьма тонких кристаллов с высоким пространственным разрешением (≤0,2 нм) в области увеличений от 10² до 10⁶ крат и получать изображения в режимах темного и светлого полей. Традиционная техология утонения слоев для ПЭМ обеспечила получение планарных изображений и изображений поперечного сечения слоев .

Результаты исследований слоев нитрида галлия, классифицированных по величине мультифрактальных параметров,

позволили установить, что наряду с обычно наблюдаемой всеми исследователями [62,63] системы протяженных дефектов (Рис.3.1.), включающей высокую плотность прорастающих краевых и винтовых

(мозаичную дислокаций. колончатую структуру), присутствуют два характерных типа границ (Рис.3.2.) : дислокационные стенки (Рис.3.2. а)) и дилатационные границы (Рис.3.2.,б) [A23]. Они являются границами срастания доменов, сформированных на начальной стадии роста, и более крупных блоков мозаичной структуры, формирующихся при срастании группы доменов. При этом, чем меньше углы наклона и разворота доменов мозаичной структуры, тем лучше они срастаются в крупные блоки, а крупные блоки между собой, и в этом случае формируются дилатационные границы (Рис.3.2.,б). В случае большого рассогласования между доменами по углам наклона и разворота (более 20 минут) на границах срастания доменов и блоков формируются дислокационные стенки (Рис. 3.2.а). Таким образом, дилатационные границы – признак хорошей организации наноматериала, а дислокационные – плохой. Исследования слоев, классифицированных по величине мультифрактальных параметров, т.е. по характеру организации наноматериала, показали, что дислокации распределены неоднородно, часть из них смешанного типа, границы доменов имеют разную протяженность и также распределены неоднородно.



Рис. 3.1. Типичное изображение поперечного сечения слоя нитрида галлия в ПЭМ, демонстрирующее колончатую(мозаичную) структуру.



Рис. 3.2. Изображение в ПЭМ двух типов границ в слоях нитрида галлия: а) дислокационные, б) дилатационные



a)



a) ő)

Рис.3.3. Планарные изображения в ПЭМ слоев нитрида галлия с разными значениями мультифрактальных параметров: а) плохо упорядоченный наноматериал (D= 1.67, Δ_p = 0.370) б) хорошо упорядоченный наноматериал (D= 1.49, Δ_p = 0.320).



a)

б)

Рис.3.4. Планарные изображения в ПЭМ слоев нитрида галлия с разными значениями мультифрактальных параметров: а) плохо упорядоченный (D= 1.67, $\Delta_p = 0.370$) б) хорошо упорядоченный наноматериал (D= 1.49, $\Delta_p = 0.320$). Причем в слоях, имеющих большие значения мультифрактальных параметров (D> 1.55 и Δ_p >0.345), т.е. с точки зрения мультфрактального анализа с худшим уровнем самоорганизации и упорядоченности, преобладают дислокационные стенки (Рис.3.3.,а), а в слоях с D < 1.50 и Δ_p < 0.340 – дилатационные границы хорошо сросшихся крупных блоков (Рис.3.3.,б). Для слоев с промежуточными

мультифрактальных наблюдается значениями параметров изменение соотношения дислокационных и дилатационных границ. Типичные планарные изображения слоев с разными значениями мультифрактальных параметров приведены на (Рис.3.3.и Рис.3.4.). Кроме того, для слоев с худшим уровнем самоорганизации и упорядоченности наноматериала типичным является большая плотность скоплений дислокаций (Рис.3.3.,а), распределенных неравномерно и традиционные методы рентгеновской дифрактометрии, оценивая среднюю плотность дислокаций, не разрешают единичных дислокаций в скоплениях и не несут информацию о таких структурных большое особенностях. Наблюдается довольно количество дислокаций смешанного типа, что хорошо согласуется с данными других исследователей, отмечавших, что дислокации смешанного типа составляют до 40% от общего числа дислокаций [50]. Метод ПЭМ выявляет эти особенности, но из-за трудоемкости этого метода при исследовании нитридов Ш-группы (утонение слоев занимает 2-3 недели) статистические данные набирать в большом количестве не представляется возможным, в связи с этим предварительная классификация слоев по значениям мультифрактальных параметров представляется весьма целесообразной. В работах [64,65] было показано, что атомно-силовая микроскопия (АСМ) хорошо выявляет винтовые дислокации и позволяет проследить их распределение, выявить скопления дислокаций и набрать статистические данные по всей пластине. Причем за более короткие времена (от одного до нескольких дней). Однако, картина структурных особенностей менее полная. Изображения в АСМ поверхности слоев с разной плотностью дислокаций и отличающимися значениями мультифрактальных параметров представлены на (Рис.3.5). Хорошо видна более высокая плотность скоплений дислокаций и их неоднородное распределение на АСМ изображении слоя с худшей организацией наноматериала (Рис.3.5,б)). Причем латеральные скоплений дислокаций могут превышать 50-100нм. По данным размеры рентгеновской дифрактометрии, эти слои имеют одинаковую плотность дислокаций 10⁹см⁻² и краевых дислокаций 10¹⁰см⁻². ACM винтовых

изображения поверхностей с разных участков одной пластины слоя нитрида галлия представлены на (Рис. 3.6). Плотность винтовых дислокаций по данным рентгеновской дифрактометрии одинаковая для этих участков и составляет 10⁸ см⁻², а плотность краевых дислокаций 10⁹см⁻². Значения мультифрактальных параметров этих участков отличаются между собой и свидетельствуют о том, что характер организации наноматериала лучше, чем для слоев, изображения которых представлены на (Рис.3.5). Типичным является отсутствие крупных скоплений дислокаций (Рис.3.6,а), но плотность единичных дислокаций, выявляемых на АСМ изображениях, существенно отличается для участка (Рис.3.6,б) с большими значениями мультифрактальных параметров, чем для участка (Рис.3.6,а). Кроме того, на АСМ изображениях слоев со значениями мультифрактальных параметров D < 1.50 и Δ_p < 0.340, свидетельствующих о хорошей организации наноматериала, наблюдается преимущественно двумерный характер роста. По мере увеличения значений мультифрактальных параметров появляются признаки трехмерного роста, который становится основным для слоев с большими значениями мультифрактальных параметров (Рис. 2.4-2.9.).Таким образом, исследование методами ПЭМ, АСМ и рентгеновской дифрактометрией слоев нитрида галлия,





Рис.3.5. АСМ изображения в полях 8х8 мкм двух слоев нитрида галлия с разной плотностью скоплений дислокаций и с отличающимся характером организации наноматериала: a) D = 1.54, $\Delta_p = 0.330 \ \mu = 400 \ \text{см}^2\text{B}^{-1}\text{c}^{-1}$; б) D = 1.64, $\Delta_p = 0.365$ µ=50 см²В⁻¹с⁻¹. Фрагмент области скоплений дислокаций представлен в поле 800х800нм -с).

c)





Рис.3.6. АСМ изображения двух участков слоя нитрида галлия с одной пластины, отличающихся характером организации наноматериала: a) D = 1.49, $\Delta_p = 0.320$, $\mu = 600 \text{ см}^2\text{B}^{-1}\text{c}^{-1}$; б) D = 1.54, $\Delta_p = 0.328$, $\mu = 450 \text{ см}^2\text{B}^{-1}\text{c}^{-1}$.

выращенных на зародышевых слоях, сформированных в разных режимах, и классифицированных по значениям мультифрактальнымх параметров, показало, что слои имеют сложную структуру, и ее изменения не сводятся только к изменению плотности дислокаций , а сопровождаются изменением их распределения, образованием скоплений, а самое главное к изменению соотношения количества и протяженности дилатационных и дислокационных границ, обеспечивающих связь доменов в целое. Очевидно, что количественно охарактеризовать перечисленные особенности на привычном языке плотности дислокаций не представляется возможным. Полученные результаты позволяют

a)

сделать вывод о том, что значения мультифрактальных параметров, таких как уровень самоорганизации и степень упорядоченности, позволяют количественно охарактеризовать разницу в организации наноматериала. Эти структурные особенности могут быть физической причиной наблюдаемой прямой корреляции подвижности с величиной мультифрактальных параметров, и естественно было ожидать проявление этих особенностей в транспортных свойствах слоев и в величине такого фундаментального параметра как диффузионная длина носителей заряда.

3.2. Диффузионная длина и механизм транспорта носителей заряда в слоях нитрида галлия, классифицированных по значениям мультифрактальных параметров.

Для определения диффузионной длины неравновесных носителей заряда был использован метод наведенного электронным пучком тока (HT) [66-68]. Измерения проводились на барьерах Шоттки, сформированных на поверхности слоев нитрида галлия, в сканирующем электронном микроскопе JSM-840A (Jeol) с использованием усилителя Keithley 428. В методе HT сфокусированный электронный пучок РЭМ действует как локальный источник неравновесных электронно-дырочных e-h пар Puc.3.7.



Рис.3.7. Схема взаимодействия электронного пучка с исследуемым слоем.



Рис.3.8. Рассчитанные зависимости эффективности собирания от энергии пучка $E_{\rm b}$. для значений L = 1000, 30, 20, 10, 5, 2, 1 мкм, 500, 200,100, 50 нм (сверху вниз).

Затем эти неравновесные носители заряда диффундируют внутрь образца, и часть из них достигает коллектора - границы области пространственного заряда (ОПЗ) барьера Шоттки. Электрическое поле внутри ОПЗ разделяет е-h пары, что и приводит к появлению тока во внешней цепи. Ток, собираемый коллектором, является детектируемым сигналом в методе НТ. Величина НТ в общем случае определяется геометрией образца, а также пространственным распределением скоростей генерации и рекомбинации e-h пар. Именно эти зависимости и являются основой для измерения диффузионной длины неравновесных носителей заряда $L = (D\tau)^{1/2}$, где D и τ - соответственно коэффициент диффузии и время жизни неравновесных носителей заряда. В квазинейтральной области в общем случае диффузия обоих типов носителей заряда описывается амбиполярным коэффициентом диффузии [67], который, однако, в условиях слабого возбуждения практически равен коэффициенту диффузии неосновных носителей заряда. Обычно, при диагностике планарных структур коллектор расположен перпендикулярно пучку. Ток, собираемый коллектором, может быть представлен в виде [68]

$$I_c = e \int_{0}^{\infty} \int_{-\infty - \infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y, z) \psi(x, y, z) dx dy dz$$
(3.1)

где *е* - заряд электрона, g(x,y,z) - функция, описывающая распределение скорости генерации e-h пар электронным пучком, и $\psi(x,y,z)$ - вероятность собирания неосновных носителей заряда, которая представляет собой ток, собираемый коллектором от единичного заряда, помещенного в точку (x,y,z). Функция $\psi(x,y,z)$ может быть получена [68] из решения уравнения

$$\Delta \psi(x, y, z) - \psi(x, y, z) / L^{2}(x, y, z) = 0$$
(3.2)

с граничными условиями $\psi(x,y,W) = 1$ и $\psi \to 0$ при $z \to \infty$, W - ширина ОПЗ коллекторного перехода. В настоящее время существует несколько методических приемов определения диффузионной длины [69]. В данной работе при выборе методики исходили из того, что в нитриде галлия высокая

плотность дефектов, и трудно ожидать больших значений диффузионной длины. Следовательно, методики, основанные на аппроксимации области генерации точечным источником, не применимы, т.к. даже при сравнительно малых энергиях электронного пучка размеры области генерации электроннодырочных пар в большинстве случаев превышают 100 нм. Это приводит к тому, что все методики, основанные на аппроксимации области генерации точечным источником, не применимы. В частности, ЭТО относится к широко используемым методикам, основанным на измерении спада НТ в зависимости от расстояния до границы ОПЗ в геометрии с пучком, параллельным переходу [70], или в планарной геометрии [71]. Обычно этот спад аппроксимируют экспонентой в первом случае, и произведением экспоненты на степенную функцию – во втором. При измерениях субмикронной диффузионной длины такая аппроксимация может приводить к большим ошибкам [72], и для подгонки этих зависимостей необходимо проводить расчет с использованием функции генерации g(x,y,z), описывающей пространственное распределение генерации неравновесных носителей заряда.

В связи с этим в работе была использована методика, основанная на измерении зависимости величины НТ от энергии пучка и сравнение ее с рассчитанной [69,70,A16]. (Следует отметить, что разработка методики применительно к исследованным слоям и программного обеспечения проведены доктором физ.-мат. наук Якимовым Е.Б.). В этом случае достаточно знать зависимость функции генерации от глубины

$$h(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y, z) dx dy$$
(3.3)

и использовать решение одномерного диффузионного уравнения. Наиболее удобно использовать геометрию измерений с пучком, перпендикулярным плоскости коллектора [72,75]. В такой геометрии при толщине образца, существенно превышающей *L*, поверхностная рекомбинация практически не влияет на результаты измерений и, кроме того, такая геометрия измерений удобна для выявления и исследования латеральной неоднородности

распределения *L*. Расстояние между границей ОПЗ и областью генерации e-h пар в этой геометрии можно варьировать, изменяя энергию первичных электронов, а значит и глубину их проникновения в образец [73,74]. Если R > W и функция h(z) известна, сравнение измеренной зависимости $I_c(E_b)$ с рассчитанной позволяет определить величину *L*, а также ширину ОПЗ *W*. Для расчета зависимости $I_c(E_b)$ можно использовать выражение [69]

$$I_{c} = e \int_{t_{m}}^{W} h(z) dz + e \int_{W}^{\infty} h(z) exp[-(z-W)/L] dz$$
(3.4)

При ЭТОМ значительное количество подгоночных параметров (в обсуждаемом случае (t_m , W и L) не очень сильно влияет на точность подгонки, поскольку каждый из них существенно влияет на обсуждаемую зависимость в разных областях энергий пучка. Так, толщина металла в основном определяет зависимость НТ от *E_b* при малых энергиях пучка, в то время как диффузионная определяет длина эту зависимость при больших энергиях пучка. Моделированные зависимости эффективности собирания, равной $I_c E_i / I_b E_b (1-\gamma)$, от E_b для разных значений L приведены на (Рис. 3.8.) [A16]. Видно, что, точность определения L при микронных и субмикронных ее значениях не хуже 30%.

Метод НТ измерений позволяет выявить области с повышенной скоростью рекомбинации, в большинстве случаев связанные с протяженными дефектами. Причем, в полупроводниковых кристаллах с субмикронной диффузионной длиной ($L \ll R$) пространственное разрешение таких областей в режиме НТ может существенно повышаться и достигать значений порядка 10 нм [A16, A24, A26]. Такое повышение пространственного разрешения определяется тем, что в кристаллах с диффузионной длиной, меньшей, чем глубина проникновения электронов R, в формировании сигнала принимает участие не вся область генерации неравновесных электронно-дырочных пар, а только ее часть, прилегающая к границе ОПЗ. Поскольку ширина области генерации увеличивается с глубиной z примерно, как z^3 [76], понятно, что уменьшение толщины эффективной части области генерации приводит к

существенному уменьшению латеральных размеров изображения. Кроме того, латеральные размеры изображения начинают существенно зависеть от L. Исследования зависимости ширины изображения дислокаций от ширины ОПЗ и диффузионной длины [А16,77] подтвердили такую модель. Моделирование профиля контраста [78, А26] показало, что измерения в режиме НТ позволяют оценить размеры рекомбинационных дефектов вплоть до 5-10 нм. При этом области повышенной безызлучательной рекомбинации имеют темный контраст. Следует отметить, что под размером дефекта в данном случае подразумевается размер, в который для заряженного дефекта входит и образующаяся вблизи него область пространственного заряда. В этих режимах были исследованы слои нитрида галлия, классифицированные по значениям мультифрактальных параметров. На (Рис. 3.9) представлены типичная картина распределения рекомбинационных дефектов в слоях нитрида галлия. Темные точки, также как при исследовании традиционных полупроводников, отражают области с повышенной безызлучательной рекомбинацией коррелируют И С проникающими дислокациями. Видно, что кроме неоднородно распределенных дислокаций, присутствуют их скопления, также неоднородно распределенные. Были проведены оценки радиуса дефектной области проникающих дислокаций в эпитаксиальных слоях нитрида галлия [А16].



Рис.3.9. Распределение областей безызлучательной рекомбинации в слое нитрида галлия при $E_b=35$ keV, $I_b=3\cdot 10^{-10}$ A



Рис. 3.10. Экспериментальный профиль контраста дислокации, полученный при $E_{\rm b} = 35$ кэВ (полые квадраты) и расчетные профили, полученные при L = 70 нм и $r_{\rm d} = 50, 70$ и 100 нм.

Рекомбинационные свойства индивидуальных дефектов, как обычно, характеризовались величиной контраста $C(r) = 1 - I_c(r)/I_{c0}$, где $I_c(r)$ и I_{c0} – HT вблизи от дефекта и вдали от него, соответственно. значения дефекта Рекомбинационные свойства обычно характеризуют рекомбинационной мощностью - $\gamma_d = V_d (1/\tau_d - 1/\tau_b) \approx V_d / \tau_d$, где V_d – объем, в котором рекомбинируют неравновесные носители, т_d и т_b – время жизни неравновесных носителей, соответственно в области дефекта и в объеме. Дислокация аппроксимируется цилиндром с радиусом r_d и временем жизни неосновных носителей внутри цилиндра - τ_d , тогда рекомбинационная мощность дислокаций:

$$\gamma_{d} = \pi \mathbf{r}_{d}^{2} (1/\tau_{d} - 1/\tau_{b}) \approx \pi \mathbf{r}_{d}^{2} / \tau_{d} = \mathbf{N}_{tot} \sigma \mathbf{v}_{th}, \qquad (3.5)$$

где N_{tot} – плотность ловушек в дислокационном ядре, σ - сечение захвата и v_{th} – термическая скорость неосновных носителей. Максимальная величина контраста дислокации C_{max} , может быть аппроксимирована [78]:

$$C_{\max} = \frac{\gamma_{d}}{1 + \frac{\gamma_{d}}{2\pi D} [\ln(2z_{0}/r_{d}) + 1/2]}} \frac{\exp(-z_{0}/L_{b}) \int_{-\infty}^{\infty} p_{0}(0, y, z_{0}) dy}{I_{c0}} , \qquad (3.6)$$

где **z**₀- глубина, **p**₀(0,**y**,**z**₀)- концентрация неосновных носителей на глубине (0,**y**,**z**₀), **D** – коэффициент диффузии неосновных носителей, $\mathbf{L}_{b} = \sqrt{\mathbf{D}\tau_{b}}$ - диффузионная длина неосновных носителей в объеме и **R** – глубина проникновения электронов. В точке пересечения е-пучка с координатами (0,0,0) :

$$C_{\max} = \frac{\gamma_{d}}{1 + \frac{\gamma_{d}}{2\pi D} \{ \ln[2(z_{0} - W)/r_{d}] + 1/2]}} \frac{\exp[-(z_{0} - W)/L_{b}] \int_{-\infty}^{\infty} p_{0}(0, y, z_{0}) dy}{I_{c0}} \quad (3.7)$$

В общем случае зависимость C_{max} от γ_d не линейна. Для дислокаций, перпендикулярных к поверхности, случай типичный для нитридов, соотношение между C_{max} и γ_d определяется численным моделированием [80-

82]. Показано, что аппроксимация может быть использована при величине контраста меньше 10% [А16]. При исследовании дислокаций полезно знать величину т_d. Эта величину можно определить из расчета профиля HT или из измерений зависимости контраста дислокации от напряжения приложенного к барьеру, собирающему носители [81-82]. Экспериментальный профиль контраста дислокации, полученный при $E_b = 35$ кэВ, приведен на (Рис. 3.10). На этом же рисунке линиями представлены расчетные профили, полученные при L = 70 нм и нескольких значениях радиуса дефектной области $r_{\rm d}$. Концентрация доноров, используемая при расчетах, определялась из C-V характеристик, т.е. была близка к реальному значению, а величина L - из зависимости НТ от энергии первичных электронов *E*_b. Видно, что экспериментальный профиль достаточно хорошо описывается при $r_d = 70$ нм. Кроме того, на этом же рисунке приведены профили, рассчитанные для *r*_d равного 50 и 100 нм. Различие между ЭТИМИ профилями позволяет оценить точность таких измерений. Экспериментально измеренные зависимости величины контраста в максимуме от приложенного к структуре напряжения для нескольких дислокаций в таких же структурах вместе с зависимостями, рассчитанными для нескольких значений $r_{\rm d}$, приведены на (Рис. 3.11) [A16]. Видно, что сравнение экспериментальных и рассчитанных зависимостей позволяет сделать вывод о том, что значения r_d варьируются для разных дислокаций в диапазоне 10-70 нм. Таким образом, разные методы оценки размеров дефектной области вблизи дислокаций в эпитаксиальных пленках GaN дают близкие значения порядка 50 нм как для разных дислокаций в одной структуре, так и для дислокаций в значениями концентрации разными носителей структурах С заряда И диффузионной длины. Эти значения хорошо согласуются с данными Ponce [83] 50 нм, полученными методом голографии. Было обнаружено, ЧТО приложенное к структурам обратное



Рис.3.11. Экспериментальные зависимости величины контраста в максимуме от приложенного к структуре напряжения для нескольких дислокаций (показаны значками). Приведены также аналогичные зависимости, рассчитанные для нескольких значений *r*_d, (сплошные линии).





V= -1 B



Рис.3.12. Изображения распределения областей повышенной рекомбинации и профилей контраста дислокации (сплошные кривые-расчет, точки – эксперимент) в слое нитрида галлия при двух приложенных напряжениях. смещение практически не изменяет изображение картины распределения областей повышенной рекомбинации, хотя обедненная область смещается в

глубь слоя Рис.3.12. Это позволяет утверждать, что проявляющиеся на изображениях в виде черных пятен дефекты вытянуты вдоль направления, перпендикулярного к поверхности, и их длина превышает 0.4 мкм., а также то, [78,A26]. Такой заряжены вывод хорошо согласуется что ОНИ с многочисленными работами [66,84,83], подтверждающими различными метолами присутствие зарядов в дислокационных областях. Величина диффузионной длины L в исследованных структурах оценивалась ИЗ зависимости НТ от энергии первичных электронов Е_b. Зависимость скорости генерации электронно-дырочных пар от глубины рассчитывалась методом Монте-Карло[69, 78, А26]. Типичные значения диффузионной длины В исследованных слоях от 80 нм до 300 нм. В слоях с разной организацией наноматериала обнаружена существенная разница не столько в плотности центров безызлучательной рекомбинации, сколько в характере их распределения (Рис. 3.13; 3.14). Большая часть слоев с хорошо организованным наноматериалом (D=1.49, $\Delta_p = 0.320$) представляет собой практически единую область с относительно слабой безызлучательной рекомбинацией (светлые области) и вкраплениями областей с интенсивной безызлучательной рекомбинацией (темные области) (Рис.3.13,а; 3.14,б). В слоях с худшей организацией наноматериала (D=1.60, $\Delta_p > 0.345$) (Рис.3.13,6; 3.14,а) общая площадь области со слабой безызлучательной рекомбинацией существенно меньше, но самое главное, она не сплошная, в ней содержатся отдельные, более мелкие, с практически изолированными дефектами области. Эти особенности хорошо выявляются на изображениях слоев Рис. 3.15., полученных в режиме НТ и обработанных метолами мультифрактального анализа. Методами мультифрактального анализа было получено количественное соотношение между темными и светлыми областями. Для слоев, с хорошей организацией наноматериала светлые области занимают более 70% площади, а для слоев с худшей организацией наноматериала – меньше 50%. На изображениях слоев с худшей организацией наноматериала в светлых областях (Рис.3.13,6 и Рис.3.14,а) наблюдается ячеистая структура. Для слоя (Рис 3.14, а) имеющего

самую худшую организацию наноматериала из всех исследованных слоев, практически все светлые области имеют ячеистую структуру, и ее слабый темный контраст свидетельствует о рекомбинационной активности [А13, А17,А18]. Она ниже, чем у темных точек, но эти границы протяженные, причем они заряжены отрицательно. Следовательно для электронов эти границы будут работать как рассеивающие центры и транспорт носителей в этих слоях будет осуществляться не по всей площади слоев, а только по областям с пониженной безызлучательной рекомбинацией (светлые области), т.е будет определяться протекания. При этом для слоев с худшей каналами организацией наноматериала (Рис.3.13, б и Рис.3.14, а) можно ожидать проявления эффектов, связанных с прыжковой проводимостью. Действительно, температурные зависимости приводимости (Рис. 3.16,б) и подвижности (Рис. 3.16,а) [А13, А17] электронов в этих слоях хорошо коррелируют с выявленной картиной областей безызлучательной рекомбинации. Температурные распределения зависимости подвижности и проводимости ясно демонстрируют переход от классических колоколообразных зависимостей µ~ Т^{-3/2} Рис.3.16, а и б кривые 3) к типичным для низкоразмерных материалов $\sigma \sim \exp(-1/T)$ (Рис. 3.16,6, кривые 1 и 2) по мере изменения значений мультифрактальных параметров, т.е. характера организации наноматериала. При этом для слоев с худшей организацей наноматериала (D=1.61, Δ_p =0.350), в которых ячеистая структура светлых областей проявляется наиболее ярко (Рис. 3, б, кривая 1), температурная зависимость проводимости полностью соответствует $\sigma \sim \exp(-1/T)$ (Рис. 3.16, б, кривая 1). Кроме того, значения подвижности для этих слоев отличаются в несколько раз. В светлых областях слоев, классифицированных по качеству организации наноматериала, были определены значения диффузионной длины



a)



Рис. 3.13. Изображения в режиме наведенного тока слоев с разным характером организации наноматериала: a) (D=1.49, Δ_p =0.320);

6) (D=1.60,
$$\Delta_p = 0.345$$
)





a)



Рис. 3.14. Изображения в режиме наведенного тока слоев с разным характером организации наноматериала: а) (D=1.60,∆_p =0.350);



a)



Рис. 3.15. Изображения в режиме наведенного тока слоев с разным характером организации наноматериала: a) (D=1.50, Δ_p =0.320); б) (D=1.60, Δ_p =0.350); и эти же изображения (соответственно в,г), аппроксимированные методом мультифрактальной параметризации.
неравновесных носителей. Первые измерения проводились в больших полях 40х40 мкм и были получены следующие значения: 300нм для слоев с хорошей организацией (Δ_p = 0.320, D=1.51), 130 нм для слоев с Δ_p = 0.340, D=1.54 и 80 нм для слоев с худшей организацией наноматериала (Δ_p = 0.360, D=1.61). Наблюдаемая разница в значениях диффузионной длины оказалась не объяснимой, если исходить из того, что дислокации являются центрами безызлучательной рекомбинации , оказывающими наибольшее влияние на диффузионную длину. Были сделаны оценки возможного вклада дислокаций в значения диффузионных длин, измеряемые методом HT, по известному соотношению [76]:

$$\mathbf{L}_{eff} = \mathbf{L}_{\mathbf{b}} - \frac{2\gamma_{\mathbf{d}} \mathbf{N}_{\mathbf{D}}}{\pi \mathbf{D}} \int_{0}^{\infty} \frac{1}{\mu^{4}} \frac{\mathbf{d}\mathbf{k}}{1 + \frac{\gamma_{\mathbf{d}}}{\pi \mathbf{D}} \left[\frac{1 - \mu \mathbf{r}_{\mathbf{d}} \mathbf{K}_{1}(\mu \mathbf{r}_{\mathbf{d}})}{(\mu \mathbf{r}_{\mathbf{d}})^{2}} + \frac{\mathbf{I}_{1}(\mu \mathbf{r}_{\mathbf{d}}) \mathbf{K}_{1}(\mu \mathbf{a})}{\mu \mathbf{r}_{\mathbf{d}} \mathbf{I}_{1}(\mu \mathbf{a})}\right]$$

где подвижность $\mu = (\mathbf{k}^2 + 1/\mathbf{L}_b^2)^{1/2}$, $\mathbf{a} = (\pi N_D)^{-1/2}$, N_D -плотность дислокаций.

Результат этих оценок приведен на (Рис. 3.17) при разных значениях рекомбинационной мощности дислокаций. Для слоев с диффузионной длиной 300нм средняя плотность прорастающих дислокаций (выявляемых в методе НТ виле темных точечных вкраплений) ПО данным рентгеновской В дифрактометрии 10⁸см⁻³, а для слоев с диффузионной длиной 130 и 80 нм, одинаковая – 10⁹см⁻³. Хорошо видно из зависимостей, приведенных на (Рис. 3.17), что изменение плотности дислокаций на порядок, даже если считать, что они все имеют максимальную рекомбинационную мощность, не дает наблюдаемого изменения значений диффузионной длины. Были проведены измерения в полях меньшего размера в светлых областях одинаковой протяженности и контраста на тех и на других слоях. Экспериментальные зависимости контраста от энергии пучка приведены на (Рис. 3.18) для двух слоев разным характером организации наноматериала. типичных с

Экспериментальные точки практически совпадают со сплошными кривыми , соответствующими расчету со значениями диффузионной длины 300нм (кривая А) для слоя с хорошей организацией наноматериала и 130 нм (кривая В) для слоя с худшей организацией наноматериала [А35]. Полученные результаты свидетельствуют о том, что единичные дислокации, даже при такой высокой плотности, мало влияют на среднюю диффузионную длину, т.к. их дальнодействие сравнительно небольшое – 50 нм. Выявляемая в светлых областях НТ изображений слоев с худшим характером организации наноматериала (Рис. 3.13,б и Рис. 3.14,а) ячеистая структура, границы которой обладают меньшей, чем дислокации рекомбинационной мощностью, но зато имеют большую протяженность, представляется более вероятной причиной, приводящей к уменьшению диффузионной длины. Выявляемая

методом наведенного тока ячеистая структура по своим размерам похожа на дилатационные границы и дислокационные стенки. Еще одним фактом, указывающим на вклад границ в значения диффузионной длины, является зависимости диффузионной длины, от температуры в интервале отсутствие 100-300К. т.е. транспорт неосновных носителей осуществляется туннелированием через потенцальные барьеры, создаваемые границами. При этом, их пространственное распределение зависит от особенностей организации наноматериала. Полученные результаты подтверждают важную роль свойств протяженных границ между блоками сросшихся доменов в формировании таких фундаментальных свойств материала, как диффузионная длина и механизм транспорта носителей, а следовательно нелинейность свойств слоев нитрида галлия и связь этих свойств с характером организации наноматериала. Таким образом, за изменением абстрактных мультифрактальных параметров стоят изменения реальных физических свойств наноматериала и проявляется фундаментальное свойство нелинейных

74



a)

б)

Рис.3.16.Температурные зависимости подвижности (а) и проводимости (б) в слоях GaN с разной формой организации наноматериала: $1-\Delta_p = 0.360$, D=1.61; $2-\Delta_p = 0.340$, D=1.54; $3-\Delta_p = 0.320$, D=1.51; и с разным уровнем легирования: 1.5×10^{17} см⁻³; $2-8 \times 10^{17}$ см⁻³; $3-2 \times 10^{17}$ см⁻³



Рис. 3.17. Зависимость диффузионной длины от плотности дислокаций при разных значениях их рекомбинационной активности (уd).



Рис.3.18. Экспериментальные зависимости контраста от энергии пучка приведены для двух типичных слоев с разным характером организации наноматериала и значениями диффузионной длины: A-(D=1.49, Δ_p =0.320; L_d=300нм); B-(D=1.60, Δ_p =0.350; L_d=130нм).



Рис. 3.19. Взаимосвязь подвижности электронов в слоях нитрида галлия, легированных кремнием, с уровнем самоорганизации (а) и со степенью упорядоченности наноматериала (б).

систем с фрактальной размерностью – влияние особенностей связи частей в целое на свойства наноматериала.

Исследование транспортных свойств слоев нитрида галлия легированных кремнием, и классифицированных по характеру организации наноматериала, позволило прояснить возможный механизм увеличения подвижности носителей заряда при введении кремния [А10]. К началу проведения работ предметом многочисленных дискуссий на Международных конференциях и в печати стали экспериментальные результаты ПО подвижности электронов в слоях п-типа нитрида галлия. Во многих работах $100 \text{ cm}^2/\text{B} \text{ c}$ наблюдали низкие значения подвижности, ниже на нелегированных слоях с концентрацией электронов (1-5)х10¹⁷ см⁻³, в тоже время на легированных кремнием слоях с более высокой концентрацией электронов до (1-5)х10¹⁸ см⁻³ наблюдали в несколько раз более высокие подвижности [69,119]. Некоторые исследователи предполагали, что наблюдаемый эффект увеличения подвижности с увеличением уровня легирования связан с уменьшением плотности дислокаций [87,88]. Несколько партий слоев нитрида галлия с разным уровнем легирования кремнием были выращены методом эпитаксии из металлорганических соединений на сапфировых подложках (0001) в ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН в технологической группе Лундина В.В. Нелегированные слои имели п-тип проводимости с концентрацией электронов и $(1.5-5) \times 10^{17}$ см-³ и подвижностью (20-70) см²/ В с. Слабое легирование кремнием при сохранении режима роста зародышевого слоя и слоя нитрида галлия привело к росту подвижности в слоях до 400 см²/ В концентрация носителей увеличивалась незначительно в с, но при этом среднем в 1.5-2 раза. Концентрация кремния в слое по данным вторичной ионной масс спектрометрии (ВИМС) составляла (7-8)х10¹⁷ см⁻³. Такой же эффект наблюдали на слоях AlGaN, но для них концентрации электронов в нелегированных слоях были выше -10^{18} см⁻³, а подвижности электронов -20см²/В с. На слабо легированных кремнием слоях AlGaN концентрация увеличилась до 2x 10¹⁸ см⁻³, а подвижность - до 100 см²/ В с. Легирование кремнием сопровождалось изменением характера организации наноматериала (Таблица 3.1).. При слабом уровне легирования, концентрация кремния не более 10¹⁸ см⁻³, наблюдалось уменьшение величины мультифрактальных соответствии с мультифрактальным параметров. что в анализом свидетельствует самоорганизации об улучшении уровня И степени упорядоченности наноматериала и подтверждается наблюдением прямой корреляции подвижности со степенью упорядоченности наноматериала Рис. 3.19. В тоже время введение кремния в концентрациях 10¹⁹ см⁻³ и выше приводило к ухудшению уровня самоорганизации и степени упорядоченности наноматериала (Таблица 3.1). Были выяснены физические причины этого эффекта [A1,A2]. Методами рентгеновской дифрактометрии измерялось угловое распределение дифракции, соответствующее рефлексам (0002), (0004),(1010),(2020), (1120) и (2240). Измерения проводились в условиях симметричной и асимметричной геометрии Брэгга и Лауэ Рис. 3.20, с использованием Мо $K_{\alpha 1}$ and Cu $K_{\alpha 1}$ излучений. Диффракционные кривые измерялись в режиме сканирования θ и θ -2 θ . Были определены 5 независимых компонент тензора микродисторсии ε_{zz} , ε_{zx} , ε_{xx} , ε_{xz} , и ε_{xy} , что позволило оценить средние размеры доменов мозаичной структуры. Из этих данных оценивались: величина сжимающих напряжений, плотность дислокаций несоответствия, параллельных границе слой-сапфир и вертикальной оси роста, краевых дислокаций. Методика также винтовых И определения а перечисленных параметров применительно к слоям нитрида галлия была развита ст.научными сотрудниками Ратниковым В.В. и Р.Н.Кюттом [89]. Результаты исследования показали, что наблюдается немонотонное увеличение плотности дислокаций, параллельных границе раздела пленка – подложка, с увеличением уровня легирования кремнием [А2] (Рис. 3.21). На графике Рис. 3.21. по вертикальной оси приведена концентрация дислокаций Таблица 3.1. Концентрация и подвижность электронов, а также значения мультифрактальных параметров в слоях нитрида галлия, легированных Si.

Обр. №	Si,	Концен. Пара		метры	Подвижн,
	cm ⁻³	электрон.			$cm^{2}B^{-1}c^{-1}$

		cm ⁻³	D	Δ	
278	Нелегир.	5×10 ¹⁷	1.64	0.368	20
413	Нелегир.	1017	1.62	0.360	70
602	Нелегир.	10 ¹⁸	1.64	0.367	20
598	<10 ¹⁸	3×10 ¹⁷	1.49	0.320	600
646	<10 ¹⁸	2×10^{17}	1.55	0.330	400
601	<10 ¹⁸	2×10^{18}	1.61	0.355	100
292	8×10 ¹⁸	6×10 ¹⁷	1.62	0.360	70
293	8×10 ¹⁸	2×10 ¹⁸	1.59	0.352	200
294	2×10 ¹⁹	2×10 ¹⁸	1.61	0.360	100
295	8×10 ¹⁹	6×10 ¹⁸	1.60	0.353	170
648	6x10 ¹⁸	$4x10^{17}$	1.57	0.345	260

в относительных единицах, нормированная на концентрацию дислокаций того же типа в нелегированном слое. Следует отметить, что режим роста зародышевого слоя при формировании нелегированного слоя был таким же, как в слоях нитрида галлия, легированных кремнием. Обнаруженное увеличение плотности прорастающих дислокаций параллельных границе раздела пленкаподложка - явление , приводящее к улучшению качества слоя, т.к. такие дислокации являются новыми ступенями роста и вместе с уменьшением средних размеров доменов мозаичной структуры улучшают согласование доменов между собой. Эти данные подтверждают улучшение уровня самоорганизации материала, прогнозируемое значениями мультифрактальных параметров. Легирование кремнием сопровождается

изменением средних размеров крупных доменов и изменением сжимающих



Рис.3.20. Схема измерения на 3-х кристальном дифрактометре:а) в симметричной геометрии Брэгга; b) в симметричной геометрии Лауэ; oй геометрии Лауэ; c) асимметричная геометрия Брэга. М-монохроматор, S-образец, А-анализатор, D- детектор

напряжений. Зависимости этих параметров имеют нелинейный характер и приведены на (Рис.3.22 и 3.23) и в Таблице 3.1. Для всех этих зависимостей, полученных на одной серии слоев, выращенных на одинаковом буфере, который в отсутствии легирования приводит к плохой организации наноматериала (D>1.60 и Δ_p >0.365) и как следствие к низким значениям меньше 40 cm^2/Bc . электронов, Минимальные подвижности значения сжимающих напряжений и размеров доменов наблюдаются в области $8 \times 10^{18} \text{ cm}^3$. концентраций кремния При этих концентрациях кремния наблюдаются максимальные значения подвижности (Рис.3.24). Сопоставление концентрации электронов, измеренной на этих слоях методом Ван-дер-Пау с концентрацией кремния, измеренной методом вторичной ионной массспектрометрии (ВИМС), показало, что часть кремния - не активирована. Значения концентрации электронов и кремния приведены в Таблице 3.1.

Полученные результаты позволяют предполагать, что часть кремния

благодаря малому тетраэдрическому радиусу (меньшему, чем у галлия) легко встраивается в структурные нарушения растущего слоя, улучшая характер организации наноматериала и, как следствие, подвижность носителей. Прямое влияние на формирование протяженных дефектов-нанопайпов наблюдали при легировании кремнием в концентрациях меньше 5х 10¹⁸ см⁻³[A7]. Образование этих протяженных дефектов, согласно [90], вызвано сегрегацией атомов галлия на поверхности растущего слоя в виде мелких капель, только часть галлия из Взаимодействие галлия с кремнием капель взаимодействует с азотом. энергетически более выгодный процесс- это и приводит к зарастанию пайпов при слабом уровне легирования (ниже 5x10¹⁸см⁻³). Причем этот эффект наблюдался на подложках с разной подготовкой поверхности Рис.3.25. Увеличение уровня легирования выше 5х10¹⁸см⁻³ снова сопровождается увеличением плотности пайпов, причем существенным, на порядки с 10⁵ см⁻³до 10⁸см⁻³ Рис.3.25. Этот процесс вызван тем, что высокая концентрация кремния,

81





1 - краевые, 2-винтовые, параллельные оси «с»; 3- несоответствия параллельные границе раздела слой-подложка



Рис. 3.22. Зависимость величины сжимающих напряжений от уровня легирования кремнием.



Рис.3.23. Зависимость среднего размера доменов от уровня легирования слоев нитрида галлия кремнием.



Рис. 3.24. Зависимость подвижности электронов от их концентрации в слоях нитрида галлия, легированных кремнием.

и его взаимодействие с галлием приводит к переходу от преимущественно двумерного характера роста к трехмерному. Было выяснено, что концентрация

кремния, позволяющая получать улучшение подвижности зависит от характер организации наноматериала. Режимы роста зародышевого слоя и слоя нитрида галлия, приводящие к плохой организации наноматериала (D=1.60 и $\Delta_{\rm p}$ =0.365), нуждаются во введении кремния в концентрациях более 5х10¹⁸см⁻³ для улучшения подвижности до 150-200см²/Вс (Рис.3.23), в то время как для обеспечивающих хорошую организацию наноматериала, режимов. ЛЛЯ достижения значений подвижности 500-600 см²/Вс достаточно на порядок меньших концентраций кремния Таблица 3.1. Этот эффект наблюдали ранее [86], правда, авторами работы он не был отмечен, но представленные в работе результаты его хорошо иллюстрируют (Рис. 3.26). На Рис.3.26. приведены зависимости подвижности от концентрации электронов для двух режимов низкотемпературного (кривая3) роста зародышевого слоя: И высокотемпературного (кривая 1). Кривая 2- данные этой работы, полученные на слоях, выращенных на зародышевом слое, обеспечивающем без $(D=1.61, \Delta_p = 0.360).$ легирования плохую организацию наноматериала Известно, что высокотемпературный режим роста зародышевого слоя с точки зрения характера организации наноматериала дает худшие результаты. Хорошо видно (Рис. 3.26, кривая 1), что зависимость подвижности от концентрации для этого режима лежит ниже, т.е на слоях наблюдаются меньшие значения подвижности по сравнению с низкотемпературным режимом роста зародышевого слоя (Рис. 3.26, кривая 3). Кроме того, максимум зависимости (т.е. лучшие значения подвижности) смещен в область более высоких концентраций кремния. На этом же рисунке приведены данные, полученные в данной работе (кривая 2). Зависимость, представленная этой кривой, имеет такой же характер, как кривые 1 и 3., и отражает те же тенденции. К сожалению, такую полную зависимость от уровня легирования удалось получить только для режима зародышевого слоя, , обеспечивающего

84



Рис. 3.25. Зависимость плотности нанопайпов от концентрации кремния



Рис. 3.26. Зависимость подвижности от концентрации электронов в слоях нитрида галлия, легированных кремнием, выращенных на зародышевых слоях, сформированных в двух режимах:

1- высокотемпературный, 2 – данная работа, 3- низкотемпературный [86].

далеко не лучший характер организации наноматериала ($D= 1.61, \Delta = 0.360$).

Таким образом, легирование слоев нитрида галлия кремнием изменяет характер организации наноматериала. Эти изменения находят отражение в изменении мультифрактальных параметров. Однако, наблюдаемые довольно высокие значения подвижности 100-200 см²/Вс при высоком уровне легирования кремнием и ухудшенном характере организации наноматериала указывают на то, что благоприятное действие кремния на повышение подвижности не сводится только к улучшению степени упорядоченности и уровня самоорганизации наноматериала. Действительно, исследования слоев с близкими значениями мультифрактальных параметров, но с разным уровнем легирования кремнием, на атомно-силовом микроскопе в стандартном режиме электросиловом режиме (Рис.3.28) позволили И в выяснить, что на наблюдается нелегированных слоях хаотичное распределение заряда, коррелирующее с морфологией поверхности. На легированных кремнием слоях в том же режиме регистрации таких сильных флуктуаций заряда не наблюдается (Рис.3.27) [А2]. Таким образом, легирование кремнием уменьшает флуктуации заряда, связанные со структурными несовершенствами. Этот эффект может быть связан с тем, что энергия активации кремния при комнатной температуре меньше 10мэВ. В ряде работ [91, 92, А16] было установлено, что с выходом вертикальных и краевых дислокаций на поверхность связан заряд, причем, его величина имеет пространственное распределение [92, А16].

Важно было выяснить, в какой мере легирование кремнием снимает необходимость решения проблемы оптимизации условий роста зародышевого слоя. Исследование температурных зависимостей подвижности и проводимости на слоях, легированных кремнием, показало, что, несмотря на получение при комнатной температуре хороших значений подвижности 400-450 см²/Вс, механизм транспорта носителей (Рис. 3.28 кривая 2) в отличие от слоя с хорошо упорядоченным материалом, (Рис. 3.28 кривая3) является



87



ACM

Рис.3.27. Изображения поверхностей в электростатическом силовом (ЭСМ) и в атомно-силовом (АСМ) микроскопах двух слоев нитрида галлия: а)- не легированного, б)- легированного кремнием



Рис.3.28.Температурные зависимости подвижности (а) и проводимости (б) в слоях GaN с разной формой организации наноматериала: $1-\Delta_p = 0.360$, D=1.61; $2-\Delta_p = 0.340$, D=1.54; $3-\Delta_p = 0.320$, D=1.51; и с разным уровнем легирования кремнием: $1-1.5 \times 10^{17}$ см⁻³; $2-8 \times 10^{17}$ см⁻³; $3-2 \times 10^{17}$ см⁻³



Рис.3.29. Типичный вид спектра фотолюминесценции слоев нитрида галлия. Фотолюминесценция возбуждалась He-Cd лазером.

смешанным, и на зависимости проводимости от температуры (Рис. 3.28. б, кривая 2) присутствует экспонента и наблюдается падение подвижности в результате рассеяния на заряженных центрах при температурах ниже 300К.

Кроме того, наблюдается размерный эффект, т.е. увеличение площади измеряемого слоя обеспечивает получение больших значений подвижности, что типично при транспорте носителей по каналам протекания. Было обнаружено, что легирование кремнием при плохой организации наноматериала, хотя и позволяет повысить подвижность, но нередко приводит к нестабильности оптических характеристик. Исследование распределения значений максимума спектра фотолюминесценции, и ширины этого спектра на полувысоте на площади 100х100 мкм с шагом 10 и 1 мкм легированных кремнием слоев нитрида галлия с разным характером организации наноматериала выявило такие нестабильности [A12]. Три группы слоев были исследованы: (I) слои с $(\Delta_{\rm p} = 0.320 - 0.325;$ D=1.49-1.51), хорошей организацией наноматериала концентрацией электронов (0.5–1)×10¹⁷ ст⁻³(концентрация кремния меньше 10^{18} cm⁻³) и подвижностью $\mu = 550-600$ cm² B⁻¹ c⁻¹ при 300K; (II) слои с ухудшенной организацией наноматериала ($\Delta_p = 0.335$; D= 1.54), концентрацией электронов 2×10^{17} cm⁻³ (концентрация кремния 10^{18} cm⁻³) и подвижностью $\mu =$ 400-450 cm² B⁻¹ c⁻¹ при 300К; (III) Слои с плохой организацией наноматериала $(\Delta_p = 0.347; D=1.57))$, концентрацией электронов $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (концентрация кремния 8×10^{18} cm⁻³) и подвижностью $\mu = 250$

 $cm^2 B^{-1} c^{-1}$ при 300К. Фотолюминесценция возбуждалась He-Cd лазером мощностью 22 mW cm⁻² и 2.2 mW cm⁻². Спектр фотолюминесценции слоев нитрида галлия приведен на Рис.3.29. Для выяснения однородности распределения и стабильности значений максимума волны излучения фотолюминесценции и ширины спектра на его полувысоте проводилось сканирование одного и того же участка слоя несколько раз с задержкой в несколько минут. Полученные в каждой точке значения откладывались в виде квадратика, а изменения значений фиксировались как градация цвета от черного до белого. Таким образом, получали, после каждого сканирования, карту распределения квадратиков на площади 100х100мкм [A25]. Такие карты для всех типов слоев приведены на рис.3.30.- 3.34. Кроме того, на этих же слоях

методом наведенного тока при 220К и 300К изучалось распределение центров безызлучательной рекомбинации. Измерения проводились на барьерах Шоттки в сканирующем микроскопе JSM-840 А. На всех группах слоев выявилась неоднородность распределения как значений максимума волны излучения фотолюминесценции Рис. 3.30, так и ширины спектра Рис.3.31-3.34. Этот факт не вызвал большого удивления, так как неоднородности в распределении примесей и длины волны излучения наблюдались многими исследователями [119]. Изменение ширины спектра в разных точках может быть связано с неоднородным распределением локальной концентрации носителей, и оно выявляется, в том числе, и при шаге 1 мкм. Изменение положения максимума спектра фотолюминесценции может быть вызвано дисперсией локальных напряжений около 0.5 ГПа, связанных с формированием границ разного типа при сращивании мелких и крупных доменов. Наиболее интересные результаты были получены при сравнении карт распределения трех групп слоев после нескольких сканирований. Даже визуально обращает на себя внимание то, что для первой группы образцов картина распределения практически не изменилась после 3-го сканирования Рис.3.30, а); Рис.3.31. Для образцов второй группы уже наблюдаются изменения между картами распределения после 1-го и 3-го сканирования Рис.3.32. Наиболее сильные изменения наблюдаются для третьей группы слоев Рис.3.32.-3.33, причем, максимальные Рис. 3.34. при малых уровнях возбуждения фотолюминесценции, мощность излучения лазера 2.2 mW cm⁻². Для количественной оценки наблюдаемых изменений картин распределения были использованы мультифрактальные параметры, дающие возможность

55828_1.bmp

55837_1.bmp

55846_1.bmp





361.29045 - 362.15547 Черное \rightarrow белое(nm)



361.31702 - 362.1346



361.23992 - 362.129

Sample #1013 Fitted PL line position (Lorenz) 1132_1.bmp



362.70027 - 362.73999 Черное \rightarrow белое(nm)



362.67299 - 36295988



362.65727 - 362.96715

c)

б)

a)



361.45 - 361.95 Черное \rightarrow белое(nm) 1-ое сканирование





3-ое сканирование

Рис.3.30.Карты распределения положения основного пика фотолюминесценции после повторных сканирований слоев с разным уровнем легирования и характером организации наноматериала: a) ($\Delta_p = 0.320 - 0.325$; D= 1.49-1.51), концентрация кремния меньше 10^{18} сm⁻³;б)($\Delta_p = 0.335$; D= 1.54), концентрация кремния 10^{18} cm⁻³; c) ($\Delta_p = 0.347$; D=1.57), концентрация кремния 8 x 10^{18} cm⁻³.



ис. 3.31. Карта

a)

распределения значений ширины спектра фотолюминесценции на полувысоте для слоя из группы (I) с хорошей организацией наноматериала после 1-го сканирования(а) и после 3-го(б). Мощность возбуждения 22mW/cm².Градация цвета от черного к белому отражает изменения ширины спектра от 3.45 до 3.95 нм.



Рис.3.32.Карта распределения, значений ширины спектра фотолюминесценции на полувысоте для слоя из группы (II) с худшей организацией наноматериала после 1-го сканирования (а) и после 3-го (б). Мощность возбуждения 22mW/cm². Градация цвета от черного к белому отражает изменения ширины спектра от 4.44 до 4.94 нм.



Рис. 3.33. Карта распределения, значений ширины спектра фотолюминесценции на полувысоте для слоя из группы (III) с плохой организацией наноматериала после 1-го сканирования (а) и после 3-го (б). Мощность возбуждения 22mW/cm².Градация цвета от черного к белому отражает изменения ширины спектра от 4.44 до 4.6 нм.



Рис. 3.34. Карта распределения, значений ширины спектра фотолюминесценции на полувысоте для слоя из группы (III) с плохой организацией наноматериала после 1-го сканирования (а) и после 3-го (б). Мощность возбуждения 2.2mW/cm².Градация цвета от черного к белому отражает изменения ширины спектра от 3.6 до 4.6 нм. возможность количественно охарактеризовать наблюдаемые неоднородности

распределения градаций черного и белого цвета. Эти данные приведены в таблице 3.2. Были использованы два параметра *D* и Δ_m . Численные оценки,

93

приведенные в таблице 3.2, подтверждают, что для слоев с хорошей организацией наноматериала(первая группа) изменения картины распределения практически не наблюдается. Наиболее сильные изменения характерны для слоев третьей группы, с плохой организацией наноматериала. Таблица 3.2. Количественная характеризация изменения положения максимума длины волны излучения и ширины спектра на полувысоте после повторных сканирований для слоев из трех групп, классифицированных по характеру организации наноматериала.

					Мощность
N групп. № Скан.		FHWM		Положение PL пика	возбужд.
		D	Δ_{m}	D	mW/cm2
	1	1.98	-	1.94	22
	2	1.98	-	1.96	22
	3	1.98	-	1.96	22
II	1	1.97	-	1.91	22
	2	1.9	-	1.88	22
	3	1.88	-	1.84	22
III	1	1.75	0.27	1.84	22
	2	1.99	0.4	1.82	22
	1	1.88	0.33	1.86	2.2
	2	1.74	0.25	1.95	2.2

наноматериала и максимальным уровнем легирования кремнием, особенно при малой мощности возбуждения лазерм - 2.2mW/cm² Рис. 3.34.

Полученные результаты позволяют предполагать, что при сканировании происходит активация нейтрального кремния и перестройка дефектных центров. Наблюдаемая картина, ассоциируется с присутствием большого количеством глубоких, причем нестабильных, центров в слоях с плохой организацией наноматериала. Эти результаты, коррелируют с данными, полученными с применением методики наведенного тока (НТ). Распределения центров безызлучательной рекомбинации для двух температур 220 и 300К Рис. 3.35, полученные этим методом, на слоях первой и третьей группы, показали, что для слоев с хорошей организацией наноматериала (группа I) картины распределения при этих температурах совпадают. Для слоев с плохой

организацией наноматериала (группа III), картины распределения при этих температурах заметно отличаются Рис.3.36. С понижением температуры увеличивается количество протяженных границ с интенсивной безызлучательной рекомбинацией. Таким образом, эти результаты являются еще одним подтверждением, того, что для получения высоких значений подвижности и классического механизма транспорта носителей необходимо не только введение кремния, но и обеспечение хорошего уровня самоорганизации и степени упорядоченности наноматериала.

Следует отметить ряд работ [93,94], которые также подтверждают связь подвижности с характером организации наноматериала, но, не имея возможности количественно охарактеризовать уровень самоорганизации и степень упорядоченности, ограничиваются изображениями морфологии поверхности исследуемых слоев, полученными атомно-силовой микроскопией. Причем, на представленных в статьях изображениях хорошо просматривается изменение характера организации наноматериала.



95

Рис. 3.36. Распределение центров безызлучателльной рекомбинации в слое с хорошей организацией наноматериала (группа I), полученное в режиме наведенного тока при 300К(а) и при 220К(б).



Рис. 3.36. Распределение центров безызлучателльной рекомбинации в слое с плохой организацией наноматериала (группа III), полученное в режиме наведенного тока при 300К(а) и при 220К(б).

3.3. Низкочастотный шум в слоях нитрида галлия с разным характером организации наноматериала.

Хорошо известно, что низкочастотный шум 1/*f* является одним из наиболее чувствительных индикаторов структурной неупорядоченности полупроводников [95]. В связи с этим было естественным провести оценки

уровня шума в слоях с разным характером организации наноматериала, тем более, что ранее таких сравнительных исследований никто не проводил.

Исследования [A28] проводились на эпитаксиальных слоях нитрида галлия п-типа проводимости, выращенных на сапфировых подложках (0001) методом эпитаксии из металлорганических соединений (MOCVD). Слои отличались между собой условиями формирования буферного слоя, степенью упорядоченности мозаичной структуры Δ_p , значениями подвижности μ и концентрации электронов *n* и характеризовались ниже перечисленными параметрами: слой A (598) обладал хорошей организацией наноматериала (Δ_p = 0.320, D=1.49); при комнатной температуре концентрация электронов *n* = *N*_d-*N*_a ≈ 8х10¹⁶ см⁻³, подвижность μ = 600см²B⁻¹c⁻¹;толщина слоя *t* = 4 мкм.

слой В (1261) характеризовался значением ($\Delta_p = 0.350$, D=1.59); при комнатной температуре концентрация электронов *n* равнялась $n = N_d - N_a \approx 10^{18}$ см⁻³, подвижность $\mu = 200$ см²B⁻¹c⁻¹;толщина слоя t = 3 мкм.

На каждом из слоев создавались омические контакты в виде параллельных полосок длиной W = 240 мкм с различным расстоянием между полосками *L*: 5 мкм < *L* 41 мкм. Низкочастотный шум измерялся в линейном режиме (при малом напряжении, приложенном к исследуемым образцам) в диапазоне частот от 1 Гц до 10 кГц с использованием вольфрамовых зондов с диаметром острия ~ 10 мкм. Специальная процедура "притирки" зондов к поверхности контактов обеспечивала малое переходное сопротивление между зондом и металлическими контактами.

Для каждого из исследованных слоев A и B исследовалось несколько десятков образцов с различными значениями L. Для всех образцов вольтамперные характеристики в исследованном диапазоне токов (~ $2x10^{-3}$ A – 0.2 A) были линейными. Измерения на образцах с различной длиной L позволили определить величину контактного сопротивления и независимо от данных холловских измерений установить значение проводимости слоев σ . В качестве примера, на Рис. 3.37, показаны результаты измерений для пластины A. Зависимость R(L), продолженная до значения R = 0, определяет значение

удвоенного контактного сопротивления $2R_c = 34$ Ом. Наклон зависимости R(L)определяет, очевидно, усредненное значение удельной проводимости нитрида галлия σ . Измеренное значение R_c соответствует удельному контактному сопротивлению $r_c \approx 4$ Ом·мм, что при концентрации электронов $n \approx 8 \times 10^{16}$ см⁻³ планарных контактах представляется вполне разумной величиной. И Аналогичные измерения для пластины В дают значение $2R_c = 8.4$ Ом ($r_c \approx 1$ Ом·мм). Меньшее значение r_c естественно объясняется большей величиной n в пластине В ($n \approx 10^{18}$ см⁻³) [96]. Значение σ , определенное из рисунка 3.37., $\sigma =$ $L/(R-2R_{\rm c}) \cdot t \cdot W \approx 11 \ (Ом \cdot см)^{-1}$ вполне разумно согласуется с данными холловских измерений, проделанных до нанесения контактов: $\sigma_{\rm H} = en\mu \approx 8 ~({\rm Om} \cdot {\rm cm})^{-1}$. Для пластины В аналогичные измерения дают значения $\sigma \approx 30 \, (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1} \, (\sigma_{\text{H}} = en\mu \approx 100 \, \text{сm})^{-1}$ 32 (Ом·см)⁻¹). Во всех измеренных образцах шум при комнатной температуре имел форму $1/f^{\gamma}$ с величиной γ , близкой к единице (фликкер шум). Спектральная плотность токового шума S_I во всем диапазоне токов была пропорциональна квадрату тока: S_I ~I². На рис 3.38. в качестве примера представлены зависимости $S_{I}(I)$ для нескольких образцов (пластина 2), измеренные на частоте 6 Гц.

Шумовые характеристики различных приборов и материалов, как правило, оцениваются величиной безразмерного параметра Хоуге *α* [13]:

$$\alpha = \frac{S_I}{I^2} fN \tag{1}$$

где f – частота анализа, N – полное число носителей в образце.



Рис. 3.37. Зависимость сопротивления образцов от расстояния между контактами *L* (Для пластины A).



Рис. 3.38. Зависимость спектральной плотности шума от тока для нескольких образцов (пластина В). Частота анализа *f* = 6 Гц.
Величина *α* весьма чувствительна к структурному совершенству материала [97]. Для структурно совершенных пленок Si значение *α* составляет обычно

 $10^{-4} - 10^{-5}$. Для эпитаксиальных пленок GaAs характерное значение α равняется $10^{-3} - 10^{-5}$. Для пленок GaN с концентрацией $N_{\rm d} - N_{\rm a} \approx 10^{17}$ см⁻³ стандартного качества величины α , как правило, гораздо выше и лежат в пределах $10^{-2} - 1$ [98]. Как было показано в работе [99], легирование пленок GaN кремнием до концентрации $N_{\rm d} - N_{\rm a} \approx 10^{18}$ см⁻³ заметно уменьшает значение α ($\alpha \approx 2 \times 10^{-3}$). Следовало ожидать поэтому, что значение параметра Хоуге в слое В (при равном уровне структурной неупорядоченности) окажется существенно меньше, чем в слое А.

На рисунке 3.39. показаны значения α для образцов, изготовленных на слоях А и В. Значения α, рассчитаны в соответствии с выражением (1) для большого числа образцов, изготовленных на обеих пленках. Видно, что результат эксперимента полностью противоречит предсказанию, основанному предположении об одинаковом структурном совершенстве пленок. на Полученный результат выглядит тем убедительнее, что оценки показывают, что контактный шум, особенно в образцах с малой длиной L должен вносить заметный вклад в общий шум структур (таким образом, измеренные значения α представляют собой оценку "сверху"). Между тем, как показано выше, сопротивление контактов к образцам, изготовленным на пленке А, существенно выше, чем контактное сопротивление у образцов на пленке В. Следует заключить, что и вклад контактного шума в общий шум больше для образцов, изготовленных на пленке А. Поэтому разница между объемным шумом 1/f в образцах типов А и В еще больше, чем это следует из рис. 3.39. Заметим, что оценка "сверху" для параметра Хоуге в образцах, даже полученная изготовленных на пластине А, является рекордно низкой для тонких эпитаксиальных пленок GaN [98]. Таким образом, измерения низкочастотного шума, так же как все предыдущие, подтвердили, что значения абстрактных



Рис. 3.39. Значения параметра Хоуге *α* для образцов, изготовленных на пленке А (черные кружки) и пленке В (светлые квадраты).



Рис. 3.40. Обратные ветви вольтамперных характеристик поверхностнобарьерных структур на слоях нитрида галлия с разной организацией наноматериала: 1-(Δ_p = 0.320, D=1.49); 2-(Δ_p = 0.330, D=1.54); 3-(Δ_p = 0.350, D=1.60); 4 - (Δ_p = 0.365, D=1.65).

мультифрактальных параметров отражают изменения реальных физических свойств и что эти свойства во многом определяются характером организации наноматериала. Важно было выяснить как эти особенности слоев нитрида галлия проявляются в простейших приборных структурах таких как барьеры Шоттки.

3.4. Исследование барьеров Шоттки и фотоприемников на их основе, полученных на слоях нитрида галлия с разным характером организации наноматериала.

Проведение исследований барьеров Шоттки на слоях нитрида галлия представляло, во- первых, практический интерес, т.к. они являются основой солнечно-слепых фотоприемников ультрафиолетового (УФ) излучения [100] и находят применение для мониторинга озонового слоя, в качестве датчиков пламени в военном и пожарном деле, в системах контроля чистоты воды и т.д. Во-вторых, далеко не все наблюдаемые свойства поверхностно-барьерных структур на основе нитрида галлия нашли однозначное физическое объяснение. К началу выполнения работы экспериментальные значения постоянной Ричардсона у разных авторов [101,102] демонстрировали разброс в пределах 4-х порядков и эти значения были далеки от предсказанных теорией (24 А·см⁻²·K⁻²). Такой разброс представлялся тем более удивительным, в связи с тем, что высота барьера Шоттки GaN-Ni-Au у разных авторов заметно не отличалась и была равна разности работ выхода металл-полупроводник. Кроме того, отсутствовала и сложившаяся точка зрения на механизм протекания тока при обратном смещении.

В работах [103,104] при изучении механизма протекания обратного тока в Ni-n–GaN и W-n-GaN поверхностно-барьерных структурах было установлено, что обратный ток существенно превышает теоретическое значение для случая термоэлектронной эмиссии, с учетом влияния сил изображения на высоту потенциального барьера. При этом предполагалось, что при низких температурах обратный ток обусловлен полевой эмиссией электронов из металла в полупроводник, а при температурах, больших 275К – утечками по дислокационным нитям [105].

Для решения практических задач по созданию фотоприемников и выяснению механизмов протекания тока в данной работе исследования проводились на слоях п-типа нитрида галлия с разным характером организации наноматериала. Слои были выращенны на сапфировых подложках (0001) из металлорганических соединений. Концентрация методом эпитаксии электронов 8x10¹⁶см⁻³ в этих слоях была определена из вольтемкостных измерений с помощью ртутного зонда, а также из измерений эффекта Холла в геометрии Ван-дер-Пау. Величина подвижности составляет 600 ст²V⁻¹s⁻¹ при комнатной температуре и 1800 ст²V⁻¹s⁻¹ при 125К. Барьеры Шоттки получали напылением Ni/Au электронным лучом в высоком вакууме. Общая толщина металлизации в области прозрачного электрода 150 А, в области контактной площадки 1000 А. Площадь всего барьера Шоттки – 5х10⁻³см². На Рис. 3.40. приведены ветви вольтамперной характеристики при обратном смещении барьеров, сформированных в одном процессе напыления на слоях с разным характером организации наноматериала. Величина тока утечки на барьерах, сформированных на слоях с плохой организацией наноматериала ($\Delta_p = 0.350$, D=1.60) на несколько порядков выше и экспоненциально зависит от величины приложенного напряжения. Кроме того, при смещениях меньше 0.5В прямая и обратная ветви совпадают Рис 3.41 (кривые 3 и 4). Для наглядности значения напряжения приведены в абсолютных величинах, а прямая и обратная ветви представлены в одном квадранте. Такие же особенности наблюдали в работе [105] и идентифицировали появление таких ВАХ с областями скопления дислокаций. В этой работе с использованием сканирующей ток-напряжение микроскопии с проводящим зондом (SIVM) было показано, что такие области являются проводящими. Плотность областей была около 10⁸ см⁻² и диаметр 47-105 нм. Размер областей увеличивался с ростом приложенного в обратном направлении смещения и соответствовал присутствию винтовых дислокаций и дислокаций смешанного типа. Локальные измерения величины тока при

обратном смещении в областях такого размера дали значения 4x10⁻² А/см². Таким образом, был сделан вывод, что причиной избыточных токов для диодов симметричной вольт-амперной характеристикой являются с локальные проводящие области скоплений дислокаций. Выводы этой работы находятся в хорошем соответствии с полученными в данной работе результатами [А5], т.к. барьеров Шоттки, сформированных на нитриде галлия с плохой ЛЛЯ организацией наноматериала ($\Delta_p = 0.350$, D=1.60), для которого, как было показано В разделе 3.1., типичным является присутствие скоплений дислокаций, наблюдаются на несколько порядков большие токи утечки Рис.3.40 (кривые 3,4), чем на барьерах, сформированных на слоях с хорошей организацией наноматериала ($\Delta_p=0.320$, D=1.49). Кроме того, наблюдается симметричный вид ВАХ, Рис. 3.41(кривые 3,4). Для барьеров с хорошей организацией наноматериала прямая и обратная ветви - асимметричны Рис. 3.41 (кривые 1 и 2), токи утечки на порядки меньше, но величина тока, зависит экспоненциально от величины приложенного напряжения Рис.3.40, 3.41(кривые 1). Такой характер зависимости указывает на избыточные токи, связанные с туннелированием. Согласно [102] к избыточным токам могут приводить следующие механизмы Рис.3.42. : туннельная полевая эмиссия из металла в полупроводник, туннелирование с участием ловушек, прыжковая проводимость вдоль дислокаций. Исследование проводимости в темноте и после освещения дейтериевой лампой двух типов барьеров Шоттки с разным характером организации наноматериала показало, что и для того и для другого барьера наблюдается замороженная фотопроводимость Рис. 3.43, что может быть индикатором участия ловушек [А3]. Следует отметить, что для слоев с хорошей организацией наноматериала замороженная фотопроводимость наблюдается только при температурах ниже 300К Рис.3.43.,а). На слоях С хорошей организацией наноматериала был исследован механизм



Рис.3.41. Вольтамперные характеристики (прямые ветви 2,4; обратные ветви 1,3) барьеров Шоттки, полученных на слоях нитрида галлия с разным характером организации наноматериала: 1,2-($\Delta_p = 0.320$, D=1.49); 3,4 - ($\Delta_p = 0.350$, D=1.60).



Рис. 3.42. Схема, демонстрирующая возможные механизмы, приводящие к избыточным токам утечки барьеров Шоттки.

ответственный за прямой ток [АЗ0]. Было установлено, что емкость не зависит от частоты измерительного сигнала при частоте меньше 1 МГц и существенно

уменьшается, при более высоких частотах, поэтому C-V характеристики приводятся на частоте 0.465 МГц. С-V при различных температурах T была линейной в координатах $1/C^2 - V$ (Рис. 3.44), что соответствует теории Шоттки для структур металл-полупроводник. Определенная из наклона этих прямых концентрация ионизированных доноров в п- GaN составила 10¹⁷см⁻³ при 300К(площадь потенциального барьера 5.10⁻³см²), что близко к концентрации электронов в исходном материале. Величина напряжения отсечки этих зависимостей составила V_{ort}^c =0.81 В, а величина контактной разности $V_D = V_{onc}^C + \frac{kT}{a} = 0.84$ В. Энергия уровня Ферми в потенциалов GaN зоны проводимости, рассчитывалась по формуле: относительно дна $\mu = -kT \ln \frac{N_d}{N_c}$, где N_c =4.3·10¹⁴· $T^{3/2}$ (см⁻³) [98], для N_d =10¹⁷ см⁻³, она составила 0.08 эВ, а высота потенциального барьера $q\varphi_B = qV_D + \mu = 0.92$ эВ. Отметим, что

0.08 эВ, а высота потенциального барьера $q\phi_B = qv_D + \mu = 0.92$ эВ. Отметим, что величина ϕ_B слабо зависит от температуры (рис.3.45.) в интервале 220-400К. Эта величина близка к литературным данным при 300К: $q\phi_B = 0.9$ -1.0 эВ для Ni-GaN[101], 0.87-1.03 эВ для Au-GaN [102], 0.91- эВ для Pd-GaN[107], 1.03 эВ для Pt-GaN [107].

Зависимость прямого тока от напряжения измерялась в интервале токов $I=10^{-10}-2\cdot10^{-5}$ А и интервале температур T=150-450К и представлена на Рис.3.46. Хорошо известно, что в зависимости от концентрации электронов в полупроводнике и температуры, различают основные механизмы протекания тока в поверхностно-барьерных структурах [108]: при высоких температурах $(kT>>E_{oo})$, основным механизмом протекания тока является термоэлектронная эмиссия, при средних температурах $(kT\approx E_{oo})$ – термополевая эмиссия, а при низких температурах $(kT<<E_{oo})$ – полевая эмиссия, k - постоянная Больцмана;



Рис. 3.43. Замороженная фотопроводимость (1,3-до освещения; 2,4после освещения дейтериевой лампой) на барьерах Шоттки, сформированных на слоях нитрида галлия с разным характером организации наноматериала:

1,2 -($\Delta_p = 0.320$, D=1.49); 3,4 - ($\Delta_p = 0.350$, D=1.60).



Рис.3.44. Зависимость дифференциальной емкости *С* поверхностно-барьерных структур от напряжения при различных температурах *Т*, К : 1-256, 2-281, 3-350, 4-360, 5-400.



Рис. 3.45. Величина напряжения отсечки вольт-фарадных характеристик qV^c_o , контактной разности потенциалов V_D , высоты потенциального барьера $q\varphi_B$, уровня термополевой эмиссии электронов из полупроводника в металл E_m для поверхностно-барьерной структуры в зависимости от температуры.

Т – абсолютная температура;

Еоо – параметр Падовани – Стреттона, равный

$$E_{oo} = \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_d}{\varepsilon_s m^*}} = 18.5 \cdot 10^{-15} \sqrt{\frac{N_d}{\varepsilon_{sr} m_r}}$$
(1)
$\varepsilon_s = \varepsilon_{sr} \cdot \varepsilon_o$ – диэлектрическая проницаемость полупроводника ($\varepsilon_{sr} = 8.9$ для GaN [106]);

*N*_d – концентрация ионизированных доноров в полупроводнике

ћ - постоянная Планка.

Для наших структур $N_d \cong 10^{17}$ см⁻³ величина $E_{oo} = 0.0044$ эВ.

Согласно [108,109] механизм протекания прямого должен тока определятся термополевой эмиссией, то есть переходом электронов из полупроводника в металл сквозь барьер на некоторой высоте E_m (Рис.3.47). Этот переход должен происходить в определенном температурном интервале, ниже которого ток должен быть туннельным, а выше которого термоэмиссионным. Для наших величин диффузионной разности потенциалов (0.78-0.88 эВ), полученных из отсечки зависимости емкости от напряжения по оси абсцисс и величин энергии уровня Ферми в исходном полупроводнике (0.06-0.12 уB), рассчитанных для значений концентрации электронов ~ 10^{17} см^{-3} , этот температурный интервал должен быть 200-300 К.

Согласно [110] зависимость термополевого прямого тока от напряжения имеет следующий вид:

$$I = I_s \exp\left(\frac{qV}{E_o}\right);$$
где $E_o = E_{oo} \coth\left(\frac{E_{oo}}{kT}\right)$

причем ток насыщения *I*_s должен зависеть от температуры следующим образом:

$$I_{s} = \frac{AS_{\sqrt{\pi E_{oo}}(q\varphi_{B} - qV + \mu)}}{kT\cosh(E_{oo}/kT)}\exp\left(\frac{\mu}{kT} - \frac{\varphi_{B} + \mu}{E_{o}}\right),$$

где

$$A = \frac{4\pi q m^* k^2 T^2}{\hbar^3}$$
 - постоянная Ричардсона, равная 120 А/см² град²,

 φ_B – высота потенциального барьера,

µ - энергия уровня Ферми в полупроводнике, *S* - площадь структуры.

Анализ формулы для термополевой эмиссии показывает:

1) зависимость прямого тока от напряжения должна быть экспоненциальной;

2) при каждом значении температуры наклон этой зависимости в полулогарифмическом масштабе от напряжения должен быть равным $1/E_o$, которая при данной температуре зависит от собственных параметров полупроводника, а не от свойств барьера;

3) отсечка по оси ординат характеристик I(V) в полулогарифмическом масштабе должна давать значение тока насыщения, а зависимость $\frac{I_s \cosh(E_{oo} / kT)}{T}$ от $\frac{1}{E_o}$ в полулогарифмическом масштабе должна быть линейной, и ее наклон должен соответствовать высоте потенциального барьера металл – полупроводник.

Зависимость прямого тока от напряжения для Ni-n-GaN структур была экспоненциальной при всех температурах (164-410 K), что удовлетворяет первому условию для теории термополевой эмиссии. Наклон этой зависимости в полулогарифмическом масштабе, уменьшается с ростом температуры в интервале 250-410K (рис.3.48), причем он близок к теоретической величине $\frac{1}{F}$, зависящей только от параметров полупроводника и температуры. Таким

образом, и второе условие для термополевой эмиссии выполняется. Отметим,



Рис. 3.46. Зависимость прямого тока от напряжения для поверхностно-барьерной структуры Ni-GaN при температурах Т, К: 1- 411, 2- 400, 3-380, 4-360, 5-342, 6-320, 7-310,8-299, 9-288, 10-275, 11-250, 12-224, 13- 202, 14-183, 15-164. I₀ = 1A.



Рис. 3.47. Энергетическая диаграмма поверхностно-барьерной структуры с указанием уровня термополевой эмиссии электронов из полупроводника в металл E_m. E_{vac} – уровень вакуума, Φ_m – работа выхода электронов из металла, E_v-потолок валентной зоны полупроводника, E_c – дно зоны проводимости, χ_s – сродство к электрону полупроводника.



Рис.3.48. Зависимость параметра 1/Е₀ от температуры Т: линия- теория, точки-эксперимент.



Рис. 3.49. Зависимость
$$\frac{I_s \cosh(E_{oo} / kT)}{T}$$
 от $\frac{1}{E_o}$

в полулогарифмическом масштабе для определения высоты потенциального барьера и постоянной Ричардсона.

определенная из емкостных измерений высота потенциального барьера φ_B находится в интервале 0.90-0.94 эВ (400-250 К). Поскольку она слабо изменяется с температурой, то можно предположить линейную зависимость φ_B от *T*, и значение, экстраполированное к 0К, будет соответствовать 0.95эВ. Таким образом, значения высоты потенциального барьера, определенные из емкостных и вольт-амперных характеристик можно считать близкими, и третье условие для термополевой эмиссии выполняется. Из отсечки на оси ординат, полученной экстраполяцией зависимости, представленной на (Рис.3.49.)к $1/E_0=0$, была оценена постоянная Ричардсона для GaN. Величина ограничена интервалом 1-10 А.см⁻².К⁻², что можно считать близким к теоретическому значению.

Итак, прямой ток в Ni-n-GaN поверхностно-барьерных структурах в интервале температур 250-410 К соответствует теории термополевой эмиссии. Следовательно, максимум эмитированных электронов из полупроводника в металл соответствует некоторой энергии E_m , большей энергии уровня Ферми в полупроводнике μ , и меньшей высоты потенциального барьера $q \varphi_B$.

Оценим эту величину согласно [110]:

$$E_m = V_d \sqrt{ch \left(\frac{qE_{oo}}{kT}\right)}$$

0.74-0.76 эΒ 250-400К. Она составляет для температур Максимум распределения по энергиям эмитированных электронов при 300К соответствует энергии 0.84 эВ выше уровня Ферми. Высота потенциального барьера, определенная из емкостным измерениям, была на ~0.1 эВ больше. Повидимому, это объясняет обнаруженное в ряде работ превышение высоты потенциального барьера, определенное из емкостных характеристик, по сравнению с высотой барьера, определенное из вольт-амперных характеристик, если их анализировать на основании формул для термоэлектронной эмиссии. Таким образом, сравнение экспериментальных данных с теорией термополевой эмиссии Падовани-Страттона позволяет сделать вывод о том, что в интервале температур 250-410К прямой ток определяется термополевой эмиссией электронов из полупроводника в металл, т.е. электроны преодолевают барьер благодаря туннельному эффекту, приповерхностный причем туннелирование происходит с уровня ниже вершины барьера на 0.1эВ. Для барьеров Шоттки, сформированных на слоях нитрида галлия с плохой организацией наноматериала, формальные оценки постоянной Ричардсона дают низкие значения - 0.44 Acm⁻²K⁻² и ниже. Таким образом, свойства поверхностнобарьерных структур на слоях нитрида галлия, в отличие от традиционных полупроводников, определяются, первую В очередь, свойствами полупроводника, в том числе характером организации наноматериала, и не описываются только термоэмиссионным механизмом. Большой разброс экспериментальных значений постоянной Ричардсона, приводимых разными авторами, и отсутствие сложившейся точки зрения на механизм протекания тока вызваны многообразием форм организации наноматериала слоев нитрида галлия, который в большинстве работ никак не характеризуется. Более того, как правило, не приводится полная вольтамперная характеристика, которая также косвенно отражает характер организации наноматериала.

Полученные результаты показали, что в слоях с плохой организацией наноматериала, обсуждать механизм термоэмиссии не имеет смысла, т.к. барьер зашунтирован утечками. Для слоев с хорошей организации наноматериала туннельный механизм участвует в транспорте носителей, однако это не мешает получению фотоприемников на основе таких слоев.

Исследования , проведенные на слоях, классифицированных по характеру организации наноматериала показали, что на слоях с хорошей организацией наноматериала, значения постоянной Ричардсона близки к теоретическим значениям. По мере ухудшения характера организации наноматериала наблюдается уменьшение постоянной Ричардсона и значительный рост токов утечки и отсутствие при смещениях меньше 1В асимметрии ВАХ. Причина сильных изменений постоянной Ричардсона в присутствии проводящих скоплений дислокаций шунтирующих барьер, заряженных границ,

114

изменяющих механизм термоэмиссии, из-за участия термополевой эмиссии, вызванной присутствием локальных зарядов на границе металлполупроводник. Таким образом, и для слоев с хорошей организацией наноматериала туннельный механизм участвует в транспорте носителей, однако, это не мешает получению фотоприемников на основе таких слоев. В данной работе, на таких слоях были получены поверхностно-барьерные фотоприемники для систем контроля очистки воды, прошедшие испытания в НПО при Международной Академии наук экологии, безопасности человека и природы [А5].Спектральная характеристика фотоприемников приведена на Рис. 3.50. Она имеет резкий спад, начиная с длины волны 360 нм. Фотоприемный модуль состоит из фотоприемника на барьере Шоттки и малогабаритного цифрового устройства, фиксирующего величину фотоответа.

Барьер Шоттки Ni/Au получен на эпитаксиальном слое GaN с концентрацией носителей (5-10)×10¹⁶ см⁻³, выращенном методом эпитаксии из металлоорганических соединений на сапфировой подложке (0001).

• Диаметр контакта Шоттки – 1500 мкм.

• Плотность темнового тока при обратном смещении $2 \text{ B} - 10^{-8} \text{ A cm}^{-2}$.

Абсолютная чувствительность на длине волны 330 нм – 100 мА Вт⁻¹.

На момент получения это были первые отечественные фотоприемники на слоях нитрида галлия и по своим параметрам соответствовали зарубежным аналогам.



Рис.3.50. Спектральная характеристика поверхностно-барьерных фотоприемников на основе слоев нитрида галлия.

Заключение

Полученные результаты подтвердили предположение о нелинейных свойствах слоев нитрида галлия, выращенных в условиях самоорганизации, и показали, что эти свойства определяются не только и не столько плотностью дислокаций, сколько характером организации наноматериала. Количественная характеризация форм организации наноматериала с помощью

мультифрактальных параметров, позволяет различить между собой эти формы даже в том случае, когда с точки зрения традиционных структурных методов слои практически неразличимы. За изменением значений мультифрактальных параметров стоят реальные физические свойства слоев, такие как изменение соотношения дилатационных границ и дислокационных стенок, т.е. границ обеспечивающих связь частей материала в целое, неоднородное распределение дислокаций и их скоплений. Причем, эти особенности целостных свойств самоорганизованных наноматериалов сложно охарактеризовать количественно на языке традиционных параметров. (традиционные методы диагностики не возможности охарактеризовать количественно особенности дают таких материалов как целого). Установлена взаимосвязь изменений значений мультифрактальных параметров с изменениями фундаментальных свойств слоев, таких как диффузионная длина и механизм транспорта носителей заряда. Таким образом, целесообразность показана использования представлений о самоорганизованном материале как нелинейной системы и методов мультифрактального анализа для его диагностики.

Глава 4. Проявление свойств нелинейных систем в процессах излучательной и безызлучательной рекомбинации, а также в деградации светоизлучающих структур на основе InGaN/GaN.

Для выявления свойств, характерных для нелинейных систем, были характеристик, проведены исследования вольтамперных зависимостей внешней квантовой эффективности от плотности тока в температур 100-400К диапазоне И деградационных процессов светоизлучающих структур на основе InGaN/GaN, классифицированных по характеру организации наноматериала. Прежде чем обсуждать полученные результаты, кратко обрисуем задачи и проблемы физики и технологии светоизлучающих структур.

4.1 Задачи и проблемы физики и технологии светоизлучающих структур на основе InGaN/GaN. Исторический обзор.

В последнее десятилетие возникла проблема создания энергосберегающего освещения. На цели освещения в мире расходуется примерно 20% от всей производимой электроэнергии (2×10¹² кВт×час в год). При этом широко распространенные для целей освещения лампы накаливания имеют крайне низкую светоотдачу около 10лм/Вт (в усовершенствованных галогенных модификациях ~ 20-25лм/Вт), а наиболее эффективные люминесцентные лампы низкого давления – около 80лм/Вт, и эти значения близки к физическому пределу. Кроме того, лампам присущи такие недостатки, как весьма ограниченный срок службы – от нескольких сотен до десяти тысяч часов, механическая хрупкость, наличие разогретых элементов и др. . Необходимость решения этой проблемы инициировала развитие новой отрасли техники, которая в буквальном переводе с английского звучит как «твердотельное освещение» (Solid-State Lighting). По существу, речь идет об использовании полупроводниковых спонтанных источников излучения – светодиодов для решения широкого круга светотехнических задач. Среди них сигнальные системы большого радиуса действия – светофоры, маяки, бортовые огни, навигационные огни; крупномасштабные информационные табло; локальные осветительные системы для медицинского оборудования, автомобилей. взрывоопасных объектов Т.Л. Наконец. наиболее И амбициозный проект связан с применением светодиодов для общего освещения (general illumination), и для его реализации необходимы мощные белые СД на основе нитридов Ш-группы.. Надежды на решение проблемы энергосберегающего освещения не случайно возлагаются на светодиоды (СД). СД потребляют около 17% электрической энергии относительно ламп накаливания и в 2 раза меньше, чем люминесцентные. Ресурс работы лучших светодиодов составляет сто тысяч часов (10 лет), что примерно в 300 раз больше, чем у накальных ламп и в 90 раз больше, чем у компактных . СД имеют малый вес, устойчивы к деформациям и вибрациям и не представляют экологической опасности. Теоретический предел светоотдачи белых светодиодов близок к 300лм/Вт. Экономия электроэнергии при внедрении светодиодного освещения (по оценкам сделанным в США) будет эквивалентна строительству 100 атомных электростанций. О масштабах и перспективах работ в указанном направлении свидетельствует множество фактов. Это и принятие специальных государственных программ по твердотельной светотехнике в США, Европе, Китае, Японии и Kopee, ЭТО И быстрый рост капиталовложений И объема рынка мощных полупроводниковых светодиодов, это и нарастающий поток статей, патентов и конференций по данной тематике [111-114]. Предполагается, что в 2010 году, общий объем светодиодного рынка будет превышать 8 млрд. долларов. В нашей стране исследование и разработка технологии белых СД проводится российскими академическими и университетскими организациями и отечественными промышленными фирмами, в том числе ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника». Однако, реализация потенциальных преимуществ светодиодов как источников света требует еще значительных усилий по их разработке и совершенствованию. Очевидным следствием этого является необходимость разработки конструкций специальных излучающих

кристаллов, способов монтажа и корпусования, обеспечивающих, помимо квантового выхода (безусловное требование), высокого внешнего работоспособность при высоких уровнях возбуждения, низкие джоулевы потери и эффективный отвод тепла. Задача имеет два различных, хотя и взаимосвязанных аспекта. Первая составляющая – развитие технологии эпитаксиального выращивания нитридных AlGaInN/GaN квантоворазмерных излучательных гетероструктур, являющихся основой большинства мощных современных светодиодов видимого диапазона, в том числе и белых. Для подобных применений, помимо высокой эффективности, требуется также высокая выходная оптическая мощность, использование больших плотностей тока накачки. Вторая а значит составляющая заключается в разработке конструкции и технологии изготовления излучающего кристалла, отвечающих требованиям высокой эффективности преобразования электрической энергии в световую при рабочих мощностях. Создание твердотельных источников высоких освещения белым светом идет по нескольким направлениям .Наиболее развитое из них на сегодняшний день – использование синих светодиодов InGaN/GaN на основе квантоворазмерных гетероструктур С люминофорным покрытием.

Основная проблема, препятствующая успешному решению задачи энергосберегающего твердотельного освещения – падение внешней квантовой эффективности этих светодиодов, начиная с низких плотностей тока 10 А/см². Другое направление- получение белого света за счет смешения излучения синего и зеленого диапазона из слоев разного состава твердого раствора, выращенных на одном кристалле. Основная проблема в этом направлении- в несколько раз более низкие значения внешней квантовой эффективности, чем у синих светодиодов, и сильный уход длины волны зеленого излучения с увеличением тока накачки.

Прежде чем обсуждать возможные пути решения этих проблем, кратко вспомним историю развития синих светодиодов, особенности

120

технологии этих материалов и их структурных, электрических И оптических свойств, трудности диагностики свойств наноматериала светоизлучающих структур. История создания первых светодиодов на основе нитридов Ш-группы достаточно драматична. В 60-х годах прошлого века возникла необходимость в создании светоизлучающих приборов для коротковолновой области спектра и в нескольких странах мира, в том числе и в России, начались разработки этого направления на основе нитридов Ш-группы. Однако, сразу же возникла проблема роста слоев, жидкофазная эпитаксия не обеспечивала получение гладких слоев. Основной причиной, препятствующей получению качественных пленок нитрида галлия, было отсутствие подходящих подложек с параметрами решетки и коэффициентами теплового расширения, близкими к нитриду галлия. Важным этапом в выращивании GaN были работы Маруска по получению кристаллов GaN методом газофазной эпитаксии (HVPE). Первые светодиоды на GaN были получены в 1971 году в США Ж.И. Панковым, а в России в 1977г. С.И Радауцаном и В.Г.Сидоровым с сотрудниками. Эффективность светодиодов составляла десятые процента. Для получения эффективных источников излучения необходим был р-п переход и зеркально-гладкие эпитаксиальные слои. Получение слоя р-типа проводимости стало преткновения многие годы, камнем на Т.К. GaN Zn, Be, которые должны были легирование примесями Mg, как действовать акцепторы, не обеспечивало получение р-типа проводимости. В результате во многих странах, в том числе и в России, к середине 70-х годов финансирование этих работ практически прекратилось. Работы продолжали отдельные энтузиасты. Г.В. Сапарин и М.В. Чукичев (МГУ) в 1981-1982г. обнаружили люминесценцию GaN, легированного магнием, под действием электронного пучка. Японскому профессору И. Акасаки В 1986году удалось получить методом эпитаксии ИЗ металлорганических соединений пленки GaN высокого качества, благодаря зародышевого AlN сапфире выращиванию тонкого слоя на И

последующего роста GaN, что отчасти позволило снять несоответствие параметров решетки. Кроме того, И. Акасаки и Амано обнаружили свечение GaN, легированного магнием, под действием электронного пучка и установили, что получен материал р-типа проводимости. Однако, эти привлекли сообщения не внимания, также как статьи молодого исследователя Ш.Накамуры практически неизвестной ИЗ В оптоэлектронной промышленности компании «Nichia Chemical Industries Ltd.». Сообщение этой компании в ноябре 1993 года о завершении разработки голубых светодиодов на основе GaN и о начале их массового производства было подобно взрыву атомной бомбы. С этого момента Ш. Накамура много лет был лидером в разработке светодиодов на основе Шнитридов [111],. Первый коммерческий светодиод был сделан Накамурой в 1994 году и имел эффективность 5.4% [115], потребовалось больше 10 лет, чтобы улучшить этот параметр до 40 % объединенными усилиями нескольких фирм и гигантскими финансовыми вложениями. В России работы по развитию этого направления возобновились в годы перестройки, когда финансирование было сведено к минимуму, а сотрудники исследовательских институтов иногда месяцами не получали зарплату. Но благодаря энтузиазму профессора МГУ Юновича А.Э. направление выжило, и в 1997 году им была организована ежегодная российская конференция «Нитриды галлия, индия и алюминия», объединившая энтузиастов, число которых растет с каждым годом. Почему же путь в светлое будущее оказался таким долгим и сложным? Казалось бы конструктивное решение вполне понятно, физика светоизлучающих приборов на основе гетероструктур A³B⁵ исследована и пути повышения квантовой эффективности светодиодов выяснены в многочисленных исследованиях, в том числе и наших соотечественников, сотрудников ФТИ им. А.Ф. Иоффе во главе с Ж.И. Алферовым. Технология, позволяющая реализовать светодиодную структуру на Ш-нитридах найдена и ростовые установки выпускаются несколькими фирмами. Тем не менее, в течение нескольких лет никто не мог приблизиться к параметрам, полученным Ш. Накамурой, а свойства даже единичных слоев GaN, выращенных на однотипных установках и даже в близких режимах, более того, даже на одной установке, но в разных процессах, могли отличаться, например по подвижности, почти на порядок. Исследования, проведенные в разных лабораториях мира, показали, что этот эпитаксиальный материал по своим структурным свойствам принципиально отличается от традиционных гетероструктур A³B⁵ не только высокой плотностью дислокаций (краевых, винтовых, а также смешанного типа) до 10¹⁰см⁻², но и мозаичной или доменной структурой, а также содержит дефекты упаковки, микропоры и микротрубки. Эти структурные особенности типичны как для отдельных слоев, так и светоизлучающих структур. Формирование такой сложной внутренней организации наноматериала нитридов Ш-группы обусловлено способом его получения, во- первых, в неравновесных условиях, во вторых, на подложках рассогласованных с растущим слоем, в третьих, гексагональной модификацией, когда постоянная решетки по оси с значительно отличается от постоянных решетки а и b. Рост осуществляется в несколько стадий: на начальной стадии роста формируется зародышевый слой, идет образование дислокаций несоответствия и появляются островки (нанодомены) с размерами от нескольких до десятков нанометров, имеющие разные углы наклона и разворота оси с относительно друг друга. На последующих стадиях происходит разрастание доменов и релаксация дислокаций на границах доменов, и вырастает эпитаксиальный слой со следами доменных границ [116], За эти годы разработано множество способов управления этими стадиями роста, направленных на снижение плотности прорастающих дислокаций. Обширная литература посвящена этим важнейшим и интереснейшим вопросам [51,52], мы не будем их обсуждать. Отметим лишь то, что, несмотря на многолетние усилия, снизить плотность дислокаций до значений меньше 10⁴см-² – типичной, для полупроводников A³B⁵, не удалось. Более того, средняя плотность

по-прежнему достаточно высока 10⁸см-², но при этой дислокаций плотности фирма Cree получила светодиоды с внешней квантовой эффективностью 40%, хотя в теоретических работах 4-х летней давности предсказывалось, что повышения эффективности более 20% можно ожидать при снижении плотности дислокаций до значений меньше 10⁷см⁻². [118]. До сих пор отсутствует общепринятая точка зрения о роли дислокаций в формировании электрических и оптических свойств, как отдельных слоев, так и светоизлучающих структур [116,117,119,121]. В результате, механизм безызлучательной рекомбинации не выяснен. Не лучше обстоит дело и с механизмом излучательной рекомбинации. Из многолетней практики разработки СД на других материалах следует однозначный вывод, что при такой плотности протяженных дефектов излучательная рекомбинация должна быть полностью подавлена. Однако, СД светят! Есть предположений: на нитридах несколько малая диффузионная длина дырок, низкая электрическая активность дислокаций, локализация носителей в потенциальных ямах, связанных с флуктуациями состава твердого раствора InGaN (модель с квантовыми точками), « залечивание» дефектов атомами индия [117]. На сегодняшний день общепринятых моделей, объясняющих высокую квантовую эффективность СД на этих материалах, не выработано. Существующие модели, как правило, удовлетворительно объясняют спектры электролюминесценции, причины улучшения параметров конкретного исследуемого СД, но не дают ясных рекомендаций по увеличению квантовой эффективности и мощности излучения СД, в том числе и при плотностях тока выше 100 А/см². Экспериментальные результаты разных исследователей нередко противоречивы, а компании – лидеры в получении высокоэффективных СД, как правило, приводят только лучшие значения полученных параметров, а Представляется, что противоречия и не результаты исследований. физических трудности В понимании механизмов И В развитии теоретических представлений во многом связаны, как уже упоминалось, с

форм многообразием организации наноматериала светоизлучающих структур, большой энергией ионизации акцепторных примесей (160-200 мэВ, что в несколько раз больше, чем на традиционных материалах), а также с особенностями твердого раствора InGaN. Распад твердого раствора начинается с малых толщин 4 нм, что препятствует исследованию его объемных свойств, а, кроме того, активную область СД приходится делать составной в виде набора ям и барьеров. При этом, гетерограницы также могут быть источником безызлучательной рекомбинации [120]. B результате анализируется суммарная информация как об особенностях квантовых ям и барьеров, так и о слое твердого раствора, что и создает многочисленные интерпретации полученных экспериментальных данных. С другой стороны, достигнутый за последнее десятилетие прогресс в получении высоких значений квантовой эффективности во многом обязан применению различных технологических приемов по снижению плотности дислокаций в активной области путем введения дополнительных слоев, изменяющих направление вертикальных дислокаций. Представлялось, что имеюшиеся противоречия вызваны тем, что экспериментально исследуются разные формы организации наноматериала, и проведение сравнительных исследований на светоизлучающих структурах, классифицированных по характеру организации наноматериала, прояснит имеющиеся противоречия. В связи с этим в данной работе, опираясь на развитый при исследовании слоев нитрида галлия подход и диагностику, были светоизлучающих проведены исследования структур, классифицированных по значениям мультифрактальных параметров, и светодиодов, полученных на их основе. Большая часть исследованных структур была выращена методом эпитаксии из металлорганических соединений в группе к.ф.-м. наук Лундина В.В., в ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника» и на фирме Samsung. Формирование светодиодных структур осуществлялось в группе фотолитографии к.ф.-м.наук Ильинской Н.Д. и в ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника », сборка- в ЗАО»СветланаОптоэлектроника». Кроме того, исследовались коммерческие светодиоды фирм Cree и Lumileds.

4.2. Особенности транспорта носителей и безызлучательной рекомбинации в светодиодах на основе MQW InGaN/GaN, классифицированных по характеру организации наноматериала.

При исследовании особенностей излучательной и безызлучательной рекомбинации были использованы представления и методы диагностики, описанные в главах 1-3. Исходя из этого, в первую очередь были проведены исследования морфологии светоизлучающих структур методами АСМ и проведена классификация по характеру организации с использованием мультифрактальных наноматериала параметров. Исследования проводились на нескольких группах светоизлучающих структур с одинаковым традиционным дизайном активной области, содержащей MQW InGaN/GaN из 5 периодов, но с зародышевым слоем, выращенным в разных режимах. Схема расположения слоев и вид светодиода представлены на Рис.4.1. При излучающего ЭТОМ ДЛЯ большинства структур определение мультифрактальных параметров проводилось по всей пластине или на 1/6 части пластины вдоль радиуса или диаметра (Рис. 4.2.). Результаты исследования морфологии показали, что так же, как на слоях нитрида галлия, наблюдается неоднородное распределение дислокаций и в зависимости от условий формирования зародышевого слоя и последующего роста наблюдается преимущественно или трехмерный характер роста Рис. 4.3. Результаты двумерный классификации характера организации наноматериала светоизлучающих структур приведены в Таблице 4.1. На части структур измерения в трех областях, морфология поверхности проводились одной ИЗ светоизлучающих структур (№ 1488) представлена на Рис. 4.4. В этих же областях рентгеновской дифрактометрии методами проводилось определение плотности краевых и винтовых дислокаций. Рентгеновская дифрактометрия разницы не выявила существенной В плотности дислокаций в разных областях пластины, поэтому в таблице приведено значению каждой пластины. Методами только по одному ДЛЯ просвечивающей электронной микроскопии на всех пластинах выявлено присутствие дислокационных и дилатационных границ. При этом по мере улучшения характера организации наноматериала так же, как на нитриде галлия (Глава 3 Рис.3.9), уменьшается количество скоплений дислокаций, протяженность и соотношение дилатационных и дислокационных границ [А23]. Неоднородное распределение дислокаций и их скоплений хорошо выявляется методами атомно-силовой микроскопии. На Рис. 4.3 и 4.4. представлены АСМ изображения поверхностей светоизлучающих структур Важнейшей, с разным характером организации наноматериала. структурной особенностью всех светоизлучающих структур на основе нитридов Ш-группы является то, что система протяженных дефектов, включающая высокую плотность дислокаций (вертикальных до 10⁹ см⁻² и краевых до 10¹⁰ см⁻²), а также мозаичную (колончатую) структуру (Рис.4.5), в силу специфики выращивания и гексагональной модификации этих материалов, пронизывает активную область СД (Рис.4.5.), при этом часть дислокаций проходит через п⁺- область, активную область и p+ область [А29]. Этой особенности, как правило, большинство исследователей не придавало значения, пытаясь связать свойства светоизлучающих структур и светодиодов только с величиной плотности дислокаций, причем чаще всего вертикальных, т.к. их плотность лучше поддается численному контролю. Из светоизлучающих структур, классифицированных ПО характеру организации наноматериала, были изготовлены светодиоды (СД) с размером светоизлучающей площади 300х400мкм и 900х1000 мкм и проведены измерения вольтамперных характеристик (ВАХ) СД. Типичная ВАХ СД представлена на Рис. 4.6. Общим свойством для всех

Таблица 4.1. Плотность дислокаций (приведены значения множителя 10⁹ см⁻²) значения мультифрактальных перед И параметров светоизлучающих структур (размер поля ACM изображений, определения мультифрактальных использованный для параметров, 2х2мкм).

№ Светоизл.		Мультифрактальные параметры						
структуры	Плотность дис.		D			$\Delta_{ m p}$		
	1	2	1	2	3	1	2	3
1498	1.1	12	1.70	1.39	1.91	-0.33	-0.32	
1504	1.03	11	1.57	1.53	1.6	-0.30	-0.32	-0.34
1508	1.1	11	1.69	1.91		-0.32	- 0.34	
1488	0.92	10	1.52	1.65	1.53	-0.29	-0.31	-0.25
1491	1.3	12	1.18	1.16	1.2	-0.27	-0.26	-0.28
2303	1.1	10	1.53	1.46	1.57	-0.29	-0.28	-0.28
2372	1.27	12	1.54	1.42	1.59	-0.30	-0.24	-0.30
1853	1.3	12	1.64	1.47	1.72	-0.38	-0.26	-0.42
1953	1.3	12	1.75	1.60	1.73	-0.31	-0.26	-0.31
60526	1.6	34	1.67			-0.345		
50726	2.1	35	1.75			-0.350		
50520	1.0	10	1.79			-0.355		
50523	1.3	13	1.79			-0.355		
60602	1.0	10	1.75			-0.352		
60314	1.2	12	1.65			-0.345		
60901	1.6	25	1.70			-0.347		
60719	1.95	30	1.60			-0.330		
60510	3.2	34	1.78	1.78	1.81	-0.370	-0.380	-0.380
60720	1.0	11	1.65			-0.345		
60721	1.3	11	1.65			-0.345		





Рис. 4.1. Схема расположения слоев (а) в светоизлучающей структуре и вид сверху излучающего светодиода в корпусе без линзы (б).



Рис.4.2. Расположение областей на светоизлучающей структуре вдоль радиуса пластины, в которых определялись мультифрактальные параметры и плотность дислокаций.



a)



б)

Рис.4.3 . Изображения поверхности в АСМ светоизлучающих структур с разной организацией наноматериала: а) с плохо упорядоченным наноматериалом (Δ_p = 0.370, D=1.60); б) с хорошо упорядоченным наноматериалом (Δ_p = 0.320, D=1.55).

для всех исследованных СД является не стандартный вид полной ВАХ рис.4.6., приведенной в полулогарифмическом масштабе (для наглядности прямая и обратная ветвь приведены в одном квадранте, а величина напряжения смещения приведена по абсолютной величине). ВАХ имеет несколько характерных участков экспоненциальной зависимости тока от напряжения с разным наклоном как в прямом, так и в обратном направлении, что свидетельствует о сложном транспорте носителей тока. Следует отметить, что такой же характерный вид ВАХ, как на Рис. 4.6., наблюдается на СД фирмы Cree и Lumileds, исследованных в данной работе, а также, на первых СД, выращенных Накамурой [115, 122]. Характерные участки ВАХ были наиболее подробно проанализированы в работах наших соотечественников Елисеева П.С. [123] и Юновича А.Э. [122].Ha BAX СД, исследованных в данной работе, также как в упомянутых работах, присутствует участок в узкой области прямых смещений 2.1-2.5В, который хорошо апроксимируется в рамках теории Шокли –Нойса-Саа зависимостью I~exp(qV/2kT) (где q- заряд электрона, V-приложенное напряжение, k-постоянная Больцмана, T- температура по шкале Кельвина) при 300К, описывающей рекомбинационный ток в области объемного заряда р-п перехода, смещенного в прямом направлении. Токи при смещениях меньше 2В не описываются в рамках теории Шокли – Нойса-Саа и с точки зрения этой теории являются избыточными. Температурные зависимости тока при фиксированных смещениях в прямом и обратном направлениях (Рис. 4.7. и Рис.4.8.), в диапазоне температур 300-400К, даже в той области слабые, BAX, напряжений, участок апроксимируется где зависимостью I~exp(qV/2kT) при 300К. В соответствии с теорией на этом участке можно было ожидать сильную зависимость от температуры:

 $J = w \int q U dx \approx q W \sigma v_{th} N_t n_i exp(q V/2kT) \sim N_t n_i$, где: W- ширина области



Рис.4.4. АСМ изображения и соответствующие им черно-белые изображения разных областей (1,2, 3) вдоль радиуса светоизлучающей структуры, отличающиеся по значениям мультифрактальных параметров: 1- (Δ_p = 0.290, D=1.52); 2- (Δ_p = 0.31, D=1.65); 3- (Δ_p = 0.25, D=1.53)





Рис. 4.5. ПЭМ изображения светоизлучающей структуры, а) планарное, б) сечение - активная область, пронизанная дислокацией.



Рис. 4.6. Типичная ВАХ СД: 1-прямая ветвь, 2- обратная ветвь, 3- зависимость I~exp(qV/2kT)

объемного заряда, q- заряд электрона, σ- сечение захвата, v_{th}-тепловая скорость носителей, N_t- концентрация глубоких центров, V – напряжение смещения, n_i – собственная концентрация носителей.

На Рис. 4.7. эта зависимость представлена кривой 2. Хорошо видно, что температурные зависимости СД (кривые 1,3,4) далеки от теоретической (кривая 2), а следовательно прямой ток и на этом участке не является полностью термоактивационным. Избыточные токи СД при смещениях меньше 1В как в прямом, так и в обратном направлении определяются токами туннельной безызлучательной рекомбинации. Зависимость тока СД от напряжения при смещениях меньше 1В как в прямом, так и в обратном направлении носит экспоненциальный характер И зависимостью I= [exp(qV/E)-1].аппроксимируется Is Где Is _ предэкспоненциальный множитель, также имеющий слабую экспоненциальную зависимость от температуры. Энергетический параметр Е, связанный с высотой потенциального барьера для туннелирования, разных BAX И имеет несколько значений на участках слабую BAX температурную зависимость. Такое поведение обычно интерпретируют в рамках теории Моргана [124] и рассматривают избыточные токи как токи туннельной безызлучательной рекомбинации. Следует отметить, что обратная ветвь ВАХ практически во всем диапазоне напряжений определяется туннельной безызлучательной рекомбинацией. ВАХ СД, классифицированных по характеру организации наноматериала Рис.4.9., имеют те же характерные особенности, однако, значения токов туннельной безызлучательной рекомбинацией растут более, чем на 5 порядков по мере ухудшения характера организации наноматериала. При этом в области токов, соответствующих излучательной рекомбинации при смещениях больше 2.5В, очень существенной разницы в ходе ВАХ не наблюдается. Кроме того, выпрямляющие свойства р-п перехода существенно ухудшаются по мере ухудшения характера организации



Рис.4.7. Температурные зависимости тока при фиксированных значениях напряжения в прямом направлении: 1- 2.4B; 3- 2.3- 3B.

Кривая 2- температурная зависимость согласно теории

Шокли – Нойса – Саа.



Рис.4.8. Температурные зависимости тока при фиксированных значениях напряжения в обратном направлении: 1- 0.5B; 2-2B.

наноматериала. В то же время, практически для всех СД, в том числе и на коммерческих СД зарубежных фирм, прослеживается одна общая особенность – выпрямляющие свойства р-п перехода проявляются при смещениях больше 1В, в отличие от ВАХ идеального р-п перехода и переходов на традиционных полупроводниках, для которых выпрямляющие свойства, согласно теории Шокли -Нойса-Саа проявляются, начиная с V> 3kT/q (0.075 В). Кроме того, наблюдается практически полное совпадение величины токов в прямом и обратном направлении при смещениях меньше 1В, т.е. симметричная ВАХ, типичная для зашунтированных р-п переходов. Следует отметить, что в этом диапазоне напряжений ВАХ гомо p-п переходов (Рис. 4.10) в нитриде галлия и СД без ограничительного барьера AlGaN, и с ним (Рис.4.11), демонстрируют ту же особенность, что позволяет утверждать, что избыточные токи не определяются только качеством гетерограницы, а есть более сильные источники безызлучательной рекомбинации [A15,A41]. Ранее исследованные, ВАХ барьеров Шоттки на нитриде галлия (Гл.3 Рис.3.22), тоже выявили такую особенность, но только на барьерах, сформированных на нитриде галлия с ухудшенной организацией наноматериала ($\Delta_p = 0.350$, D=1.60). Как уже упоминалось в Главе 3, появление симметричной ВАХ на барьерах Шоттки наблюдали в работе [105]. Причем, авторы этой работы показали, что этот эффект типичен для областей со скоплениями дислокаций, локально шунтирующих барьер. В результате, токи утечки барьеров Шоттки в цитируемой работе также, как и в данной (гл.3, Рис.3.22), описываются экспоненциальной зависимостью тока от напряжения и имеют слабую температурную зависимость, т.е. определяются токами туннельной безызлучательной рекомбинации. Кроме того, на коммерческих СД фирмы Cree, имеющих высокую квантовую эффективность, наблюдается такое же поведение ВАХ (Рис. 4.10.,б). Совокупность приведенных результатов позволяет предполагать, что токи туннельной безызлучательной рекомбинации определяются свойствами



Рис. 4.9. ВАХ (прямые ветви- 2,4,6; обратные ветви 1,3,5) СД с разной степенью упорядоченности наноматериала Δ_p : 1,2- 0.330; 3,4 – 0.345; 5,6 – 0.355.Прямые и обратные ветви приведены в одном квадранте, напряжение смещения - по абсолютной величине.



Рис.4.10. ВАХ гомо р-п переходов а) и ВАХ СД фирмы Стее б).

системы протяженных дефектов, пронизывающей активную область СД. В пользу вывода об участии системы протяженных дефектов, а не только дислокаций, свидетельствует изменение величины токов отдельных туннельной безызлучательной рекомбинации на несколько порядков (Рис.4.9.) на СД с разным характером организации наноматериала, но с одинаковой плотностью дислокаций, определенной методами рентгеновской дифрактометрии – 10⁹см⁻² и приведенной в Таблице 4.1. Разница в плотности дислокаций в 5 раз наблюдается между этими СД и СД фирмы Cree, и величина токов последних (Рис.4.10.,6) действительно ниже. Оценить характер организации наноматериала этих CД, возможности не было, но нет сомнений в том, что он выше, т.к. фирма использует подложки карбида кремния, и в своих проспектах отмечает высокое качество материала [125]. Полученные результаты, позволяют сделать вывод о том, что величина тока туннельной безызлучательной рекомбинации при обратном смещении несет суммарную информацию о свойствах системы протяженных дефектов. Следует отметить, что ранее связь токов туннельной безызлучательной рекомбинации с системой протяженных дефектов не рассматривалась, а механизм туннелирования в СД на этих материалах не нашел однозначной интерпретации. Известно, что для объяснения избыточных туннельных токов, в полупроводниковых гетероструктурах на основе A³B⁵ было предложено несколько механизмов : а) через глубокие центры, расположенные в области объемного заряда р-п (диагональное туннелирование); б) перехода моногоступенчатое туннелирование по уровням ловушек, сопровождающееся туннельнорекомбинационными переходами, такой механизм возможен при очень высокой концентрации ловушек до10¹⁹см⁻³ [126]. Эти механизмы были проанализированы в работах Елисеева [123] применительно к нитридам и был сделан вывод о том, что механизм диагонального туннелирования в основе MQW InGaN/GaN обеспечивается туннелированием СД на электронов на глубокие уровни дефектов в р-области и туннелированием



Рис.4.13. ВАХ СД с разным дизайном активной области:

a) 1, 3-с барьером р- AlGaN; 2,4- без барьера; б)прямые ветви ВАХ: 1- без барьера п- AlGaN; 2- с барьером п- AlGaN

InGaN с излучательной рекомбинацией на центрах, дырок в Псформированных атомами цинка, преднамеренно введенными в активную область. При этом механизм многоступенчатого туннелирования был рассмотрен как маловероятный. Однако, в более поздних работах, также как и в данной, при получении СД цинк не вводился в активную область, сложный характер ВАХ наблюдался всех исследователей. HO y Присутствие в области объемного заряда высоких концентраций центров, создающих глубокие уровни, должно было бы привести к ярко выраженным температурным зависимостям токов объемной генерации и рекомбинации в соответствии с теорией Шокли-Нойса –Саа, но полученные температурные зависимости Рис. 4.7. не соответствуют такому случаю. В работе [120] избыточные токи связывают с захватом носителей на локализованные состояния гетерограницы InGaN/GaN. Разумеется, этот механизм нельзя исключить. Однако, вышеприведенные результаты исследования ВАХ гомо р-п переходов (Рис .4.10., а) и барьеров Шоттки (Гл.3, Рис.), а также наблюдаемая связь величины токов туннельной безызлучательной рекомбинации характером организации С наноматериала, т. е. со свойствами системы протяженных дефектов, позволяют предположить участие другого механизма. Этот механизм, является разновидностью многоступенчатого механизма туннелирования, связанного с пространственно протяженной системой энергетических уровней в запрещенной зоне полупроводника, локализованных В дислокациях и границах доменов, пронизывающих область объемного заряда, и представляется наиболее вероятным. Подобный механизм с участием дислокаций был проанализирован в работе Евстропова В.В. с соавторами в гетероструктурах на основе твердых растворов фосфида галлия [127]. Очевидно, что для привлечения этого механизма к объяснению избыточных токов СД на нитридах Ш-группы, необходимо проанализировать свойства системы протяженных дефектов. Методами DLTS были проведены сравнительные исследования параметров ловушек в активной области СД с разным характером организации наноматериала, но одинаковым, традиционным дизайном активной области и уровнем легирования р⁺ и п⁺ областей [АЗ6]. Характер организации наноматериала СД определялся следующими мультифрактальными параметрами : для типа A ($\Delta_p = 0.340$) и для типа B ($\Delta_p = 0.355$). DLTS исследования глубоких ловушек в активной области СД производились с помощью спектрометра фирмы BIO-RAD, работающего в режиме двухстробного DL4600 интегрирования. Перед каждым DLTS измерением образец охлаждался до T=80К при приложенном (Ura<0) напряжении обратного смещения, измерения проводились в темноте или при освещении белым светом. В этих условиях были проведены измерения вольт-фарадных (C-V) характеристик СД. Результаты С-V измерений А и В гетероструктур показывают, что при понижении температуры измерения образца до Т=80 К наблюдается смещение C-V- характеристик в сторону уменьшения измеряемых емкостей, которые превышают изменения, обусловленные температурным ходом диффузионного потенциала. С-V- характеристики СД типа А и В подобны. Наиболее вероятной причиной таких изменений C-V- характеристик от температуры могут быть интерфейсные состояния на гетерогранице p⁺-GaN/n- InGaN/GaN при ее совпадении со слоем объемного заряда p-n перехода. Сравнение C-V характеристик, измеренных в темноте и при освещении белым светом, показывает также небольшое смещение их друг относительно друга, которые могут быть обусловлены перезарядкой глубоких уровней доноров и акцепторов, находящихся в активной области СД. Причем концентрация глубоких доноров (Ntd) в СД типа В сравнима с концентрацией мелких доноров (N_d), концентрация компенсирующих глубоких акцепторов (N_{ta}) превышает концентрацию глубоких доноров.

Из С-V-измерений были определены диапазоны напряжений смещения, при которых в спектрах DLTS должны наблюдаться сигналы,

связанные с эмиссией носителей из квантовых состояний ям, рассчитаны эффективной концентрации профили распределения электронов по толщине структуры. Оказалось, что ширина области объемного заряда (OO3) при напряжении обратного смещения $U_r = 0$ равна примерно 0.06 мкм, что на 0.015 мкм меньше суммарной толщины пяти квантовых ям InGaN/GaN (КЯ). Это означает, что из пяти КЯ InGaN/GaN четыре должны находятся в ООЗ при U_r =0. Таким образом, при проведении DLTS измерений у нас имеется возможность исследовать эмиссию электронов из пятой КЯ, которая находится за пределами ООЗ, варьируя величину импульса напряжения регистрации DLTS сигнала U_r, и при напряжении импульса заполнения Uf=0. На Рис.4.13,а и Рис. 4.13,б представлены DLTSспектры СД типа A и типа B, соответственно.. Видно, что DLTS-спектры этих СД содержат два широких пика: низкотемпературный E1 И высокотемпературный E2. Для СД типа (Рис.4.13,а) А низко температурный пик E1 наблюдался только при проведении DLTSизмерений с оптической подсветкой и при U_r ≈1 В, а для СД типа В (рис.4. 13,6) пики E1 и E2 проявляются при DLTS-измерениях в темноте и незначительно увеличиваются по амплитуде при оптической подсветке. Пик Е2 в СД типа А появляется при $U_r \approx 2.2$ В, а в СД типа В при этих значениях U_r амплитуда этого пика увеличивалась на порядок. Для обоих типов СД наблюдалось смещение положения максимума Е1-пика в сторону более высоких температур: для СД типа А пик смещался на ∆Т≈70 К при варьировании Ur от 0.72 В до 1.09 В (Рис.4.13,а), а для СД типа В только на $\Delta T \approx 10$ К (Рис.4.13,б). Подобные изменения амплитуд DLTS- сигналов ΔC при оптической подсветке ранее уже наблюдали на других материалах с квантовыми ямами, и связывали принадлежность таких DLTS-пиков с эмиссией носителей с пространственно локализованных состояний, для которых ΔC зависит от изменения положения уровня Ферми и степени заполнения квантовых или поверхностных состояний [128].

$\Delta C/C = n_d L/(2N_d W^2), \qquad (1)$

где nd поверхностная плотность электронов, захваченных на L- глубина локализованное состояние; слоя квантовых ям, N_d -GaN. концентрация доноров В слое Эта зависимость является отличительной характеристикой для пространственно локализованных состояний в отличие от глубоких уровней дефектов, распределенных по толщине полупроводника. Как отмечалось выше, оптическая подсветка при измерении C-V-характеристик в области низких температур приводила к росту емкости СД и амплитуд DLTS пиков Е1 и Е2 (Рис.4.13), который связан с захватом на глубокие донорные и акцепторные ловушки электронов и дырок, расположенных в активной области, и возбуждаемых светом. При условии, что N_{ta} > N_{td} концентрация нескомпенсированных доноров увеличивается тем больше, чем больше интенсивность света, соответственно изменяются и все остальные величины. Из этих исследований следует однозначный вывод о том, что уровни Е1 и Е2 являются пространственно локализованными состояниями. Причем Е1-пик, по-видимому, связан с эмиссией электронов с квантовых состояний ямы, и его смещение в высокотемпературную область спектра определяется проявлением квантово-ограниченного эффекта Штарка [129]. Различие в поведении Е1-пика для СД типа А и В связанно с тем, что концентрация донорных ловушек в СД типа В увеличивается примерно в 4-5 раз по сравнению с СД типа А, и уровень Ферми смещается ближе к зоне проводимости, увеличивая тем самым степень заселенности квантовых состояний в КЯ. Кроме того, это приводит к росту концентрации свободных носителей в КЯ, экранирующих электронно-дырочное взаимодействие, которое определяет величину смещения Штарка в КЯ [129]. Широкий пик Е2, по-видимому, связан с эмиссией электронов с дефектов. близко расположенных пространственно локализованных Поведение этого пика подобно ранее наблюдавшемуся в радиационнооблученном протонами GaAs [130] и объясненному образованием
протяженных кластеров дефектов. В этих работах было показано, что присутствие близко расположенных дефектов может привести к многофононнному туннелированию электрона с более глубокого уровня на более мелкий уровень. Темп туннелирования электрона будет зависеть от энергии ионизации уровней дефектов, входящих в кластер, расстояния межли дефектами и электрического поля [130]. Данные этих работ и результаты проведенных исследований позволяют предполагать, что широкий пик E2, связан с системой протяженных дефектов. пронизывающих активную область [АЗ6]. Таким образом, в результате С-V и DLTS исследований эмиссии установлено, что в активной области СД следующие соотношения между реализуются концентрациями мелких/глубоких доноров и акцепторов: N_{td}≈N_d, N_{ta} ≥N_{td}. В DLTS-спектрах обнаружено два широких пика E1 и E2, амплитуды которых зависели от оптической подсветки в процессе DLTS-измерений, что позволило определить связь этих пиков с пространственно локализованными состояниями. Затем, используя результаты С-V-измерений, связать Е1-пик КЯ. наблюдаемое DLTS-пика a смещение с состоянием В высокотемпературную область спектра с ростом величины напряжения обратного смещения с проявлением квантово-ограниченного эффекта электронов в КЯ. Относительно Е2-пика было Штарка для состояния определено, что он связан с проявлением эмиссии электронов посредством многофононнного туннелирования с состояний более глубокого уровня на более мелкий уровень. Результаты DLTS-измерений хорошо коррелируют с данными по измерению ВКЭ (п) и наблюдаемым особенностями вольтамперных характеристик(ВАХ) СД Рис.4.9.Величина тока при прямом и обратном смещении для СД типа В, как правило, на (1-2)порядка выше при напряжениях смещения меньше 2В, а совпадение хода прямой и обратной ветви ВАХ (для наглядности ветви построены в абсолютных значениях тока и напряжения) для многих СД вплоть до напряжений 1В коррелирует DLTS-измерений близкой хорошо выводами 0 С

концентрации глубоких донорных и акцепторных центров. Более высокая концентрация донорных ловушек в СД типа В, приводящая к росту концентрации свободных носителей в КЯ, экранирующих электроннодырочное взаимодействие, может быть одной из причин малых значений η СД этого типа. Таким образом, система протяженных дефектов, включающая дислокации, их скопления, а также дилатационные и дислокационные границы доменов, и пронизывающая активную область СД, рассматриваться пространственно локализованная может как протяженная система энергетических уровней в запрещенной зоне, что делает возможным и многоступенчатый механизм туннелирования в такой системе. Поскольку вопрос о роли дислокаций и системы протяженных дефектов в светоизлучающих структурах не получил однозначной интерпретации, необходимо кратко проанализировать имеющиеся точки зрения. Представляется, что есть смысл начать анализ с нитрида галлия. Многочисленные теоретические [117] и экспериментальные работы, выполненные на слоях нитрида галлия с применением таких методов, как электронная голография [83], катодолюминесценция [132,134,155,156], исследование токов, наведенных электронным пучком [73,78,А31,А40], показали, что в нитриде галлия дислокации и их скопления являются электрически 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 зарядом свободных носителей Рис. 4.14. На этом рисунке показана отрицательно заряженная линейная дислокация, притягивающая дырки и отталкивающая электроны [69]. Профили распределения потенциала вокруг ядра винтовой дислокации в нитриде галлия п и р-типа, полученные методом электронной голографии с высоким разрешением 1нм Рис. 4.15., приведены в [84]. Видно, что область дальнодействия ядра дислокации меньше 50нм и невелика по сравнению с



a)



б)

Рис. 4.13. Спектры DLTS p-n-гетероструктур InGaN/GaN с МКЯ: a – образец A, $U_f = 0$ и $U_r = -1.0$ (1) и -2.39 (2) В в темноте, $U_r = -1.0$ (4) и -2.39 (3) В при освещении белым светом; b – образец B, $U_f = 0$ и $U_r = -0.72$ (1) и -1.09 (2) В при освещении белым светом, $U_f = 1.16$ В и $U_r = -2.20$ (3) В темноте.

классическими полупроводниками. Следует отметить, что такой же результат был получен в данной работе методом наведенного тока (Гл.3). Из авторов [84,117,134] работ разных известно, ЧТО картины распределения потенциала вокруг ядра дислокации в п и р -типе нитрида галлия- близкие, но знак заряда дислокаций разный: в п-типе нитрида галлия -отрицательный, а в р-типе –положительный. Кроме того, отмечено, что профили распределения потенциала близки для винтовых и краевых дислокаций. В работе [133] рассмотрено изменение во времени распределения носителей заряда в области положительно заряженной линейной дислокации Рис. 4.16. 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. Последовательность (а-в) показывает, что скопление электронов экранирует потенциалов, барьер разность снижая ДЛЯ дырок. Последовательность (а-в) показывает, скопление ЧТО электронов экранирует разность потенциалов, созданную дислокацией, позволяя дыркам рекомбинировать с электронами. В результате электроны и дырки безызлучательно рекомбинируют через уровни дислокаций. В нескольких работах [79,133, 193], в том числе и в данной [A24], методами DLTS были определены уровни в запрещенной зоне, создаваемые дислокациями. Примечательно, что большинство уровней лежат близко к краям зоны: Е_с-0.25; Ес- 0.54 [A24]. Присутствие подобных уровней наблюдается и в других полупроводниках [136]. 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. Естественно, прямой анализ такой системы



Рис.4.14. Зонная диаграмма полупроводника с отрицательно заряженной дислокацией, притягивающей дырки.



Рис. 4.15. Профили распределения потенциала вокруг винтовой дислокации в нитриде галлия: а) п-типа; б) р-типа

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 Шгруппы светят, несмотря на плотность дислокаций почти на 5 порядков более высокую, чем в полупроводниках АЗВ5. Исходя из этого факта, создано несколько версий [117]: 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. Эта версия проиллюстрирована схематично на Рис. 4.17. [117]. Как показано в работе [137], уменьшение толщины квантовых ям InGaN/GaN из-за образования V-дефектов приводит к уменьшению толщины квантовых ям, что соответствует более широкой запрещенной зоне, и такие зоны экранируют линейные дислокации от подвижных носителей, локализованных в планарных квантовых ямах. Разумеется, все эти версии заслуживают внимания, и с учетом сложности изучаемого объекта не исключена возможность одновременного присутствия заряженных и незаряженных дислокаций. Однако очевидно, что такие модели не могут объяснить наблюдаемую динамику ВАХ и особенности зависимости ВКЭ от плотности тока, а также не охватывают всего наблюдаемого разнообразия свойств дефектной системы. Экспериментальные исследования [138,139, 157], в том числе и данной работы [А37], показывают, что дислокации, а также их скопления и V-дефекты нередко обогащены присутствием металлической фазы Рис. 4.18., а) и б) и их проводимость выше, чем у не обогащенных дислокаций. Кроме того, на V-дефектах, обогащенных индием, в работе [139,135] наблюдали излучательную рекомбинацию с большей длиной волны, чем в соседней области Рис. 4.18 в). В данной



Рис. 4.16. Изменение во времени распределения носителей заряда в области положительно заряженной линейной дислокации.



Рис.4.17. Зонная диаграмма InGaN с кластерами, обогащенными In , в которых локализуются носители зарядов и не диффундируют к дислокациям.

работе методом наведенного тока наблюдались такие проводящие области виде ярких наиболее проводящих точек с размером 100нм на в изображении светоизлучающей структуры Рис. 4.18., г) [АЗ7]. Плотность этих точек около 10³ cm⁻². Картина распределения областей с повышенной безызлучательной рекомбинацией подобна, наблюдавшейся ранее в слоях нитрида галлия (гл.3, Рис.3.11). Темные точки по количеству (их $10^{8} - 10^{9} \text{cm}^{-2}$ около И поведению ассоциировались плотность С дислокациями, и проводимость в области темных точек была выше, чем в соседних более светлых областях [АЗ7]. Кроме того, выявляются протяженные области с повышенной скоростью безызлучательной рекомбинации, образованные дислокационными стенками Рис. 4.18.,д). 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 [140]. Проявление динамических свойств дислокаций, пронизывающих область р-п перехода (так особенно дислокаций, называемых проникающих), хорошо известно В кремнии И В полупроводниках АЗВ5 [136]. Развитые для таких дислокаций модели базируются представлении дислокаций В трубки на виде пространственного заряда с проводящей нитью. Причем свойства такой трубки зависят от степени заполнения плотности состояний и напряжения приложенного к области объемного заряда р-п перехода Рис.4.19. [136]. Рост степени заполнения 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



Рис. 4.18. ПЭМ микрофотография дислокаций: а) обогащенной индием, б)обогащенной галлием. Спектр фотолюминесценции В кратере, обогащенном индием, и в соседней области-в). Проводящие скопления дислокаций, обогащенные металлической фазой **(B** сканирующем микроскопе в режиме наведенного тока)- г). Проводящие дислокационные стенки в светоизлучающей структуре(в сканирующем микроскопе в режиме наведенного тока)-д).

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, пространственным зарядом. Кроме создаваемого того, повышение температуры выше комнатной приводит к переходу центров захвата электронов в рекомбинационные центры, что связано с присутствием запрещенной зоны. Увеличение поля, центров близких краям К приложенного к области пространственного заряда между р и п слоями приводит к появлению избыточного тока, превышающего плотность тока вне дислокационной трубки. Причем, в мощных приборах и лазерах такие являются местами образования области микроплазм И выгорания материала [136]. Очевидно, что для анализа электронных свойств и поведения проникающих дислокаций в светоизлучающих структурах на основе нитридов Ш-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. Приближение дислокации в виде трубки пространственного заряда, по-видимому, на этих материалах тоже применимо, и это подтверждается методами наведенного тока, т.к. экспериментально вокруг дислокации наблюдается область ядра пространственного заряда Рис. 4.15. Состояния по краям запрещенной зоны полупроводника, вызванные присутствием дислокации, также выявляются, т.е. проявление динамических свойств дислокаций также возможно.

Если предположить, что поведение дислокаций, их скоплений и дилатационных и дислокационных границ в светоизлучающих структурах

153



Рис.4.19. Дислокация D1 как шунт в области пространственного заряда р-п перехода, электрически неактивная дислокация D2.



Рис.4.20. Участок ВАХ при плотности тока от 40 до 75 А/см² СД Сгее, свидетельствующий о рекомбинации в низкоомных областях .

на основе InGaN/GaN подобно, описанному для традиционных материалов, то при малых смещениях, меньше 1В, можно ожидать появление симметричной ВАХ с быстрым нарастанием тока с напряжением, отражающей установление равновесия в системе, содержащей области дислокации в разном зарядовом состоянии [136]. Затем с ростом приложенного напряжения в прямом направлении происходит заполнение обмен носителями ловушек ПО краям 30H И между ними И соответствующей зоной, т.е. образование центров прилипания. Этот процесс должен приводить к появлению участка слабой зависимости тока от напряжения, т.к. в этом случае проводимость дислокационной трубки почти не растет. Следовательно, проводящие каналы перестают играть определяющую роль, и в транспорте носителей начинают участвовать термализованные носители во всех остальных областях материала, И должны проявляться выпрямляющие свойства р-п перехода. Такая картина вполне соответствует наблюдаемой динамике BAX СД InGaN/GaN при малых смещениях. После формирования барьера начинается инжекция и резкое нарастание тока прямой ветви, которая прослеживается на всех СД, но особенно ярко проявляется на СД фирмы Стее Рис.4.10.,б) и СД с хорошей организацией наноматериала Рис.4.9.(кривая 1,2). Дальнейший рост напряжения (инжекционного тока) может приводить к двум явлениям: а) переходу центров прилипания в центры рекомбинации, начиная с $2x10^{18}$ см⁻³ и б) росту проводимости по концентраций носителей дислокационной трубке в той ее части, где происходит сужение области объемного заряда, а значит растет перекрытие волновых функций внутри дислокационной трубки, результате И В можно ожидать рост проводимости согласно [136]. Рост проводимости дислокационных каналов практически означает, что низкоомные области п⁺ и р⁺ -типа СД могут участвовать в рекомбинационном процессе. Следует также отметить, что ограничивающий поток электронов барьер AlGaN, как было показано выше, практически формируется при малых смещениях и его поведение при больших плотностях тока является полной неопределенностью. Прямые измерения ВАХ в этом диапазоне токов не информативны, но косвенные проводимости безызлучательной признаки канала рекомбинации и шунтирования активной области низкоомными областями проявляются в появлении при плотностях тока больше 20А/см2 участка зависимости тока $I \sim (V - V_0)^2$, где (где V_0 -падение напряжения на контактах) Рис.4.20.Такая зависимость согласно теории двойной инжекции (разработанной В,И. Стафеевым [141] применительно к светодиодным структурам на соединениях $A^{3}B^{5}$), свидетельствует об участии в безызлучательной рекомбинации низкоомных областей светоизлучающей структуры. Таким образом, можно предполагать, что в этом диапазоне напряжений система протяженных дефектов снова шунтирует активную Следует отметить, что участок зависимости I~(V-V₀)² на область. светоизлучающих структурах на основе нитридов Ш-группы наблюдали А.Э. Юнович и А.Н.Ковалев с соавторами [142] и обсуждали эти результаты в рамках теории двойной инжекции, но при этом не рассматривали в качестве канала безызлучательной рекомбинации систему протяженных дефектов. Разумеется, применительно к СД на нитридах Шгруппы рассмотрение возможно только на качественном уровне, т.к. теория разработана для токов безызлучательной рекомбинации в рамках модели Шокли-Рила–Холла.

Представляется, что изменение электронных свойств системы протяженных дефектов с ростом концентрации неравновесных носителей и напряженности поля может быть ключом к пониманию процессов безызлучательной и излучательной рекомбинации в светоизлучающих структурах на основе InGaN/GaN. В пользу такого предположения свидетельствуют следующие факты: малые размеры области пространственного заряда вокруг дислокации-50 нм по сравнению с другими материалами заполнение электронных состояний, созданных

системой протяженных дефектов с ростом концентрации неравновесных носителей и подавление таким образом этого канала безызлучательной рекомбинации.

Проведенные исследования позволяют сделать вывод о том, протяженных дефектов что система является основным каналом безызлучательной рекомбинации во всем диапазоне смещений в обратном направлении. Величина токов утечки при смещении В обратном направлении характеризует суммарные электронные свойства системы протяженных дефектов, структурные особенности которой определяются характером организации наноматериала. В прямом направлении при меньше 2B, определяющий смещениях вклад ЭТОГО канала В безызлучательную рекомбинацию не вызывает сомнения, при смещениях больше 2В известные свойства проникающих через область объемного заряда р-п перехода дислокаций позволяют предполагать участие этого канала в безызлучательной рекомбинации. Участие этого канала в работе СД при больших смещениях В прямом направлении требует дополнительных исследований. Общим свойством для всех СД на этом материале является неудовлетворительная работа барьера p-AlGaN. Свойства нелинейных систем проявляются в динамике прямой ветви ВАХ CД, вызванной перестройкой электронных состояний системы протяженных дефектов с ростом концентрации неравновесных носителей заряда и определяющей роли этой системы в формировании канала безызлучательной рекомбинации.

4. 3. Проявление свойств нелинейных систем в особенностях излучательной рекомбинации.

4.3.1. Взаимосвязь значений внешней квантовой эффективности с характером организации наноматериала.

В этой части работы были определены значения внешней квантовой эффективности, в соответствии с общепринятым Международным стандартом [143], при плотностях тока 10А/см² и 50А/см² на СД, светоизлучающих собранных ИЗ структур с разным характером организации наноматериала. Результаты этих измерений позволили выявить корреляцию значений внешней квантовой эффективности при плотности тока 10A/см² со значениями мультифрактальных параметров Рис. 4.21-4.23 . На графиках наблюдаются довольно широкие области значений мультифрактальных параметров для которых ВКЭ практически не изменяется, но имеет некоторый разброс значений в пределах нескольких процентов, а начиная с некоторого значения наблюдается падение значений ВКЭ. Таким образом, корреляция ВКЭ со значениями мультифрактальных параметров носит пороговый характер, и он наиболее параметра $\Delta_{\rm p}$, характеризующего ярко выражен для степень упорядоченности на локальном уровне(нарушение локальной симметрии). Для СД, собранных из светоизлучающих структур с плохой организацией наноматериала, начиная с ($\Delta_p > 0.345$) падение значений ВКЭ с ухудшением значений мультифрактальных параметров очень сильное, и достигает порядка. Эти пороговые зависимости, OT части проясняют противоречивость результатов разных авторов по влиянию дислокаций на значения квантовой эффективности: если характер организации наноматериала соответствует плато на графиках Рис. 4.21. - 4.23., то заметной связи с плотностью дислокаций не должно наблюдаться, если же характер организации наноматериала соответствует области спада, то такая зависимость вполне возможна. Кроме того, очевидно, что при уровне самоорганизации наноматериала И степени упорядоченности,

соответствующих спаду , на приведенных зависимостях, проведение



Рис.4.21. Корреляция значений ВКЭ при плотности тока накачки 10 А/см2 с мультифрактальным параметром Δ_p (степень упорядоченности)



Рис.4.22. Взаимосвязь значений ВКЭ при плотности тока накачки 10 А/см2 с мультифрактальным параметром степень упорядоченности Δ_c



Рис.4.23. Взаимосвязь значений ВКЭ при плотности тока накачки 10 А/см² с мультифрактальным параметром D (уровень самоорганизации)



Рис. 4.23. Корреляция значений ВКЭ при плотности тока накачки 50 А/см² с мультифрактальным параметром Δ_p (степень упорядоченности, степень нарушения локальной симметрии).

исследований по влиянию дизайна активной области, а также уровня легирования могут оказаться не достаточно эффективными, т.к. вклад особенностей организации наноматериала в процессы рекомбинации в этом случае является определяющим. Практика многократно подтвердила этот вывод. Особенно ярким подтверждением являются многолетние неудачи молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) в создании светодиодов во всех лабораториях мира. Несмотря, на все преимущества МПЭ, из-за низких температур роста эта технология не смогла реализовать рост нитрида галлия с хорошей организацией наноматериала, что и стало камнем преткновения в получении светоизлучающих структур. Только в последние несколько лет, благодаря использованию темплат, выращенных эпитаксией металлоорганических соединений, ИЗ появились первые

обнадеживающие результаты [144]. Довольно неожиданным результатом оказался сдвиг пороговых значений Δ_p , причем значительный, на зависимости отражающей корреляцию значений ВКЭ со значениями Δ_{p} , при больших плотностях тока 50А/см² Рис.4.23. Пороговая зависимость ВКЭ от значений Δ_p тоже наблюдается, но падение ВКЭ начинается при существенно больших значениях Δ_p >0.370, т.е. совсем при плохой организации наноматериала. В результате для СД, полученных из материала с уровнем упорядоченности $\Delta_p = 0.360$ при плотности тока 10А/см² значения ВКЭ на уровне 1%, т.е в 10 раз меньше, чем на СД с хорошей организацией наноматериала, а при плотности тока 50A/см² значения ВКЭ на этих СД отличаются меньше, чем в 2 раза. Наблюдаемые существенные расхождения В пороговых значениях степени упорядоченности при плотности инжекционного тока 10А/см² и 50 А/см² позволили предположить, что эти расхождения связаны с изменением механизма рекомбинации и возникла необходимость более подробного исследования зависимости ВКЭ от плотности тока (η(I)) для СД с разным характером организации наноматериала. Проведенные исследования показали, что характер этой зависимости существенно отличается для СД с



Рис.4.24. Зависимость ВКЭ от плотности тока для СД с плохой организацией наноматериала ($\Delta_p = 0.355$, D=1.79)



Рис.4.25. Зависимость ВКЭ от плотности тока для СД с хорошей организацией наноматериала ($\Delta_p = 0.33$, D=1.55)

плохой организацией наноматериала ($\Delta_p = 0.355$, D=1.79) Рис. 4.24. и с хорошей организацией наноматериала ($\Delta_p = 0.330$, , D=1.60) Рис.4.25.

На графиках представлены типичные зависимости, измерения проводились на СД без линз. Характер зависимости η (I), для СД с плохой организацией наноматериала Рис.4.24. в этом диапазоне плотностей тока, очень близок к обычно наблюдаемому, на СД на основе традиционных A^3B^5 , например на твердом растворе AlGaAs [145], с постепенным выходом на максимум при плотностях тока 20-30мА. Характер зависимости η (I), для СД с хорошей организацией наноматериала ($\Delta_p = 0.33$, D=1.55) Рис.4.25. в этом диапазоне плотностей тока, имеет явно выраженный максимум ВКЭ, причем при плотностях тока меньше $5A/cm^2$. Таким образом, при плотностях тока меньше $5A/cm^2$, ВКЭ СД с хорошо организованным наноматериалом почти на порядок выше, а при плотностях тока 50 A/cm^2 отличается только в 2 раза. По мере ухудшения характера организации наноматериала наблюдается уменьшение величины максимума и его сдвиг в сторону больших плотностей тока накачки Рис.4.26. Значения ВКЭ при плотности тока 50А/см² на таких СД существенно не отличаются для таковых на СД с сформированных максимумом при меньших плотностях, т.е. на светоизлучающих структурах с лучшей организацией наноматериала. Движение максимума зависимости $\eta(I)$ в сторону больших плотностей тока Рис.4.26., коррелирует с ростом токов утечки СД, при смещениях меньше 2В, Рис.4.8. Этот экспериментальный факт, позволяет предполагать, что избыточные токи туннельной безызлучательной рекомбинации, приводят к перераспределению поля в активной области, и для выхода СД с ухудшенной организацией наноматериала на максимум ВКЭ, необходимо приложить большие напряжения смещения. Следует отметить, ЧТО присутствие максимума при малых плотностях тока, отмечалось во многих работах [117], также как довольно высокие значения ВКЭ, достигнутые ,несмотря на большую плотность дислокаций.



Рис.4.26. Зависимость ВКЭ от плотности тока для СД с разной организацией наноматериала: 1- (Δ_p = 0.320, D= 1.5) ; 2– (Δ_p = 0.330,D=1.6); 3- (Δ_p = 0.360, D= 1.9

В работах последних десяти лет, высокие значения ВКЭ связывают с локализацией носителей в квантовых точках [147,148,152]. Появление квантовых точек связывают с флуктуациями состава твердого раствора InGaN, имеющими размер порядка единиц нанометра, с повышенным, почти в 2 раза содержанием индия, по сравнению с основным составом слоя. Основанием, для таких предположений послужили, типичные для СД InGaN/ широкие на основе GaN, спектры электро И (типичные фотолюминесценции значения 100мэВ на полувысоте), поглощения Урбаховский хвост [149], размазанный спектра не соответствующий параболическому поведению модели поглощения в хвостах плотности состояний, особенности поведения спектров электро [150] и фотолюминесценции [151] при низких температурах, а также обнаруженные методами просвечивающей электронной микроскопии на изображениях сечения квантовых ям InGaN/ GaN, темные точки с размерами меньше 5 нм, которые были интерпретированы как квантовые точки, обогащенные индием [152]. Следует отметить, что в более поздних работах по просвечивающей электронной микроскопии, проведенных в Оксфорде [153], было показано, что появление таких точек на микрофотографиях, полученных просвечивающей электронной микроскопией, вызвано действием электронного пучка. Однако, присутствие областей обогащенных индием с такими размерами, но не с такой плотностью и регулярностью, было выявлено и другими методами [154]. Эти методы достаточно сложные и ими владеют отдельные Опубликованные Рис.4.27. лаборатории мира. данные [154], неоднородности состава твердого раствора, которые не демонстрируют ограничиваются формированием неоднородностей порядка нескольких нанометров. Во- первых, видно, что наблюдается расслоение состава в прилегающих областях, а также присутствуют области с меньшими изменениями состава, большей протяженности. Во-вторых, НО

наблюдаются флуктуации ширины слоя твердого раствора. Более многочисленные работы



б)

Рис. 4.27. Просвечивающая электронная микроскопя высокого разрешения. Распределение состава по индию в слое In_{0.18}Ga_{0.82}N: а) до заращивания слоем нитрида галлия; б) после заращивания [154].



Рис.4.28.Спектр катодолюминесценции светоизлучающей структуры[157].

[139,157] 1 по пространственно разрешенной катодолюминесценции присутствующие показали, что спектре катодолюминесценции В длинноволновые плечи с меньшей интенсивностью, чем основной пик Рис.4.28., связаны с реальными локальными областями, которые хорошо выявляются монохроматических картинах распределения на катодолюминесценции. При этом, плечам с меньшей интенсивностью соответствует меньшее количество областей на монохроматическом изображении. Для исследованных в работе InGaN слоев с x=0.12 наблюдалось несколько пространственно разделенных областей, с разными размерами и излучающие на длинах волн 455(основная полоса), 479нм, 501нм и 518 нм. Размеры этих областей, для разных длин волн излучения изменяются от сотен нанометров до микрона. Микрофотолюминесценция с высоким пространственным разрешением подтверждает эти данные [158,159]. Сканирование с разрешением В 30нм светоизлучающей структуры микрозондом выявило области с разной длиной волны излучения с размерами от 30 до 100 нм Рис.4.29.,с). 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 латеральными размерами от 10 нм и до нескольких микрон. При этом, величина флуктуаций состава для таких областей меньше Рис. 4.29.а),б), чем в случае точек сильно отличающихся по составу индия, согласно [154] Рис. 4.27. В теоретических работах Шкловского Б.И. и Эфроса Ал.Л. [160], Шкловского Б.И. и Барановского С.Д. [161], а также Леванюка А.П. [162] показана возможность локализация носителей в флуктуациях потенциала пространственных неоднородностей с латеральными размерами до 100нм, а также в экспериментальных работах по исследованию СД, полученных на компенсированном GaAs [163]. Разумеется использование соотношений ,полученных в этих работах нельзя считать совершенно правомерным, т.к. расчеты выполнены для случая сильнолегированных материалов, а также



Рис. 4.29. Распределение дефектов в структуре на основе 2 MQW InGaN/GaN в ACM (а) и распределение длины волны излучения, измеренное в том же поле при 30К (б). Размер поля 4х4мкм. Микрофотолюминесценция (с) [158].



Рис.4.30. Флуктуации ширины запрещенной зоны в активной области светоизлучающих структур (а). Зонная диаграмма идеальной гетероструктуры InGaN/GaN с одной ямой (б).

компенсированных. Флуктуации ширины запрещенной зоны в этом случае вызваны скоплениями примесей, и области локализации электронов и дырок пространственно разделены. Представляется, что в светодиодных структурах на основе InGaN/ GaN, такой механизм локализации тоже может иметь место, т.к. р- область сильно легирована, как правило, почти до 10²⁰см³, тонкий слой низкотемпературного нитрида галлия, обычно выращиваемый между р⁺-областью и активной областью, также барьеры активной области компенсирован, а перекомпенсированы Ha особенности кремнием. ЭТИ наложены флуктуации ширины запрещенной зоны, вызванные флуктуациями состава, рис. 4.30.а). Присутствие в активной области флуктуаций ширины запрещенной зоны разной глубины и латерального размера Рис. 4.30.,а) неизбежно должно приводить к сосуществованию локализованных и делокализованных носителей и неравновесному заполнению этих флуктуаций. Согласно выводам теоретических работ Суриса Р.А. и Асряна Л.В. [20, 21] при

169

локализации носителей в наиболее глубоких флуктуациях потенциала, связанных с квантовыми точками, вклад локализованных носителей в излучательную рекомбинацию в широком диапазоне температур будет определяющим. Определяющий вклад локализованных носителей можно ожидать, исходя из зонной диаграммы идеальной светоизлучающей структуры Рис.4.30.,б). Тем более, что присутствие квантовых ямах InGaN/GaN является хорошо известным экспериментальным фактом, и выявляется на микрофотографиях просвечивающей электронной светоизлучающих структур Рис. 4.5.Таким образом, микроскопии 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. Были предприняты попытки, выяснить, какой из возможных вариантов локализации реализуется. Хорошо известно, что поведение спектров электро и фотолюминесценции в диапазоне температур 10-300К несет информацию об особенностях заполнения флуктуаций потенциала носителями. Исхоля ИЗ этого, были проведены исследования температурных зависимостей спектров электролюминесценции при двух значениях плотности тока 5А/см² и 100А/см² на СД с разным характером организации наноматериала.

4.3.2. Особенности спектров электролюминесценции СД в диапазоне температур 50-400К.

Из спектров электролюминесценции СД, полученных в диапазоне температур 50-420К, были определены изменения положения максимума излучения с температурой для СД с хорошей организацией наноматериала (Δ_p =0.320,D=1.60) (Рис.4.31,а,кривая1), и с плохой организацией наноматериала (Δ_p = 0.360, D= 1.9) (Рис.4.31,б - черные квадраты). Причем , измерение спектров СД с хорошей организацией наноматериала было проведено при двух уровнях накачки 5А/см² и 100А/см², а на СД с плохой организацией наноматериала только при минимальном для этого СД

170

уровне накачки - 30А/см². Для СД с хорошей организацией наноматериала S-образной является появление зависимости типичным положения максимума излучения от температуры при низком уровне накачки - 5A/см² Рис.4.31(кривая.1). Форма линии при T=50К и плотности тока 5А/см² свидетельствует неравновесном 0 заполнении локализованных электронных состояний. Сравнение спектров электролюминесценции при двух уровнях накачки 5A/см² и 100A/см² при температурах 50 и 400К Рис.4.32., а и б , также свидетельствует о том, что неравновесное заполнение хорошо выявляется при 50К, а измерения проведенные при температуре 420К дают практически совпадающие значения как по ширине спектра, так и по положению максимума излучения. Ширина спектров случайного потенциала, позволяет оценить масштаб связанного с флуктуациями состава In_xGa_{1-x}N, как 100 m₃V, т.е. вполне, типичные значения, обычно приводимые в публикациях [117]. При этом изменение положения максимума излучения с температурой в области температур



Рис.4.31. Зависимость положения максимума излучения от температуры СД с разным характером организации наноматериала: а) (Δ_p = 0.320, D= 1.60), 1- по Варшни, 2-СД при 100А/см², 3-СД при 5 А/см²; б) (Δ_p = 0.360, D= 1.9), СД при 30А/см² – черные квадраты, красные квадраты - по модели заполнения « хвостов» плотности состояний.



Рис.4.32. Спектры электролюминесценции СД (Δ_p= 0.320, D= 1.60) с хорошей организацией наноматериала при двух плотностях тока 5 и 100А/см² при 50К(а) и при 420К(б).

ниже 200К не описывается изменением ширины запрещенной зоны, в формулой Варшни Рис.4.31,а.(кривая3.): Eg-7.7x10⁻ соответствии с ⁴T²/(T+600), и в рамках модели [164] заполнения « хвостов» плотности состояний Рис.4.31.,б (красные квадраты). Наблюдаемые особенности, хорошо согласуются с опубликованными результатами многочисленных исследований и анализа температурных зависимостей спектров электро и фотолюминесценции [150, 151]. Основной вывод сводится к тому, что Sобразные зависимости отражают неравновесный процесс заполнения флуктуаций носителями потенциала. При этом, наблюдаемая проведенный Шуром [150], температурная зависимость и расчет, о том, локализация позволили ему сделать вывод, ЧТО экситона осуществляется преимущественно в диапазоне температур до 200К, а, следовательно, флуктуаций велика. Температурные величина не зависимости, полученные в данной работе, также позволяют сделать такой вывод. Такое же заключение сделано в работе [158]. Таким образом,

172

поведение спектров в диапазоне температур ниже 300К отечественных СД с хорошей организацией наноматериала является типичным для СД на этих материалах. Грубые оценки в рамках модели туннельной излучательной рекомбинации в неупорядоченных полупроводниках Шкловского И Барановского, дают величину пространственного потенциала при низких температурах и малых уровнях возбуждения -80мэВ, а при комнатной температуре 20 мэВ, а при высоком уровне возбуждения при комнатной температуре близкую к 0. Для СД, с плохой организацией наноматериала, (Рис. 4.31,б - черные квадраты), изменение положения максимума излучения с температурой, в диапазоне 100-300К, хорошо согласуется с расчетной зависимостью по модели заполнения «хвостов» плотности состояний (красные квадраты Рис. 4.31б). Таким образом, для СД с плохой организацией наноматериала, эффекты, связанные с участием локализованных состояний практически не наблюдаются. Для этих СД в отличии от СД с хорошей организацией наноматериала Рис.4.26.(кривая 1) не наблюдается максимума на зависимости η(I) Рис.4.26.(кривая 3) при малых плотностях тока и 300К, что позволяет предполагать связь максимума ВКЭ при малых плотностях тока с вкладом в излучательную рекомбинацию локализованных носителей. Исходя из этого было выяснено влияние температуры на поведение максимума ВКЭ на СД с хорошей организацией наноматериала. На (Рис.4.33) представлены зависимости η(I) такого СД в диапазоне температур 100-420К. Следует отметить, что первые спектров и зависимости η(I) на отечественных СД, при измерения температуре 50К, были проведены Павлюченко А.Н. и Черняковым А.Е., а при 300-420 К Закгеймом А.Л. Зависимости η(I), полученные в данной работе, в диапазоне температур 100-420К Рис. 4.33, хорошо согласуются, с ранее опубликованными в работе [151], по исследованию зависимости мощности излучения синих СД от плотности тока в диапазоне температур 50-300К. В этой работе максимальные значения мощности при малых плотностях тока наблюдали при 200К. Из приведенной на Рис. 4.33.

зависимости видно, что максимальные значения ВКЭ наблюдаются при низких температурах 100-200К, а рост температуры сопровождается уменьшением значений ВКЭ в максимуме, а также сдвигом положения максимума в область больших плотностей тока (больших значений приложенного напряжения) и его уширением, а при температуре 420К практически исчезновением максимума. Наблюдаемая эволюция зависимостей η(I) с температурой, подобна ранее обсуждавшейся (Рис.4.26)) в этой же главе, эволюции зависимостей $\eta(I)$, наблюдавшейся уровня организации наноматериала СД, с той только при ухудшении разницей, что значения ВКЭ для СД с плохой организацией наноматериала были намного ниже при плотностях тока меньше 10A/см², а постепенный выход на максимальные значения происходил при больших плотностях тока. Представляется, что такое поведение зависимостей, как с ростом температуры, так и с ухудшением организации наноматериала, вызвано участием в рекомбинационных процессах локализованных и



Рис.4.33. Зависимости $\eta(I)$ для СД в диапазоне температур 100-420К.



Рис. 4.34. Зависимость эффективности собирания носителей коллектором от энергии пучка для СД с разным количеством ям: 1-1 яма, 2-5 ям. Сплошные кривые-расчет, точки-эксперимент.

делокализованных носителей. Причем, эта особенность является общей для СД на основе InGaN/GaN, и свидетельствует о том, что локализация происходит в довольно мелких флуктуациях состава и, по-видимому, в этом процессе основными участниками являются не квантовые точки и не ямы, а области переменного состава твердого раствора с размерами от 10 до 500 нм. Совокупность полученных результатов позволяет предполагать что, при 300К вклад локализованных носителей в большей мере проявляется при малых плотностях тока и с ним связан максимум ВКЭ, а вклад делокализованных носителей при больших плотностях тока. Предположение о том, что, только часть носителей локализована, нашло исследовании подтверждение результатах, полученных при В светоизлучающих структур методами наведенного тока [АЗ7]. Основы методики были кратко описаны в гл.3. Для исследования светоизлучающих структур был проведен расчет методом Монте-Карло зависимости

функции генерации электронно-дырочных пар от энергии пучка [АЗ7]. Расчет показал, что присутствие квантовых ям и локализация носителей в них должны приводить к уменьшению тока собираемого коллектором. Сопоставление результатов расчетов без с ямами И них, С экспериментальными зависимостями, позволяет грубо оценить, какая генерируемых пучком электронно-дырочных часть пар оказалась локализованной в активной области. На рис. 4.34. представлены зависимости эффективности собирания носителей от энергии пучка для светоизлучающих структур с 1 ямой в активной области и с 5 ямами. Экспериментальные значения (точки на графике) хорошо согласуются с расчетом. Из полученных данных следует, что в структуре с 5 ямами около 50% носителей локализовано в активной области, а в структуре с 1 ямой только 30%. Этот результат согласуется с данными по ВКЭ на этих структурах Рис.4.36. Причем максимальная разница в значениях ВКЭ наблюдается при малых плотностях тока, т.е в области, где вклад локализованных носителей может быть максимальным, при этом в области больших плотностей тока разница в значениях ВКЭ небольшая.



Рис. 4.36. Зависимости η(I) при 300К для СД с разным количеством ям: 1яма, 2-5 ям.



Рис.4.37. Падение ВКЭ с плотностью тока на постоянном токе и в импульсном режиме на СД из разных материалов: a) InGaN; б)AlGaN

(Наблюдаемая разница в значениях ВКЭ будет обсуждаться в следующем разделе.) Таким образом, при комнатной температуре только часть Совокупность носителей оказывается локализованной. полученных предполагать, локализация носителей, результатов позволяет что определяющая максимальные значения излучательной рекомбинации при происходит трех мерных областях с малых плотностях тока, В характерными размерами 10-500 нм с небольшими флуктуациями состава. В пользу такого предположения свидетельствуют следующие факты: обычно наблюдаемое на СД, ранее включение, т.е. появление излучения при смещениях на 0.2-0.4 В меньших, чем напряжение соответствующее максимуму излучения, а также сильное влияние на величину максимума ВКЭ характера организации наноматериала, неравновесный характер заполнения состояний носителями при низких температурах, гашение максимума ВКЭ при сравнительно низких температурах. Очевидно, что если бы основной процесс локализации происходил в квантовых точках и в MQW активной области, при имеющейся разнице в ширине запрещенных зон, гашение максимума в исследованном диапазоне температур не должно проявляться. Кроме того, было бы безызлучательная так сильно рекомбинация, связанная с системой протяженных дефектов, практически не может подавлять излучательную рекомбинацию в квантовых точках, в квантовых ямах ее влияние может проявляться, но наиболее сильное влияние этого канала безызлучательной рекомбинации можно ожидать для пространственных областей с небольшими размерами, практически соизмеримыми с отдельными частями системы протяженных дефектов. Именно эффект подавления излучательной рекомбинации ЭТОТ локализованных носителей и наблюдается по мере ухудшения характера организации наноматериала, т.е. усиления роли канала безызлучательной рекомбинации, связанного с системой протяженных дефектов. Полученные результаты показали, что вид зависимости ВКЭ от плотности тока определяется соотношением излучательной рекомбинации локализованных и делокализованных носителей. По мере увеличения параметров Δ_p и D или плотности тока, или роста температуры вклад локализованных носителей уменьшается и при плотностях тока больше 50 А/см² для большинства СД вклад делокализованных носителей преобладает. Эти результаты позволяют обсудить хорошо известный эффект падения ВКЭ с несколько других позиций, чем он обычно рассматривался.

4.3.3. Эффект падения ВКЭ в СД на основе MQW InGaN/GaN.

В последнее десятилетие большое количество исследований [145, 146,167-172] посвящено выяснению причин падения ВКЭ СД на основе InGaN/GaN при плотностях тока в несколько раз меньших, чем на традиционных СД на основе A³B⁵. Приведенные на рис. 4.37, типичные зависимости η(I) на СД одинаковой площади на основе InGaN/GaN и AlGaN/GaAs на постоянном токе и в импульсном режиме убедительно показывают, что перегрев p-п перехода не является основной причиной наблюдаемого явления [145]. Такие причины, такие как неудачный дизайн,

178

большие значения контактных сопротивлений в общем случае уже благодаря многочисленным [167]. устранены, исследованиям B работах [167-172] опубликованных проанализированы следующие причины: присутствие пьезоэлектрического возможные потенциала, объемная Оже-рекомбинация в активной области, утечки электронов в робласть, падение коэффициента инжекции дырок в активную область с ростом концентрации неравновесных носителей, связанную с высокими значениями энергии активации магния и малыми диффузионными длинами дырок. Однако природа этого явления по-прежнему не выяснена и эффект падения ВКЭ остается существенным препятствием в решении проблемы энергосберегающего освещения. Следует отметить, что в большинстве работ, как правило, не учитывается то, что одна и та же причина, может в разной степени влиять на излучательную рекомбинацию локализованных Из делокализованных носителей. результатов приведенных И В хорошо видно, что. например, предыдущем разделе, изменения температуры оказывают более сильное влияние на значения ВКЭ, определяемые локализованными носителями, и это приводит к изменению вида зависимости ВКЭ от плотности тока. Исходя из этого, были проведены исследования по выяснению такого важного фактора как уровень легирования активной области и прилегающей к ней п-области на зависимость ВКЭ от плотности тока. При этом, для того, чтобы свести к минимуму влияние характера организации наноматериала на результаты исследования, были выбраны светоизлучающие структуры из нескольких партий с близким характером организации наноматериала, обеспечивающим получение ВКЭ больше 10% без линз при малых плотностях тока, с традиционным дизайном активной области, но с разным уровнем легирования последних (относительно р-п перехода) ям и прилегающей к НИМ п⁺-области. Уровень легирования кремнием контролировался методами вторичной-ионной масс-спектрометрии на IMS4f(CAMEC, Франция) (рук. группы Бер Б.Я.) и вольт-емкостными
Типичные профили распределения основных методами. компонент твердых растворов и легирующих примесей, полученные методами ВИМС приведены на рис. 4.38.. Представлены профили с максимальным (10¹⁹ см⁻ ³)Рис. 4.38.,а) и б)- средним (4х 10¹⁸ см⁻³) уровнем легирования кремнием последних ям. На СД, сформированных из этих светоизлучающих структур, были проведены измерения зависимостей n(I) при 300К, представленные Рис.4.39. Хорошо видно, что по мере увеличения уровня легирования величина ВКЭ при плотностях тока больше 50A/см² уменьшается, что находится в соответствии с обычно наблюдаемой тенденцией для СД на основе А³В⁵ при межзонной излучательной рекомбинации свободных носителей. На этих же зависимостях рис. 4.39. прослеживается единообразный характер падения ВКЭ в диапазоне плотностей тока 50-100 А/см². В тоже время, в области плотностей тока меньше 20А/см² наблюдается не только большой разброс значений ВКЭ в максимуме, но и большое разнообразие характера зависимости ВКЭ от плотности тока. Для СД 3-ей партии практически отсутствует максимум в области малых плотностей тока, т.е. вклад излучательной рекомбинации локализованных носителей мал. Измерение распределения концентрации носителей в активной области СД этой партии Рис. 4.40.,а) показало, что в отличии от СД других партий Рис. 4.40., б), ширина области объемного заряда при нулевом смещении меньше, а концентрация носителей существенно выше. Эти факты в совокупности с типичными неглубокими флуктуациями состава и могут приводить к тому, что определяющую роль в излучательной рекомбинации играют делокализованные носители. Ярко выраженный максимум ВКЭ при малых плотностях тока и резкое падение ВКЭ начиная с плотностей меньше 5А/см²на СД партии 4, вызваны высокой концентрацией (10¹⁹см³) электронов в п⁺- области и ямах, прилегающих к ней. При исследовании ВАХ было установлено, что ограничивающий барьер p-AlGaN, не выполняет свои функции, поэтому при высоких уровнях легирования последних ям и п+-области, поток электронов в активную область оказывается на много выше, чем дырок, и проникает в р⁺ область, рекомбинируя в ней безызлучательно. Этот эффект очень хорошо виден на ВАХ при малых смещениях. На Рис.4.41 представлены BAX при малых смещениях СД c высокой для концентрацией (10¹⁹см³) электронов в п⁺- области и ямах, прилегающих к ней Рис.4.41,а), и средней (4х 10¹⁸см³) Рис.4.41,б). В первом случае формируется барьер, препятствующий инжекции дырок и их транспорту к ямам. Влияние утечки электронов в р-область –хорошо известное явление для СД на основе $A^{3}B^{5}[117]$, которое может приводить к значительным, до нескольких раз, падениям ВКЭ. Такой же эффект падения ВКЭ, как для СД партии 4, наблюдался на СД с высокой фоновой концентрацией кремния в р-области, данные ВИМС приведены на Рис.4.38.,с). Для СД такого типа также наблюдалось нестандартное соотношение прямой и обратной ветви и резкое падение ВКЭ в области малых плотностей тока меньше 20А/см². К таким же характерным резким падениям при малых плотностях приводит присутствие компенсированных слоев в активной



a)



Рис.4.38. Профили распределения компонент твердых растворов и легирующих примесей, полученные методами ВИМС в светоизлучающих структурах с разным уровнем легирования кремнием последних ям(а и б) и фоновым легированием кремнием р-области(с).



Рис.4.39. Зависимости η(I) при 300К для СД (без линз) из нескольких партий с разным уровнем легирования последних ям и прилегающей к ним области: 1- 2x10¹⁸cm³; 2-4 x10¹⁸cm³; 3-6 x10¹⁸cm³; 4- 10¹⁹cm³.



Рис. 4.40. Профили распределения носителей в активной области СД:а)- партия 3; б) –партия 1



Рис.4.41. ВАХ СД(кривая 1 –прямая ветвь, 2-обратная ветвь) с разным уровнем легирования последних ям и п+области: а) 10¹⁹см³ б) 4х10¹⁸см



Рис.4.42. Высокий магниевый фон. Профили (ВИМС) распределения легирующих примесей и компонент твердого раствора в светоизлучающей структуре.

области, возникающих из-за высокого фона неконтролируемых примесей. На рис.4.42. представлен профиль распределения магния,

иллюстрирующий этот случай. Наибольшие значения ВКЭ, были получены для СД с невысоким уровнем легирования последних ям - 2x10¹⁸см³ и довольно широкой областью обеднения 50-60 нм в активной области и уровнем легирования меньше 10¹⁸см³. Эти результаты вполне соответствуют известным [117] для СД на основе А³В⁵ требованиям по оптимальной, с точки зрения получения максимальных значений ВКЭ, концентрации носителей в активной области СД 10¹⁷ см⁻³. Таким образом, причины сильных падений ВКЭ до 2 раз, относительно максимума, при плотностях тока меньше 50А/см² вполне понятны и устранимы.

Кроме того, в этом же диапазоне плотностей тока было выяснено влияние дизайна активной области, т.е. количества ям и толщины барьеров на вид зависимости $\eta(I)$ при 300К. Приведенные в предыдущем разделе данные по существенной разнице в величине ВКЭ почти в 1.5 раза между СД с одной и пятью квантовыми ямами, причем только в области малых плотностей тока, где вклад локализованных носителей может быть максимальным. Следует отметить, что такое же соотношение наблюдали в нескольких работах [117,165]. Светоизлучающие структуры с одной квантовой ямой, по режимам роста зародышевого слоя и всех последующих слоев, а также по уровню легирования кремнием и магнием, не отличались от светоизлучающих структур с 5-ю ямами. Некоторая разница в характере организации наноматериала между этими структурами наблюдалась, не попадала В область значений, однако она соответствующих заметному спаду ВКЭ, вызванному плохой организацией наноматериала Рис.4.21.-4.22. Обе структуры, по характеру организации, были среднего качества и имели следующие значения мультифрактальных параметров: с 1 ямой (D=1.63 ; Δ_p 0.342), с 5 ямами (D=1.60; Δ_p =0.340). Наблюдаемая разница значений мультифрактальных параметров связана с известным свойством твердых растворов, улучшать организацию дефектов индием. Небольшое наноматериала, путем залечивания

также наблюдалось, но оно было меньше изменение токов утечки, порядка. Обычно, такое изменение не вызывает значительных изменений значений ВКЭ в максимуме. Представляется, что основной причиной является не только малое количество твердого раствора InGaN, всего 3 нм в 1- ямной структуре, по сравнению с суммарными 15 нм в 5-ти ямной структуре, но в большей степени изменение особенностей флуктуаций твердого раствора. Таким образом, утверждение некоторых теоретических работ [166], что одна тонкая яма, лучше, чем 5 нельзя считать совершенно доказанным. Следует отметить, что исследования распределения носителей СД фирмы Cree показали, что при комнатной в активной области температуре наблюдается одна широкая яма Рис.4.43.а). Измерения при 77К выявили сложную структуру этой ямы, состоящую из пяти ям, 2нм барьерами Рис.4.43.б). разделенных тонкими Такой дизайн подтвердил, что одной ямы недостаточно для реализации высокой эффективности. Использование барьеров малой толщины, также может способствовать улучшению качества активной области, т.к. барьерный нитрид галлия- низкотемпературный, а следовательно более дефектный, что может приводить к диффузии индия и дополнительным флуктуациям твердого раствора в активной области. Таким образом, использование пяти ям с тонкими барьерами в сочетании с оптимальным уровнем легирования, И контроль факторов, приводящих к образованию компенсированных областей позволяет свести к минимуму эффект падения при плотностях тока меньше 50A/см², что и реализовано на СД фирмы Стее Рис.4.44.а). Для этих СД наблюдается наиболее слабое падение ВКЭ (меньше 10%) из всех исследованных СД при плотностях тока меньше 20А/см2. При больших плотностях тока больше 50А/см² Рис. 4.44.б) падение ВКЭ имеет практически такой же характер, как для СД из разных партий, приведенных на Рис.4.39., и аппроксимируется слабой



Рис.4.43. Профиль распределения носителей в активной области СД фирмы Сгее при двух температурах: а) 300К; б) 77К



Рис.4.44. Зависимость ВКЭ от плотности тока СД фирмы Cree.

зависимостью I^{-0.2}. Падение в этой области плотностей тока сравнительно слабое, но выливается в серьезные потери при рабочих плотностях тока мощных СД более 200А/см², являющихся рабочими для твердотельных источников света. Снижение этих потерь представляет большой практический интерес с точкизрения снижения стоимости 1 люмена света. Сотрудниками фирмы Lumileds, в нескольких статьях [170,171] на основе исследования фотолюминесценции и зависимости ВКЭ от плотности тока, была выдвинута гипотеза о механизме падения ВКЭ, связанном с объемной Оже-рекомбинацией в активной области. Эта гипотеза не получила всеобщего признания [172]. Однако, заслуживает обсуждения.

4.3.4. Возможный вклад Оже-рекомбинации в падение ВКЭ.

Прямые оценки вклада процесса Оже-рекомбинации в падение ВКЭ, дело довольно сложное, а самое главное, нельзя гарантировать большой точности этих оценок. Известно, что, даже, для более узкозонных материалов, свойства твердых растворов которых, хорошо изучены, а вклад Оже-рекомбинации при больших плотностях тока не вызывает сомнения, точность оценок оставляет желать лучшего. В светоизлучающих структурах на основе MQW InGaN/GaN может быть реализован как пороговый механизм объемной Оже-рекомбинации [173], так и беспороговый [173, 174]. При этом, наиболее вероятным объемным механизмом является механизм оже-рекомбинации с переходом дырки в В спин-отщепленную зону . этом случае Оже-процесс имеет «резонансный» характер, a скорость рекомбинации не имеет экспоненциальной зависимости от температуры.

Одиночные полупроводниковые гетероструктуры, квантовые ямы, квантовые проволоки, квантовые точки пространственно неоднородны изза существования гетеробарьеров. Наличие гетерограницы влияет не только на энергии и волновые функции носителей, но, что принципиально важно, и на макроскопические свойства гетероструктур. Присутствие гетерограницы существенным образом влияет на электронно-электронное взаимодействие в квантовых ямах, и это влияние имеет фундаментальный накладываемые характер. Гетерограница снимает ограничения, на процессы электронно-электронного взаимодействия законами сохранения энергии и импульса, а именно снимается закон сохранения для компоненты квазиимпульса, перпендикулярной гетерогранице. В свою очередь это приводит к появлению в гетероструктурах новых, беспороговых каналов оже-рекомбинации. Скорость беспорогового процесса оже-рекомбинации по степенному изменяется С температурой закону. При низких температурах беспороговый процесс в отличие от порогового является достаточно эффективным каналом безызлучательной рекомбинации и для узких квантовых ям и при высоких концентрациях носителей преобладает оже-рекомбинации процессом С участием фононов. Наличие над беспорогового матричного элемента электронно-электронного взаимодействия также существенно влияет на процесс оже-рекомбинации с участием фононов. Последний, становится резонансным процессом и значительно усиливается по сравнению с трехмерным оже-процессом с фононами. Однако, при высоких концентрациях неравновесных носителей, процесс оже-рекомбинации с участием фононов значительно слабее бесфононного беспорогового оже-процесса вплоть до предельно низких температур.Для порогового процесса оже-рекомбинации в квантовой яме пороговая энергия близка пороговой энергии К однородного скорость полупроводника. Вследствие малости пороговой энергии квазипорогового процесса в квантовых ямах слабо зависит от температуры. По этой причине в достаточно узких квантовых ямах нет четкого разделения между беспороговым и квазипороговым механизмами ожерекомбинации и они сливаются в один беспороговый оже-процесс. С ростом ширины квантовой ямы пороговая энергия квазипорогового процесса возрастает и стремится к объемной величине. Совершенно иначе ведет себя беспороговый механизм оже-рекомбинации. С ростом ширины квантовой ямы его скорость резко убывает, и при переходе к однородному полупроводнику данный механизм оже-рекомбинации исчезает. Скорость оже-рекомбинации R для материала *n*-типа определяется выражением : R_n= Коэффициент Оже- рекомбинаци у_n, является фундаментальной $\gamma_n n^2 p$. характеристикой, определяющей минимально возможные скорости безызлучательной рекомбинации. Значения этого коэффициента для СД на основе InGaN/GaN по данным разных работ лежат в очень широких пределах от 10⁻³⁴ до 5,37*10⁻²⁸ см⁶/с [170, 172, 175]. Разброс вызван тем, что экспериментально сложно исследовать фундаментальные параметры твердых растворов, т.к. в слоях с толщиной больше 4нм начинается распад твердого раствора, поэтому реально исследуется неоднородный по составу слой с барьерами. Следовательно, значения эффективных масс дырок и электронов, в том числе и в отщепленной зоне, соответствующие реальному твердому раствору не столь точны. До недавнего времени, расчетные значения ширины запрещенной зоны твердого раствора по формуле Вегарда, тоже могли сильно отличаться, т.к. исследователи использовали значения ширины запрещенной зоны InN от 0.7 до 1.2 эВ [178]. Между тем, зависимость величины γ_n от этих параметров степенная [173]. При имеющемся разбросе значений у_n, оценка общей скорости рекомбинации большого смысла не имеет, и ориентироваться, видимо, имеет смысл на температурные и токовые зависимости. Зависимости η(I) СД, полученные в диапазоне температур 100-420К, и представленные на Рис.4.33, не выявляют температурной зависимости, характерной для беспорогового процесса Оже-рекомбинации. Процесс объемной Ожерекомбинации имеет сильную зависимость ОТ концентрации неравновесных носителей, а следовательно и от плотности тока. Однако, зависимости ВКЭ от плотности тока, приведенные на Рис. 4.39.,4.44 б), аппроксимируются очень слабой зависимостью I^{-0.2-0.3}. В связи с этим, представляется более вероятным развитие локальных процессов Ожерекомбинации, например в системе протяженных дефектов. В первой части этой главы была показана важная роль системы протяженных дефектов в процессе безызлучательной рекомбинации при смещениях меньше 2В. Участие этого канала безызлучательной рекомбинации при смещениях больше 2В в рекомбинационных процессах не столь очевидно, но возможно, если опираться на известные свойства дислокаций на других материалах, пронизывающих область объемного заряда. Представлялось , что измерения низкочастотного шума СД вплоть до плотностей тока начала падения ВКЭ, могут дать информацию о поведении дефектной системы и связанном с ней канале безызлучательной рекомбинации.

Измерения были проведены на СД фирмы Cree и СД, выращенных в ЗАО «Светлана» и те и другие СД, были собраны по технологии флипв 3AO «Светлана-Оптоэлектроника».. чип (без линз) Размер светоизлучающей площади светодиодов I типа («Светлана»)-составлял 300х400 мкм., а светодиодов II типа (фирмы Cree) -1.2x10⁻³ cm². Максимальные значения η (без линз) составляли ~ 20 – 24 %. С применением линз максимальные значения η достигали 30-35%, что соответствует современному мировому уровню. Низкочастотный шум СД исследован в диапазоне частот 10-10000 Hz, по методике [179], вплоть до значений плотности тока (*j*) ~ 100 A/cm². Эти плотности тока являются рабочими для мощных светодиодов и значительно превосходят не только пороговые плотности тока, но и значения *j*, при которых наблюдается максимум квантовой эффективности излучения (η). Следует отметить, что публикации по исследованию низкочастотного шума при плотностях тока больше 10 А/ст² практически отсутствуют.

ВАХ диодов обоих типов, представлены на Рис. 4.45. Максимальным значениям тока на Рис. 4.45. соответствует плотность тока *j* ~ 100 A/cm² для диодов обоих типов. Из рисунка видно, что в области малых плотностей токов, ток ("ток утечки") в диодах типа I существенно, на несколько порядков, выше , чем в диодах типа II. Как было показано в

этой же главе токи утечки при малых смещениях определяются процессами туннельной безызлучательной рекомбинации локализованной в системе протяженных дефектов, пронизывающих активную область светодиодов и их величина во многом определяется степенью упорядоченности этой системы, т.е. характером организации наноматериала . Причем, в проспектах фирмы Стее [125]., обычно, отмечается высокое качество светоизлучающих структур. Таким образом, материала можно предположить, что материал диодов типа II структурно более совершенен, несмотря на близкие значения плотностей дислокаций, определенные методом рентгеновской дифрактометрии в структурах обоих типов. Значения "порогового тока", отмеченные стрелками на Рис. 4.45 определялись по минимальной интенсивности излучения, которая могла быть зарегистрирована, и соответствовали значению $\eta \approx 10^{-3}$. В области больших токов наблюдаемое на Рис. 4.45. в логарифмическом масштабе "насыщение" обусловлено падением приложенного напряжения на паразитных последовательных сопротивлениях светодиодов: контактов, подложки, буферного слоя, слаболегированных и компенсированных тонких "технологических" слоев, р-слоя и.т.д.

Зависимости $\eta(i)$ с падением эффективности в области больших плотностей тока, показанные на вставке, типичны для светодиодов на основе InGaN/GaN. Диоды типа II характеризуются относительно более медленным спадом вблизи максимума η . При j > 30 A/cm² зависимости $\eta(j)$ практически параллельны. Во всей исследованной области токов $I > I_{th}$ частотная зависимость спектральной плотности шума S_I в измеренном диапазоне частот 10-10000 Hz имела вид 1/f. На рис. 4.46. показаны зависимости S_I(I) для диодов обоих типов, соответствующие частоте измерения f = 640 Hz. На вставке к рисунку показаны для той же частоты относительной спектральной зависимости плотности шума, нормированные на площадь диода II типа (шум обратно пропорционален площади диодов). Зависимости $S_I(I)$, представленные на Рис. 4.46, согласуются с соответствующими зависимостями для современных ультрафиолетовых LEDs, приведенными в работе [179]. В области малых токов $I \ll I_{th}$ шум в диодах типа I следует закону $S_I(I) \sim I$, что

свидетельствует о преобладании мономолекулярной безызлучательной рекомбинации при условии слабого заполнения уровней, ответственных за шум 1/f [179]. Как видно из рис. 4.46, не только абсолютные значения шума, но и нормированные на площадь относительные значения плотности шума для диода типа I значительно превышают соответствующие значения для диодов типа II. Таким образом, данные шумовых измерений свидетельствуют TOM, что степень 0 упорядоченности системы протяженных дефектов в диодах типа I значительно хуже. С ростом тока зависимость $S_I(I)$ становится более пологой, и при токах 10^{-4} A $\leq I \leq 10^{-2}$ A шум довольно слабо зависит о тока. На зависимостях AS_I / I^2 (вставка к рис 4.46) этому участку соответствует падение относительной плотности шума в соответствии с законом $S_I/I^2 \sim 1/I^2$. На этом участке нормированные зависимости относительной спектральной плотности шума практически совпадают. В соответствии с анализом, приведенным в [179], этому участку токов соответствует преобладание излучательной бимолекулярной рекомбинации.С дальнейшим ростом тока, при значениях плотностей тока ~ 5-10 А/ст², соответствующих началу падения η (вставка к Рис.4.46) происходит нарастание плотности шума для обоих типов светодиодов, и зависимость $S_I(I)$ близка к закону $S_I \sim I^{-2}$ ("полочка" на зависимости AS_I / I^2 , показанной на вставке к Рис. 2). Такой тип зависимости характерен шум лля ситуации, когда обусловлен флуктуациями линейного сопротивления (контакты, подложка, буферные слои, и.т.д.). С дальнейшим ростом тока зависимость $S_I(I)$ характеризуется зависимостью $S_I \sim I^{-3}$. В [180] было показано, что зависимость $S_I \sim I^{-3}$ обусловлена появлением новых центров безызлучательной рекомбинации. Зависимость S_I ~ I³ неоднократно наблюдалась, также, при больших плотностях тока в металлах (см., например, обзор [181]), где связь такого типа зависимости с генерацией дефектов протекающим током установлена достаточно надежно. Кроме того, появление такой зависимости наблюдали в [180] на СД на основе Ш-нитридов, после испытаний на срок службы, вызвавших ухудшение ВКЭ на 30%. Следует отметить два важных обстоятельства. Вопервых, в нашем случае, образование новых дефектов является процессом обратимым, в отличие от случая деградировавших светодиодов [180], так как после возвращения в режим малых плотностей тока ВАХ и зависимости $\eta(I)$ в исследуемых светодиодов полностью воспроизводятся. Этот факт позволяет предполагать, что наблюдаемое явление связано с



Рис. 4. 45. Вольтамперные характеристики СД I и II типа. Стрелками отмечены значения "порогового тока" I_{th} равные 3.51×10^{-6} А для диодов типа I и 1.66×10^{-5} А для диодов типа II. На вставке показана зависимость квантовой эффективности η от плотности тока для диодов обоих типов.



Рис. 4.46. Зависимости спектральной плотности шума S(I) для диодов обоих типов. На вставке показаны токовый зависимости *относительной* спектральной плотности шума, нормированные на площадь диода II типа . Пунктирные линии показывают характерные зависимости S(I) от тока I.



Рис. 4.47. Схема излучательных (волнистые линии) и безызлучательных ударных (сплошные линии) переходов в донорно - акцепторных парах различных типов.

перестройкой дефектов. Представляется, что перестройка происходит в локальных областях системы протяженных дефектов. Для которой, в моделью Альбрехта, соответствии с предполагается существование плотности состояний по краям запрещенной зоны. При концентрации неравновесных носителей ниже 10¹⁸см³ происходит заполнение этих состояний и формирование центров прилипания; увеличение концентрации 10^{18} cm³. носителей выше В соответствии с теоретическими представлениями [182], должно сопровождаться переходом центров такого типа в центры рекомбинации. В пользу такого предположения, свидетельствуют данные приведенные на Рис. 4.46. Для СД I –го типа, судя, по уровню токов утечки, более мощную систему имеющего, протяженных дефектов, составляющая шума S_I ~ I присутствует до больших значений плотностей тока, чем в СД II -го типа, и пороговый ток начала излучения на порядок выше. Кроме того, "полочка" на зависимости AS₁ / I² Рис.4.46., - слабо выражена, по сравнению с СД II -го типа. Появление полочки, по-видимому, вызвано образованием центров прилипания в системе протяженных дефектов. В результате, система протяженных дефектов в довольно узком диапазоне концентраций не участвует в процессе безызлучательной неравновесных носителей рекомбинации, что отражается в появлении максимума ВКЭ и можно предполагать, что безызлучательная рекомбинация в этом диапазоне в большей мере точечными дефектами. концентраций определяется Оценки, проведенные сотрудниками фирмы Люмиледс [170], показали, что спад излучательной рекомбинации начинается в области концентраций неравновесных носителей (3-4)10¹⁸см⁻³, что соответствует плотностям тока 10А/см² и хорошо согласуется с возможностью перехода центров прилипания в центры рекомбинации в системе протяженных дефектов. Такой переход активизирует процесс безызлучательной рекомбинации в системе протяженных дефектов, причем можно ожидать, наибольшего влияния этого процесса на излучательную рекомбинацию локализованных носителей В том случае, если ИХ локализация происходит В пространственно протяженных областях. В самом деле, если бы локализация носителей осуществлялась преимущественно в квантовых точках, то вероятность подавления этого процесса системой протяженных дефектов была бы мала из-за малого размера (2-3 нм) КТ. В случае, локализации носителей в пространственных неоднородностях размерами 50-100 нм и более, вероятность влияния безызлучательной рекомбинации в системе протяженных дефектов на процессы локализации носителей и их излучательной рекомбинации значительно возрастает. Результаты ПО падению ВКЭ в максимуме при ухудшении характера организации наноматериала Рис.4.38. подтверждают это. Кроме того, результаты измерения локальной фотолюминесценции с разрешением 100нм и одновременным контролем протяженных дефектов на том же участке светоизлучающей структуры АСМ, приведенные в работе [200], показали, что в области протяженных дефектов интенсивность фотолюминесценции заметно падает. Наблюдаемую слабую зависимость

 $\eta \sim I^{-0.2}$ также можно рассматривать как свидетельство в пользу работы канала безызлучательной рекомбинации, связанной С системой протяженных дефектов. Существование многоцентровой системы дефектов делает возможным развитие Оже-процесса в этой системе. Известно, что в отличии от объемного Оже-процесса, в многоцентровой системе возможно несколько типов Оже-взаимодействия [191]: 1). Безызлучательный захват электрона акцептором в паре типа I; избыточная энергия передается свободному носителю (Рис. 4.47); процесс реализуется лишь в кристаллах с большой концентрацией носителей.

2.) Безызлучательный захват дырки на донор в парах типа III с передачей энергии электрону на акцепторе и его ионизации (пары превращаются в тип II, Рис. 4.47). Малый дефицит энергий (равный E_{va} - $E_{cd} << E_g - E_{va}$) увеличивает вероятность такого процесса. 3) Безызлучательные захваты электрона и дырки в парах типа IV Рис.4.47. Эти переходы

сопровождаются появлением в зонах горячих носителей, их вероятность меньше вероятности процесса, рассмотренного в п. 2). Однако при больших уровнях возбуждения вероятность процесса возрастает и скорости излучательного и безызлучательного переходов могут сравниться по величине. Следует отметить, что оже-переходы на парах типа IV, не являются в прямом смысле актом рекомбинации, так как уход свободного носителя (электрона) на акцептор компенсируется появлением в зоне электрона донора. Тем не менее, эти переходы, разряжая пары 4, оказывают существенное влияние на квантовый выход свечения. 4) При большой концентрации примесей, когда существует взаимодействие между парами различного типа, число возможных оже-переходов увеличивается. Например, возможен захват электрона на акцептор в паре типа II с передачей энергии донору в паре типа I (этот переход приводит к взаимному превращению пар типа I и II, не изменяя их концентраций) или захват электрона на акцептор в паре типа IV с ионизацией акцептора в паре типа I (образуются пары типа II и III) и т. д. Возможно и оже-взаимодействие изолированных центров с донорноакцепторными парами. Существенное влияние на перезарядку пар могут оказывать излучательный и безызлучательный распады экситонов.

В широкозонных полупроводниках и даже в диэлектриках возможен механизм передачи энергии при рекомбинации электрону (или дырке), связанном на соседнем центре. Этот носитель эмитируется в ближайшую разрешенную зону и там теряет избыточную энергию при столкновении с решеткой. Кроме того, такой процесс возможен в p⁺-области, т.к. она легирована до 10²⁰см⁻³ и содержит кластеры магния. Известно [191], что в присутствии кластеров, образующихся при высоком уровне легирования, многофононный характер. рекомбинация носит безызлучательный Развитие Оже-процесса в многоцентровой системе, связанной с системой и может быть причиной падения ВКЭ при протяженных дефектов, плотностях тока больше 50А\см² со слабой зависимостью от плотности

тока. Разумеется, представленная грубая схема развития процессов безызлучательной рекомбинации нуждается в детальном исследовании и численных оценках, и разработка теории этих процессов является самостоятельной серьезной задачей. Представляется, что канал безызлучательной рекомбинации играет важную роль и в процессе деградации СД и в особенностях этого процесса, свойственных СД на этих материалах.

4.4. Основные закономерности деградации внешней квантовой эффективности светоизлучающих структур на основе InGaN/GaN с разным характером организации наноматериала.

Механизм и причины деградации голубых светодиодов (СД) и лазеров на основе MQW InGaN/GaN изучаются с 1992 года [183,184], однако они до сих пор не выяснены. Более десяти лет, проблема деградации стояла очень остро, только в последние несколько лет практика ведущих фирм производителей сняла остроту этой проблемы, и ведущие фирмы производители СД декларируют срок службы синих светодиодов до 50000 часов [185]. Однако, общепринятого механизма деградации СД не предложено до сих пор. 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 меза структур, а также технологии разделения на чипы, сборки и монтажа. Успешное устранение этих причин было достигнуто и отражено в многочисленных публикациях [185,186]. В большинстве работ основными процессами, ответственными за деградацию считают электромиграцию металла из контактов вдоль дислокаций [184] и генерацию дефектов [189], а также увеличение плотности состояний на гетерограницах [187]. Для объяснения нередко наблюдаемого увеличения ВКЭ СД на начальной стадии испытаний на срок службы, а при увеличении длительности испытаний деградации ВКЭ, в [188] была предложена модель активации

магния в p⁺- области вследствие разрушения остаточных комплексов Mg-H, на начальной стадии, а затем образование донорных вакансий азота. Выявленные в данной работе особенности характера организации наноматериала, безызлучательной и излучательной рекомбинации в СД на основе Ш-нитридов позволили рассмотреть процессы деградации исходя из этих особенностей. Следует отметить, что во многих работах [183,184], при анализе механизма деградации опирались на представления развитые для традиционных A³B⁵ и A²B⁶ материалов. В основе этих представлений лежит процесс мультипликации дислокаций и ИХ скольжения с образованием дислокационной сетки в активной области излучающих приборов. В материале, имеющем сложную внутреннюю структуру, такой механизм представляется маловероятным, Т.К. внутренние, локальные напряжения на границах сросшихся доменов должны препятствовать процессу движения дислокаций. В работе [184] были представлены экспериментальные данные, полученные просвечивающей электронной микроскопией на деградировавших СД, подтверждающие отсутствие образования дислокационной сетки. Естественно было предположить, что наиболее «слабыми» звеньями в этих материалах являются дислокации, их скопления, пайпы, а также дислокационные и дилатационные границы. Исходя из этого, важной частью исследований по деградации параметров СД стал контроль поведения этих особенностей на разных стадиях деградационного процесса. Для этого в качестве контакта к р-слою СД использовался прозрачный Ni-Аи электрод и монтаж проводился так, что этот электрод был доступен для проведения исследований на сканирующем электронном микроскопе. Исследования морфологии поверхности СД, до и после процесса деградации, проводились на сканирующем электронном микроскопе к.ф.-м. наук Трожковым С.И. и Бусовым В.М. В начале выполнения этой работы, большая часть светоизлучающих структур имела низкий уровень организации наноматериала (D>1.7; Δ_p > 0.350), и низкие значения

максимальной эффективности (0.2-5)%. Вид поверхности, таких светоизлучающих структур, представлен на Рис. 4.3.,а). Типичным для этого материала являлось большое количество дислокационных стенок, скоплений дислокаций и неравновесного Ga (его присутствие проявляется в виде пятен на поверхности и сколах структур) Рис.4.48. Опыт работы с таким материалом, так же как и с нитридом галлия с плохой организацией наноматериала, показал, что любые воздействия (напыление металла, слабый нагрев, воздействие радиации и т.д.) сопровождаются выделением Ga [гл.1]. Выделившийся на поверхность галлий растворяет металла электрода на этом участке, и растворенный металл мигрирует в объем. Для СД с характером организации наноматериала ($\Delta_p > 0.350$), процесс деградации, т.е. ухудшение значений ВКЭ на 30-50%, происходил очень быстро при выдержке при комнатной температуре в течение 30 минут при плотности тока 50A/см². При рабочих плотностях тока 20-30 A/см² деградация происходила за более длительное время около 100 часов. После деградации морфология поверхности изменялась, и появлялось большое количество пятен и выделений в виде тонких металлических «усов» Рис. 4.49. Травление поверхности в специальном травителе, удаляющем галлий и индий, но не взаимодействующим с тонким Ni-Au электродом (общая толщина 30нм), с последующим наблюдением морфологии на сканирующем микроскопе, позволили выяснить, что после удаления галлия на электроде остается темное углубление, обычно наблюдаемое в области дислокаций и их скоплений. Такие же наблюдения проводились на СД с улучшенным характером организации наноматериала с (0.340< $\Delta_p < 0.350$). На таких СД при плотностях тока 20-30 А/см² изменения значений ВКЭ не происходили в течении многих месяцев, и только при проведении испытаний при плотностях тока 100A/см² и повышенных температурах 80падение ВКЭ на 30-50% через несколько недель. На 100 С наблюдалось поверхности прозрачного электрода наблюдались такие же особенности, как и на СД с худшим уровнем организации наноматериала [А 33, АЗ9].



Рис. 4.48. Вид поверхности светоизлучающей структуры с плохой организацией наноматериала в сканирующем микроскопе .



a) 6) c)

Рис.4.49. Поверхность светоизлучающей структуры в сканирующем микроскопе: а) после деградации; б) после удаления в травителе выделений металлической фазы; с) фрагмент поверхности после деградации с «усами», сформированными металлической фазой.

После более 1000 длительных испытаний часов на сильно деградировавших СД (значения ВКЭ упали в несколько раз относительно исходных) сканирующем микроскопе наблюдались В выделения области рметаллической фазы как В электрода, так И на не металлизированной поверхности п⁺ слоя между контактными площадками Рис.4.50. Причем, ясно выявились границы блоков доменной структуры как в р⁺, так и в п⁺области. Таким образом, эти эксперименты подтвердили локальный характер деградационного процесса, участие в нем системы протяженных дефектов и выделение неравновесной металлической фазы, предположительно, путем миграции по системе протяженных дефектов., а также развитие этого процесса во всех областях СД. Локальный характер деградационного процесса наблюдался и на СД, сформированных на светоизлучающих структурах с хорошей организацией наноматериала ($\Delta_p <$ 0.345), но после ускоренных испытаний при плотностях тока 100A/см² и повышенных температурах 80-100 С в течении нескольких тысяч часов, что эквивалентно сроку службы при комнатной температуре больше 10000 часов. Кроме морфологических исследований на всех СД, сформированных светоизлучающих структур с разным характером ИЗ организации наноматериала проводились измерения ВАХ и зависимости ВКЭ от плотности тока, а также профиля распределения носителей в активной области СД. Весь комплекс исследований проводился на одних и тех же СД до и после временных испытаний [АЗЗ,АЗ9]. Эволюция зависимости ВКЭ от плотности тока Рис.4.51.,а), и ВАХ (Рис.4.51.,б), а также профиля распределения носителей, после разных временных интервалов процесса испытания на срок службы Рис.4.51.,в), коррелируют между собой. Рост токов туннельной безызлучательной рекомбинации И ухудшение выпрямляющих свойств р-п перехода сопровождается в первую очередь снижением значений ВКЭ в максимуме Рис.4.50.а), т.е. процессы безызлучательной рекомбинации, развивающиеся в системе протяженных дефектов, в первую очередь подавляют излучательную рекомбинацию



250 нм



Рис. 4.50. Поверхность сильно деградировавшего СД в сканирующем микроскопе. Фрагмент поверхности (изображение увеличено в 4 раза) с выявившимися границами блоков.



Рис. 4.51. Зависимость ВКЭ от плотности тока СД (а) и ВАХ СД(б) после разных временных интервалов (часов) испытаний на срок службы: 1-0, 2-50, 3-146, 4-486, 5-1000.Эволюция профиля распределения носителей в активной области (в): 1-0 часов, 2-146 часов, 3-1000 часов.

локализованных носителей. Типичные изменения профиля распределения носителей заряда в СД в процессе временных испытаний, последовательно от исходного профиля (до временных испытаний), после 146 часов и после 1000 часов представлены на Рис. 4.51.,в). Наблюдаемое размытие профиля, по мере увеличения длительности воздействия тока, коррелирует с размытием максимума ВКЭ и его смещением в область больших плотностей тока [АЗЗ]. Изменения значений ВКЭ в области больших плотностей тока (т.е. в области, в которой основной вклад в рекомбинацию излучательную определяется делокализованными носителями) Рис.4.51.б), как правило, наблюдаются только на сильно деградировавших СД (падение значений ВКЭ относительно исходных в 2 и больше раз). Эти изменения сопровождаются ростом тока безызлучательной рекомбинации на 5 порядков при напряжениях меньше 2В Рис.4.51а), что подтверждает развитие этого процесса в системе протяженных дефектов и локальный характер деградации. При этом, прямая ветвь при смещениях больше 2В почти не претерпевает изменений, выявляя только небольшие изменения динамического сопротивления СД и уменьшение падения напряжения на р-п переходе. Следует отметить, что в работе [193] на основе исследований эволюции DLTS спектров и отсутствия изменений спектров электролюминесценции при 100К как при низком, так и при высоком уровне инжекции на СД после деградации, пришли К такому же выводу, что генерации новых центров безызлучательной рекомбинации происходит в том числе и в протяженных дефектах. Картина эволюции ВКЭ и ВАХ, наблюдающаяся в процессе деградации подобна изменению ВКЭ и ВАХ СД наблюдаемому по мере ухудшения характера организации наноматериала Рис.4.38. Такая связь не вызывает удивления, т.к. причина общая – туннельная безызлучательная рекомбинация в системе протяженных дефектов. Важной особенностью деградационного процесса на СД является его усиление при увеличенииплотности тока. Проведение ускоренных испытаний СД при



Рис.4.52. ВАХ (а) и зависимость ВКЭ от плотности тока(б) СД до и после ускоренных испытаний: 1-до; 2, -после



Рис.4.53. Зависимость плотности шума от плотности тока для СД до деградации (1), после деградации ВКЭ СД на 30% (2), после деградации ВКЭ СД на 50% (3).

температурах 100С и плотностях тока до 10 A/cm², как правило, давало прекрасные результаты по сроку службы, даже на СД среднего качества. Проведение испытаний при плотностях тока 100 А/см² при 100С на СД из той же партии приводило к снижению срока службы до 1000 часов [АЗ9]. Эти особенности отмечались ранее в нескольких работах [188,189]. Таким образом, важными факторами в развитии деградационного процесса является плотность тока, плохая организация наноматериала, для которой характерно присутствие большого количества неравновесных галлия и индия на границах плохо сросшихся доменов, в дислокационных стенках, в V-образных дефектах, в областях распада твердого раствора. В результате при протекании тока, соответствующего концентрации неравновесных носителей больше 10¹⁸см⁻³ становится возможным развитие механизма многофононной рекомбинации [190], приводящего в конечном итоге к миграции индия и галлия в системе протяженных дефектов, с выходом на поверхность, что и наблюдается экспериментально. Система протяженных дефектов – идеальное место для развития такого процесса. В этой системе сосредоточены атомы слабо связанные с основной решеткой. Причем, слабая связь заложена на начальной стадии роста, для которой типична высокая плотность дефектов упаковки с избыточной концентрацией галлия [50]. Кроме того, довольно часто, используется режим роста с обогащением поверхности металлической фазой. Этот режим облегчает рост, но ухудшает срок службы СД. Следует отметить, что теория многофононной рекомбинации разработана применительно к точечным дефектам, поэтому количественные оценки затруднены, а кроме того, для ее развития применительно к системе протяженных дефектов необходимо более детально исследовать свойств и поведения этой системы. В пользу участия этого механизма свидетельствуют результаты исследования низкочастотного шума в СД, деградировавших, по значениям ВКЭ на 30% относительно исходных (СД I типа), и на 50% относительно исходных (СД ІІтипа). Для этих СД исходные ВАХ Рис. 4.52., a) кривая 1 и зависимости

ВКЭ от плотности тока Рис. 4.52.,б) кривая 1 были практически одинаковыми. Ускоренные испытания на срок службы проводились одновременно и соответствовали 10000 часам при комнатной температуре и плотности тока 100 А/см2. Более сильная деградация СД Штипа вызвана тем, что СД испытали локальный электростатический пробой, который не вызвал изменений значений ВКЭ исходного СД, а проявился только в небольших в 3 раза изменениях тока утечки, при смещениях меньше 2В, т.е. В области токов, определяемых туннельной безызлучательной рекомбинацией в системе протяженных дефектов. Следует отметить, что чувствительность к электростатическому пробою является типичным свойством СД на основе InGaN/GaN из-за большого внутреннего сопротивления (больше 10¹⁴Ом при нулевом смещении) [185]. На исходных СД и на деградировавших были исследованы зависимости плотности шума (S) от тока (I) Рис. 4.53. Для деградировавших СД типичным является увеличение плотности шума на порядки, но при этом для СД I типа характер зависимости S(I), до плотностей тока меньше 10А/см², остается таким же как и для исходного СД. С ростом плотности тока накачки на деградировавших СД появляется участок, на котором S-I⁴ Появление зависимости такого типа, Рис. 4.53. согласно [181], свидетельствует о присутствии локальных областей перегрева. Причем, для СД II типа этот участок появляется при малых плотностях тока меньше 1А/см². Несмотря на появление локальных участков перегрева, в области плотностей тока 1-10 А/см2 на этих СД, так же как на исходных СД и деградировавших СД I типа, наблюдается участок на котором уровень плотности шума не зависит от плотности протекающего тока, с той только разницей, что для этих СД этот участок появляется при больших плотностях тока. Эта особенность отмечалась во многих работах [179,А43]. Такое же, выполаживание зависимости наблюдали при исследовании низкочастотных шумов полупроводниковых резисторов на основе GaAs, Ge при освещении светом, безызлучательную ИХ подавляющим

рекомбинацию. Поскольку для СД на основе InGaN/GaN, характерным является начало генерации излучения при напряжениях меньше на 0.2-0.3В, чем напряжения соответствующие максимуму излучения, и как показали выше приведенные результаты исследований, локальные области, обогащенные индием, излучают более длинноволновое излучение, чем основная полоса. Это излучение подавляет безызлучательную слабые рекомбинацию флуктуации потенциала границах И на И обеспечивает эффективную излучательную рекомбинацию основной полосы излучения большей части светоизлучающей площади СД. Однако, увеличение плотности тока больше 10А/см² приводит, как это видно на к перестройке дефектов, а на деградировавших СД к исходном СД. появлению локальных областей перегрева, т.е. областей в которых процесс генерации дефектов развивается еще более эффективно. В результате, длинноволновое излучение, развивающееся в локальных областях и более слабое по интенсивности, чем излучение основной полосы, уже не может подавить безызлучательную рекомбинацию через эти вновь появившиеся дефекты. Благодаря тому, что развитие этих дефектов в первую очередь происходит локально, в системе протяженных дефектов рост плотности шума на порядки не приводит к полному подавлению излучательной рекомбинации. Исследования зависимости плотности шума от плотности тока выявляют важные стадии развития процессов в системе протяженных дефектов: на исходном СД, появление при плотностях тока больше 10А/см² S~I³, свидетельствующей перестройке зависимости 0 центров безызлучательной рекомбинации начиная с этих плотностей тока, и на деградировавшем СД появление S~I⁴, свидетельствующей о перегреве в локальных областях. Таким образом, все основные стадии необходимые для развития процесса многофононной рекомбинации [190] присутствуют: перестройка дефектов В результате рекомбинации неравновесных носителей, причем она начинается с концентраций больше 10¹⁸ см⁻³, что

соответствует плотностям тока больше 10А/см², локальный разогрев, миграция собственных дефектов (неравновесных атомов галлия и индия).

Совокупность полученных результатов позволяет на качественном уровне обсудить возможные модели излучательной рекомбинации и деградации СД на основе InGaN/GaN. Поскольку и тот, и другой процесс во многом определяется безызлучательной рекомбинацией, отметим кратко выясненные особенности этого процесса. Установлена определяющая роль процессов безызлучательной рекомбинации, происходящих в системе протяженных дефектов. Сложная динамика этих процессов вызвана суммарным проявлением разнородных свойств частей этой системы и их изменением с ростом концентрации неравновесных носителей. Кроме того, важным свойством системы является то, что она проходит через р⁺ область, пронизывает активную область(в том числе через область объемного заряда) и п⁺ - область. Динамика свойств проникающих через область объемного заряда дислокаций и границ зерен хорошо известна для элементарных полупроводников [136]. Эти же свойства проявляются и в исследованных СД. Специфика центров безызлучательной рекомбинации, выявленная в работах разных авторов [117,133,134], в том числе и в данной работе [A24, A20], связана с присутствием таких центров как: E_c-0.18эB, E_c-0.54эB, E_v-0.90эB, имеющих дислокационную природу (выявленную по кинетике заполнения [194, А24]). Картина достаточно типичная для широкозонных полупроводников [191], приводящая к сложной кинетики заполнения энергетических уровней, и обмен носителями между центрами, расположенными у краев запрещенной зоны с соответствующей зоной. О возможности таких процессов свидетельствуют особенности кинетики низкотемпературной фотолюминесценции, наблюдаемой на светодиодных структурах [А14], и задержанных спектрах фотолюминесценции [А29], а также температурное гашение электролюминесценции Рис.4.33.[А41]. Время - разрешенные спектры низкотемпературной фотолюминесценции 400-500нс, СД измеренные при больших временах задержки

демонстрируют низкоэнергетический сдвиг спектра фотолюминесценции (ФЛ) с ростом времени задержки между максимумом лазерного излучения и моментом регистрации ФЛ. Кроме того, наблюдается степенной закон затухания ФЛ, типа Ipl(t)~t⁻², что является характерным проявлением Присутствие донорно-акцепторной рекомбинации [A14]. ловушек, создающих уровни близко расположенные ОТ краев 30H, также предопределяет сложную кинетику захвата носителей и обмена ими с Хорошо известно соотношение (К), определяемое ближайшей зоной. отношением вероятности рекомбинации электрона, захваченного уровнем М с дыркой, к вероятности возвращения этого электрона в зону проводимости :

К= γ_pp / γ_пN_ce^{-E_M /kT}, где γ_p коэффициент рекомбинации (произведение сечения захвата на скорость, усредненное по всем носителям зоны), N_c –плотность состояний в зоне проводимости, E_м – уровень ловушки, T- температура, k –постоянная Больцмана. Аналогичный вид имеет соотношение для ловушки, захватившей дырку [182].

При К < 1, вероятность теплового выброса электрона с ловушки в проводимости выше. чем рекомбинация с носителем 30HV противоположного знака, т.е. ловушка является центрами прилипания; при К > 1 ловушки являются центрами рекомбинации. Из соотношения понятно, что с ростом температуры и концентрации неравновесных носителей при инжекции [182,191] возможна перестройка центров прилипания в центры рекомбинации. Наблюдаемая динамика ВАХ и характер зависимости плотности низкочастотного шума от плотности тока определяются этими процессами. Заполнение центров прилипания и их обмен электронами с зоной проводимости в узком диапазоне $(1-5)10^{18}$ cm⁻³ носителей концентрации неравновесных снижает системы протяженных дефектов, что рекомбинационную активность способствует началу процесса излучательной рекомбинации в локальных областях с минимальной шириной запрещенной зоны при малых плотностях тока и напряжениях смещения меньших на 0.2-0.3В, чем соответствующие напряжения смещения максимуму излучения. Предположительно излучение, как было показано в [200], происходит в V - образных дефектах, обогащенных индием, т.е. вызвано дислокационной

электролюминесценцией. Это длинноволновое излучение, приводит к фотоионизации глубоких центров В прилегающих областях. И подавлению безызлучательной В дополнительному рекомбинации. результате снижается уровень низкочастотного шума, что проявляется в появлении «полочки» на зависимости плотности низкочастотного шума от плотности тока Рис.4.53. С ростом концентрации неравновесных носителей происходит перестройка центров прилипания в центры рекомбинации, что сопровождается ростом плотности шума Рис.4.53 и началом падения ВКЭ Рис. 4.52. Система протяженных дефектов вновь активно включается в процесс безызлучательной рекомбинации, и в первую очередь, подавляет процессы локализации носителей в трехмерных областях с размерами 10-500нм, что выражается В уменьшении значений ВКЭ с ростом плотности тока Рис.4.52. Подобный процесс развивается с ростом температуры, и ответственен за падение ВКЭ максимальных значений С ростом температуры Рис.4.33. Дальнейший рост тока (концентрации неравновесных плотности при комнатной температуре может носителей), В TOM числе и сопровождаться развитием обменных процессов в многоцентровой системе дефектов, что неизбежно должно приводить к процессам передачи энергии решетке и развитию процессов многофононной рекомбинации [190], сопровождающихся локальным разогревом решетки, облегчающим миграцию собственных дефектов. Такая схема развития процессов безызлучательной рекомбинации хорошо коррелирует с данными зависимости плотности шума ОТ плотности тока на деградировавших СД, для которых появляется участок зависимости, свидетельствующий о локальных перегревах Рис. 4.53, и особенности деградационного процесса такие как рост по мере деградации токов безызлучательной рекомбинации Рис.4.52., ускорение деградационных процессов с увеличением плотности тока, локальные выделения металлической фазы в местах выхода системы протяженных дефектов на поверхность Рис.4.49.- 4.50.

Заключение

Свойства нелинейных систем в светоизлучающих структурах проявляются в динамике свойств системы протяженных дефектов, в определяющем вкладе в процессы излучательной и безызлучательной рекомбинации, а также деградации туннельной безызлучательной рекомбинации в системе протяженных дефектов во всем диапазоне плотностей тока накачки. Проведение исследований на светоизлучающих структурах, классифицированных по уровню самоорганизации (D) и по (Δ_p) степени упорядоченности наноматериала позволило установить мультифрактальных параметров со значениями внешней взаимосвязь квантовой эффективности (ВКЭ) светоизлучающих структур на основе InGaN/GaN. Выяснить, что для получения ВКЭ выше 10% при плотностях 10А/см² необходимым условием является получение тока меньше Δ_{p} < 0.345 , D< 1.65. Установить, что характер наноматериала с зависимости ВКЭ светодиодов OT плотности тока определяется рекомбинации соотношением локализованных И делокализованных носителей. При этом по мере увеличения D и Δ_p возрастает вклад рекомбинации делокализованных носителей. Установить причины падения ВКЭ в 2 раза относительно максимума при плотностях тока (1-20) A/см²и показать, что эти причины устранимы. Показать, что локализация носителей происходит преимущественно в пространственных флуктуациях ширины запрещенной зоны с размерами 10-500 нм. Выяснить причины противоречивости данных разных исследователей о роли системы протяженных дефектов, вызванные многообразием форм организации наноматериала и динамикой свойств системы протяженных дефектов, рекомбинационные свойства изменяюшей свои С изменением концентрации неравновесных носителей. Выявить общие корни падения ВКЭ и деградационного процесса, связанные с определяющей ролью туннельной безызлучательной рекомбинации, развивающейся в системе протяженных дефектов. Важная причина деградации – локальные перегревы, способствующие миграции неравновесных галлия и индия в туннельной безызлучательной рекомбинации результате В системе протяженных дефектов при длительном протекании тока, с выделением этих металлов на поверхность, a также характер организации наноматериала, предопределяющий «слабые места», способствующие

развитию деградационного процесса. Проведенные исследования позволяют прогнозиовать потенциальный срок службы для СД с разным характером организации наноматериала: для СД ($\Delta_p > 0.350$) меньше 100 часов, для СД ($\Delta_p - 0.345 \cdot 0.350$) меньше 10000 часов и для СД ($\Delta_p < 0.340$) больше 10000 часов, при условии устранения причин, приводящих к деградации, связанных с конструктивными особенностями чипа СД, а также несовершенством операций разделения на чипы и монтаж.

Очевидно, что конкурирующие процессы излучательной И безызлучательной рекомбинации, имеют сложную кинетику с изменением концентрации неравновесных носителей в силу проявления свойств нелинейных систем в светоизлучающих структурах. Важный вклад в процесс излучательной рекомбинации локализованных носителей, повидимому, дают носители, локализованные в трехмерных областях с размерами 10-500нм с небольшими флуктуациями ширины запрещенной зоны 50-80 мэВ, а также в V-образных дефектах, обогащенных индием. Сильное влияние характера организации наноматериала на значения ВКЭ делает мало вероятной определяющую роль, так называемых квантовых точек, в этом процессе. Очевидно, что в силу их малых размеров, система протяженных дефектов не может оказывать столь сильного влияния на процесс локализации в них. Кроме того, последние результаты по исследованию излучательной рекомбинации [16,17], представленные на Международной конференции ICHS-8(2009) убедительно показали, что длинноволновое излучение определяется областями с V-образными дефектами, обогащенными индием.
1. В.С. Иванова, А.С. Баланкин., И.Ж. Бунин, А.А. Оксогоев. Синергетика и фракталы в материаловедении, с.383 (Москва, «Наука» 1994).

2. O.B. Shchekin, P. Gyoungwon, D.L. Huffaker, D.G. Deppe. Discrete energy level separation and the threshold temperature dependence of quantum dot lasers. Appl.Phys.Lett. 77, pp. 466-468 (2000).

3. W.J. Schaffer, M.D. Lind, S.P. Kowalczyk, R.W. Grant. Nucleation and strain relaxation at the InAs/GaAs(100) heterojunction. J.Vac.Sci.Technol. B 1, 688 (1983).

4. B.F. Lewis, F.J. Grunthaner, A. Madhukar, R.Fernandez, J. Maserjian. RHEED oscillation studies of MBE growth kinetics and lattice mismatch strain-induced effects during InGaAs growth on GaAs(100). J.Vac.Sci.Technol., B 2, p. 419 (1984).

5. M.Y.Yen, A.Madhukar, B.F.Lewis, R.Fernandez, L.Eng, F.J.Grunthaner. Cross-sectional transmission electron microscope studies of GaAs/InAs(100) strain layer modulated structures grown by molecular beam epitaxy. Surf. Sci., 174, p. 606 (1986).

6. L.Goldstein, F.Glas, J.Y.Martin, M.N.Charasse, G.Le Roux. Growth by molecular beam epitaxy and characterization of InAs/GaAs strained-layer superlattices. Appl.Phys.Lett., 47, pp. 1099-1101 (1985).

7. C.Ratsch, A.Zangwill. Equilibrium theory of the Stranski-Krastanov epitaxial morphology. Surf. Sci., 293, p. 123 (1993).

8. D.Leonard, M.Krishnamurthy, C.M.Reaves, S.P.Denbaars, P.M.Petroff. Direct formation of quantum-sized dots from uniform coherent islands of InGaAs on GaAs surfaces. Appl.Phys.Lett., 63, pp. 3203-3205 (1993).

9. S.Guha, A.Madhukar, K.C.Rajkumar. Onset of incoherency and defect introduction in the initial stages of molecular beam epitaxical growth of highly strained $In_xGa_{1-x}As$ on GaAs(100). Appl. Phys. Lett., 57, pp. 2110-2112 (1990).

10. J.M.Moison, F.Houzay, F.Barthe, L.Leprince, E.Andre, O.Vatel. Self-Organized growth of regular nanometer-scale InAs dots on GaAs. Appl. Phys. Lett. 64, pp.196-198, (1994).

11. M.Tabuchi, S.Noda, A.Sasaki: In Science and Technology of Mesoscopic Structures, ed. By S.Namba, C.Hamaguchi, and T.Ando (Springer, Tokyo 1992) p.379.

12. D.I.Babic, K.Streubel, R.P.Mirin, N.M.Margalit, J.E.Bowers, E.L.Hu, D.E.Mars, L.Yang, K.Carey. Room-temperature continuous-wave operation of 1.54 μm vertical-cavity lasers. IEEE Photon. Technol. Lett., 7, pp. 1225-1227, (1995).

13. N.N.Ledentsov. Long-wavelength quantum-dot lasers on GaAs substrates: from media to device concepts. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., 8, pp. 1015-1017, (2002).

14. O.B.Shchekin, P. Gyoungwon, D.L.Huffaker, D.G.Deppe. Discrete energy level separation and the threshold temperature dependence of quantum dot lasers. Appl.Phys.Lett. 77, pp. 466-468 (2000).

15. M.Grundmann, J.Christen, N.N.Ledentsov, J.Bohrer, D.Bimberg, S.S.Ruvimov, P.Werner, U.Richter, U.Gosele, J.Heidenreich, V.M.Ustinov, A.Yu.Egorov, A.E.Zhukov, P.S.Kop`ev, Zh.I.Alferov. Ultranarrow Luminescemce lines from single quantum dots. Phys.Rev.Lett., 74, pp. 4043-4046 (1995).

N.N.Ledentsov, M.Grundmann, N.Kirstaedter, O.Schmidt, R.Heitz,
 J.Böhrer, D.Bimberg, V.M.Ustinov, V.A.Shchukin, P.S.Kop`ev, Zh.I.Alferov,
 S.S.Ruvimov, A.O.Kosogov, P.Werner, U.Richter, U.Gosele, J.Heidenreich.
 Ordered arrays of quantum dots: formation, electronic spectra, relaxation
 phenomena, lasing. Sol. St. Electron., 40, pp. 785-798 (1996).

17. V.A.Shchukin, N.N.Ledentsov, P.S.Kop`ev, D.Bimberg. Spontaneous ordering of coherent strained islands. Phys.Rev.Lett., 75, pp.2968-2971 (1995).

18. V.A.Shchukin, D.Bimberg. Spontaneous ordering of nanostructures on crystal surfaces. Rev. Mod. Phys., 71, 1125 (1999).

19. N.N.Ledentsov, V.A.Shchukin, D.Bimberg, V.M.Ustinov, N.A.Cherkashin, Yu.G.Musikhin, B.V.Volovik, G.E.Cirlin and Zh.I.Alferov. Reversibility of the island shape, volume and density in Stranski-Krastanow growth. Semicond. Sci. Technol., 16, pp. 502-506 (2001).

20. Л.В. Асрян, Р.А. Сурис. Теория пороговых характеристик полупроводниковых лазеров на квантовых точках. Обзор. ФТП 38 (1), стр. 3-25 (2003).

21. L.V. Asryan, R.A. Suris. Temperature dependence of the threshold current density of a quantum dot laser. IEEE J. Quantum Electron.,**34**, 841-850 (1998).

22. V.M.Ustinov, A.E. Zhukov. GaAs-long-wavelength lasers. Semicond. Sci. Technol., 15, pp. R41-R54 (2000).

23. A.Yu.Egorov, D.Bernklau, D.Livshits, V.Ustinov, Zh.I.Alferov,
H.Riechert. High power CW operation of InGaAsN lasers at 1.3 μm. Electron.
Lett. 35, pp.1643-1644 (1999).

24.A.R.Kovsh, N.A.Maleev, A.E.Zhukov, S.S.Mikhrin, A.P.Vasil`ev, Yu.M Shernyako, M.V.Maximov, D.A.Livshits, V.M.Ustinov, Zh.I.Alferov, N.N.Ledentsov. InAs/InGaAs/GaAs quantum dot laser of 1.3 μm range with high (88%) differential efficiency. Electron. Lett., 38, pp. 1104-1106 (2002).

25. A.E. Zhukov, A.R.Kovsh, V.M.Ustinov, Yu.M.Shernyakov, S.S.Mikhrin, N.A. Maleev, E.Yu.Kondrat`eva, D.A.Livshits, M.V.Maximov, B.V.Volovik, D.A.Bedarev, Yu.G.Musikhin, N.N Ledentsov, P.S.Kop`ev, Zh.I.Alferov. Continuous-wave operation of long-wavelength quantum-dot diode laser on GaAs substrate. IEEE Photonics Technol. Lett., 11, pp. 1345-1347 (1999).

26. S.S.Mikhrin, A.R.Kovsh, I.L.Krestnikov, A.V.Kozhukhov, D.A.Livshits,
N.N.Ledentsov, Yu.M.Shernyakov, I.I.Novikov, M.V.Maximov,
V.M.Ustinov, Zh.I.Alferov. High power temperature-insensitive 1.3 μm

InAs/ InGaAs/GaAs quantum dot lasers. Semicond.Sci.Technol., 20, pp. 340-342 (2005).

27. J.A. Lott, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, and D. Bimberg. Vertical cavity lasers based on vertically coupled quantum dots. Electronic. Lett. 33, pp. 1150-1151 (1997).

28. А.Е.Жуков, Б.В. Воловик, С.С. Михрин, Н.А. Малеев, А.Φ. Цацульников, Е.В. Никитина, И.Н. Каяндер, В.М. Устинов, Н.Н. Леденцов. Электролюминесценция в диапазоне 1.55-1.6 μm диодных структур с квантовыми точками на GaAs. ПЖТФ 27(17), 51-56 (2001).

29. Y. Arakawa, H. Sakaki. Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current. Appl.Phys.Lett., 40, pp. 939-941 (1982).

30. K.Mukai, Y.Nakata, K.Otsubo, M.Sugawara, N.Yokoyama, H.Ishikawa. 1.3-µm CW lasing of InGaAs-GaAs quantum dots at room temperature with a threshold current of 8 mA. IEEE Photonics Technol.Lett., 11, pp. 1205-1207 (1999).

31. D. I. Lubyshev, P.P. Gonza' lez-Borrero, E. Marega, Jr., E. Petitprez, N. La Scala, Jr., P. Basmaji. Exciton localization and temperature stability in self-organized InAs quantum dots. Appl. Phys. Lett. 68(2), pp. 205-207 (1996).

32. S. Fafard, S. Raymond, G. Wang, R. Leon, D. Leonard, S. Charbonneau, J. L. Merz, P. M. Petroff, and J. E. Bowers «Temperature effects on the radiative recombination in self-assembled quantum dots», Surf. Sci., 361, pp. 778-782, (1996).

33. S.Sanguinetti, M.Henini, M.Grassi Alessi, M.Capizzi, P.Frigeri, S.Franchi. Carrier thermal escape and retrapping in self-assembled quantum dots. Phys. Rev. B, 60, pp.8276-8283, (1999).

34. A.Patane, M.G.Alessi, F.Intonti, A.Polimeni, M.Capizzi, F.Martelli, M.Geddo, A.Bosacchi, S.Franchi. Evolution of the Optical Properties of

InAs/GaAs Quantum Dots for Increasing InAs Coverages. Phys. Stat. Sol. A, 164, pp. 493-497 (1997).

35. Y. Tang, D. H. Rich, I. Mukhametzhanov, P. Chen, A.Madhukar. Selfassembled InAs/GaAs quantum dots studied with excitation dependent cathodoluminescence. J. Appl. Phys. 84, pp. 3342-3348 (1998).

36. Z.Y.Xu, Z.D.Lu, X.P.Yang, Z.L.Yuan, B.Z.Zheng, J.Z.Xu, W.K.Ge, Y.Wang, L.L.Chang. Carrier relaxation and thermal activation of localized excitons in self-organized InAs multilayers grown on GaAs substrates. Phys.Rev. B, 54, pp. 11528-11531 (1996).

37. D.J. Cockayne, X.Z. Liao, J. Zou. The morphology and composition of quantum dots. Inst.Phys.Conf. Ser. 2001, №169, p.77-83.

38. D.Zhi, D.W. Pashley, T.S. Jones. The stucture of uncapped and capped InAs/ GaAs quatum dots. Inst. Phys.Conf.Ser. 2001, №169, 89-92.

39. K. Tillmann, A. Forster, L.Houben. Critical dimensions for the formation of misfit dislocations in $In_{0.6}Ga_{0.4}As$ islands on GaAs (001). Inst. Phys.Conf.Ser. 2001, No169, 127-132.

40. E.Muller, O. Kirfel, A. Rastelli, Grutzmacher. Investigation of the early stages of Si-overgrowth of Ge-dots on Si(001). Inst. Phys.Conf.Ser. 2001, №169, 163-166.

41. R. Hull et al. Strain relaxation in thin films. J. Phys. Condens. Matter.,**14**, 12829-12836 (2002).

42. Г.Николис, И. Пригожин. Самоорганизация в неравновесных системах. (М. Мир,1979) 515.

43.Г.Николис, И.Пригожин. Познание сложного. Введение. (М. Мир, 1990) 344.

44. Г.Хакен. Синергетика (М. Мир, 1980) 224.

45. Г.Хакен. Информация и самоорганизация (Москва, 2005) 245.

46. Ю.Г.Шретер, Ю.Т.Ребане, В.А. Зыков, В.Г.Сидоров Широкозонные полупроводники (С.-Петербург «Наука», 2001) 124.

47. R. Chierchia, S. Figge, H.Heinke, D.Hommel. Mosaicity of GaN epitaxial layers: Simulation and Experiment. Phys.Stat.Sol.(b) **228**, 403-406 (2001).

48. N.Amano, N.Sawaki, I.Akasaki and Y.Toyoda. Metalorganic vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using AlN buffer layer. Appl.Phys.Lett., **48**, 353-355 (1986).

49. S.T. Foxon. Molecular beam epitaxy. Acta Electronica. **21**, 139-150 (1978).

50. F.Degave, P.Ruterana, G.Nouet and C.C. Kim. Structural evolution of GaN nucleation layers during metal-organic chemical vapour deposition growth. Inst. Phys.Conf.Ser. 2001. №169, 281 - 284.

51. .D. Kapolnek, X.H. Wu, B. Heying, S. Keller, B.P. Keller, U.K. Mishra, S.P. DenBaars, J.S. Speck. Structural evolution in epitaxial metalorganic chemical vapor deposition grown GaN films on sapphire. Appl. Phys. Lett. **67,** 11 (1995).

52. P. Gibar. Metal organic vapour phase epitaxy of GaN and lateral overgrowth. Rep. Prog.Phys. **67**, 667-675 (2004).

53. J.L.Rouviere, M.Ariery, Bourret. Structural characterization of GaN layers: influence of polarity and strain release. Int. Conf.Ser.**157**, 173-183 (1997).

54. Hyung Koun Cho, Jeong Yong Lee, 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. J. Appl.Physics. 89 2617-2621 (2001).

55. Х.Юргенс, Х.Пайтген, Д.Заупе. Язык фракталов. В мире науки. 1990, 36-44.

56. Г.В.Встовский, А.Г.Колмаков, И.Ж.Бунин. Введение в мультифрактальную параметризацию структур материалов. (Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001) 116.

57.В.Н.Садовский. Основания общей теории систем. (Москва» Наука», 1974) 280.

58. G.V.Vstovsky, I.Bunin. Multifractal parametrization of structures in material science. J. Advanced Materials, **1**, 230-240 (1994).

59. J.L.McCauley. Multifractal description of the statistical equilibrium of chaotic dynamical systems. Int.J.Mod.Phys.B, **3**, 821-852 (1989).

60. M.Giona, P. Piccirili. Multifractal analysis of chaotic power spectra. J.Phys.A, **24**, 367-373 (1991).

61. B.B.Mandelbrot. In random fluctuation and pattern growth: experiments and models. (Kluwer Academic, Dordrecht,1988) 279-291.

62. F.A. Ponce, B.S. Krusor, J.S. Major, Welch. Microstructure of GaN epitaxy on SiC using AlN buffer layers. Appl.Phys.Lett.67, 410-412 (1995).
63. J.L.Rouviere, M.Ariery, Bourret. Structural characterization of GaN layers: influence of polarity and strain release, Int.Conf.Ser.157, 173-183 (1997).

64. Naoyuki Nakada, Masayoshi Mori, Takashi Jimbo. Correlation between Electrical and surface properties of n-GaN on sapphire grown by metal-organic chemical vapor deposition. Jpn.Appl.Phys.42, 2573-2577 (2003).
65. S.Srinivasan, J.Cai, O.Contraras, F.A.Ponce, D.C. Look, Molnar.

Phys.Stat.Sol.C0, 508-514 (2002).

66. V.V. Sirotkin, E.B. Yakimov, S.I.Zaitsev. EBIC investiguation of object with nanometric size. Mater. Sci. Engineer, **B42**, 176-185 (1996).

67. A.N. Ishaque, J.W.Howard, M.Becker, R.C.Block. An extended ambipolar model: Formulation, analytical investigations, and application to photocurrent modeling. J. Appl. Phys., **69**, 307-319 (1991).

68. C.Donolato. A reciprocity theorem for charge collection. Appl. Phys. Lett., **46**, №3, 270-272 (1985).

69. S.J.Rosner, E.C.Carr, M.J.Ludowise, H.I.Ericson. Correlation of cathodoluminescence inhomogeneeity with microsructural defects in epitaxial GaN grown by metalorganic chemical-vapor deposition. Appl. Phys. Lett., **70**, 420-422 (1997).

70. W. Van Roosbroeck. Injected current carrier transport in semi infinite semiconductor and the determination of lifetimes and surface recombination velocities. J. Appl. Phys., **26**, 380-391 (1955).

71. H.K. Kuiken, C. van Opdorp. Evaluation of diffusion length and surfacerecombination velocity from a planar-collector-geometry electron-beaminduced current scan. J. Appl. Phys., **57**, 2077-2090 (1985).

72. Е.Б. Якимов. Измерение малых диффузионных длин в полупроводниковых материалах. Поверхность, №3, 65-69 (2004).

73.C.J. Wu, D.B. Wittry. Investigation of minority-carrier diffusion lengths by electron bombardment of Schottky barriers. J. Appl. Phys., **49**, 2827-2836 (1978).

74. J.Y. Chi, H.C. Gatos. Determination of dopant-concentration diffusion length and lifetime variations by scanning electron microscopy. J. Appl. Phys., **50**, 3433-3440 (1979).

75. E.B. Yakimov, S.S. Borisov, S.I. Zaitsev. EBIC measurements of small diffusion length in semiconductor structures. ФТП. 41, 426-428 (2007).
76. C. Donolato. An analytical model of SEM and STEM charge collection images of dislocations in thin semiconductor layers: I. Minority carrier generation, diffusion, and collection. Phys. Stat. Sol. (a), 65, 649-658 (1981).
77. П.С. Вергелес, Е.Б. Якимов. Исследование ширины изображения

дислокаций в режиме наведенного тока в пленках GaN и структурах на их основе. Поверхность, №1, 71-73 (2009).

78. V. Sirotkin, E.B. Yakimov. Reconstruction of electrical properties distribution around extended defects with submicron spatial resolution based on the SEM-EBIC measurement. Inst. Phys. Conf. Ser. 1997, №160, P.79-82.
79. A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, A.V. Markov, E.B. Yakimov, P.S. Vergeles, N.G. Kolin, D.I. Merkurisov, V.M. Boiko, In-Hwan Lee, Cheul Ro Lee, S.J. Pearton. Neutron radiation effects in epitaxially laterally overgrown GaN films. J. Electron. Mater., **36**, №10, 1320-1325 (2007).

80. T.S. Zheleva, O.H. Nam, M.D. Bremser, R.F. Davis. Dislocation density reduction via lateral epitaxy in selectively grown GaN structures. Appl. Phys. Lett., **71**, 2472-2474 (1997).

81. В.П. Петров. Катодолюминесцентная микроскопия. УФН, 166, №8,
859-871 (1996).

82. C. Donolato. Contrast and resolution of SEM charge-collection images of dislocations. Appl. Phys. Let., **34**, 80-81 (1979).

83. J. Caiand, F.A. Ponce. Electron holographic studies of the electrostatic potential and charge distribution across threading dislocations in GaN. Phys.Stat. Sol. A, **192**, 407 (2002).

84. D. Cherns, S.J. Henley, F.A. Ponce. Internal electric fields and microcathodoluminescence in GaN. Appl. Phys. Lett., **78**, 12691-12693

(200).

85. E.Oh.H. Park, Y. Park, Appl. Phys. Lett., 72, 1848-1850 (1998).

86. In-Hwan Lee, J.J. Lee, P.Kung, M. Razeghi. Band-gap narrowing and

potential fluctuation in Si-doped GaN. Appl. Phys. Lett., 74, 102-104 (1999).

87. S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber, E.R. Weber, I. Akasaki. Effect of Si-

doping on dislocation density. Appl. Phys. Lett., 69, 990-992 (1996).

88. C. Kisielowski, S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber, E.R. Weber, R.F. Davis, Phys.Rev. **B**,**54**, 17745-17753 (1996).

89.R.N. Kyutt, V.V. Ratnikov, G.N.Mosina, M.P. Shcheglov. Structural perfection of GaN epitaxial layers according to x-ray diffraction measurements. Physics of the Solid State, **41**, 25-31 (1999).

90. J.P. ONeill, A.G. Cullis, D.A. Wood. Defect observations in GaN MQW structures. Inst.Phys. Conf. Ser. **169** (2001) 337-340.

91. D.Cherns, C.G.Jiao, J.Cai, F.A. Ponce. Electron holography studies of the charge on dislocations in GaN. Phys.Stat.Sol.(b) **234**, 924-930 (2002).

92. D. Cherns. Studies of defects, internal electric fields and microcathodoluminescence in GaN. Inst.Phys.Conf.Ser. **169**, 241- 249 (2001).

93. C.Y. Hwang, M.J. Schurman, W.E. Mayo. Effect of structural defects and chemical impurities on Hall mobilities in low pressure MOCVD grown GaN. Journal of Electronic Materials. **26**, 243-251 (1997).

94. T. Wang, T. Shirahama, H.B. Sun., H.X. Wang, H. Misawa. Appl.Phys.Lett., **67**, 2220-2222 (2000).

95. M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, M.S. Shur, R. Gaska, M. Asif Khan. IEE E Proceedings Circuits, Devices and Systems (Special Issue "Selected Topics on noise in semiconductor devices) **149**, 32 (2002).

96. M. Shur. GaAs devices and circuits. Plenum Press, NY and London, 1987.97. F.N. Hooge, T.G.M. Kleinpenning, L.K.J. Vandamme. Rep. Progr. Phys.,44, 479 (1981).

98. M.E. Levinshtein, A.A. Balandin, S.L. Rumyantsev, M.S. Shur. Lowfrequency noise in GaN-based field effect transistors. in: "Noise and Fluctuations Control in Electronic Devices", A. Balandin, ed., American Scientific Publishers (2002).

99. S.L. Rumyantsev, N. Pala, M.S. Shur , R. Gaska, M.E. Levinshtein, M.

Asif Khan, G. Simin, X. Hu, J. Yang, Electron. Lett., 37, 720 (2001).

100. Q.Chen, J.W.Yang, A.Osinsky, S.Gangopadhyay, M.Asif Khan.

Schottky barrier detectors on GaN for visible-blind ultraviolet detection. **70**, 2277-2279 (1997).

101. J.D. Guo, M.S. Feng, R.J. Guo, C.Y. Chang. Appl.Phys.Lett., **67**, 2657-2659 (1995).

102. E.J. Miller, E.T. Yu, P. Waltereit, J.S. Speck. Analysis of reverse-bias leakage current mechanisms in GaN grown by molecular-beam epitaxy.

Appl. Phys. Lett., 84, 535 -537 (2004).

103. E.J. Miller, D.M. Schaadt, E.T. Yu, X.L. Sun, L.J. Brillson, P. Waltereit, J.S. Speck. J. Appl. Phys., **94**, 7611 (2003).

104. A.R. Arehart, B. Moran, J.S. Speck, U.K. Mishra, S.P. DenBaars. Effect of threading dislocation density on Ni/n-GaN Schottky diode I-V characteristics. J.Appl.Phys., **100**, 023709-1 - 023709-9 (2006).

105. J.W.P. Hsu, M.F. Manfra, D.V. Lang, S. Richter, R.N. Kleiman, L.N. Pfeiffer. Inhomogenous spatial distribution of reverse bias leakage in GaN Schottky diodes. Appl. Phys. Lett., **78**, 1685-1687 (2001).

106. Properties of Advanced Semiconductor Materials, ed. by M. Levinshtein, S. Rumyantsev, M. Shur (New York, John Wiley and Sons, 2001) 123.

107. T.Mori, T. Kozawa, T.Ohwaki, Y. Taga, M.Koike., Appl.Phys.Lett., **69**, 3537-3539 (1996).

108. Э. Х. Родерик. Контакты металл – полупроводник. (М., Радио и Связь, 1982) 74.

109. Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг. Полупроводниковые фотоэлектрические преобразователи для ультрафиолетовой области спектра. ФТП, **37**, 1025-1032 (2003).

110. F.A. Padovani, R. Stratton. Sol.St.Electron., 9, 695-702 (1966).

111. Р.З. Бахтизин «Голубые диоды» Соросовский образовательный журнал 7, №3, 75 (2001).

112. А. Л. Закгейм «Что нам светит?», Окно в микромир, 2 №3, 11 (2006).
113. Ю.Э. Юнович «Светодиоды как основа освещения будущего», Светотехника №3, 27 (2003).

114. Ю.Э. Юнович «Исследование и разработка светодиодов в мире и возможности развития светодиодной промышленности в России», Светотехника №6, 13 (2007).

115. S. Nakamura, M. Senoh, N.Iwasa, S. Nagahama. High-power single-quantum-well structure blue and violet light-emitting diodes. Appl.Phys.Lett., 67, 1868 (1995).

116. Ю.Г.Шретер, Ю.Т. Ребане, В.А. Зыков, В.Г. Сидоров. Широкозонные полупроводники (С.-Петербург», Наука», 2001) с.124.

117. Ф.Е.Шуберт «Светодиоды» (перевод под ред. Юновича А.Э., Москва, Физматлит, 2008) 384.

118. S.Yu. Karpov, Y.N. Makarov. Dislocation effect on light emission efficiency in gallium nitride. Appl.Phys.Lett., **81**, 472-474 (2002).

119. D.S.Li, H.Chen, H.B.Yu. Dependence of leakage current on dislocations in GaN-based Light-emitting diodes. J.Appl.Phys., **96**, 1111-1117 (2004).

120. Н.И. Бочкарева, А.А. Ефремов, Ю.Т. Ребане, Р.И. Горбунов, А.В. Клочков, Ю.Г. Шретер. Влияние состояний на границах раздела на емкость и эффективность электролюминесценции InGaN/GaN-

светодиодов. ФТП, **39**, 829-833 (2005).

121. M.F. Schubert, S. Chnajed, Jong Kyo Kim, M.A. Banas. Effect of dislocation density on efficiency droop in GaInN/GaN light-emitting diodes. Appl.Phys.Lett., **91**, 231114-1-3 (2007).

122. В.Е. Кудряшов, А.Н. Ковалев, Ю.Э. Юнович. Особенности вольтамперных и ампер-яркостных характеристик светодиодов на основе гетероструктур с квантовыми ямами. ЖЭТФ, **124**, вып. 4 (10), 1-6 (2003).

123. P.G. Eliseev, P. Perlin, M. Osinski. Tunneling current and electroluminescence in InGaN: Zn,Si/AlGaN/GaN blue light emitting diodes.J. Electronic Materials, 26 311-318 (1997).

124. T.N. Morgan. Recombination by tunneling in electroluminescent diodes.Phys. Rev. 148, 890-903 (1966).

125. Cree EZTMLEDs www.cree.com

126. A.R.Riben, D.L.Feucht. Multistep tunneling in Ge-GaAs heterojunctions.Int.J.Elecrton, 20, 583 (1966).

127. В.В. Евстропов, Ю.В. Жиляев, М. Джумаева, Н. Назаров. Туннельно-избыточный ток в невырожденных барьерных р-п и m-s структурах А^ШВ^V на Si. ΦΤΠ, **31**, 152-158 (1997).

128. М.М.Соболев, А.Е.Жуков, А.П.Васильев, Е.С.Семенова, В.С.Михрин, Г.Э.Цырлин, Ю.Г.Мусихин. Связывание состояний электронов в молекуле квантовых точек InAs/GaAs. ФТП, **40**, 336-343 (2006).

129. A.J. Moseley, D.J. Robbins, A. C. Marshall, M.Q. Kearley, J.I. Davies. Semicond. Sci. Technol. **4**, 184-190 (1989).

130. P.N. Brunkov, V.S. Kalinovky, V.G. Nikitin, M.M. Sobolev. Semicond.Sci.Technol., **7**, 1237-1240 (1992).

131. S.Makram-Ebeid, P.Boher. Rev. Phys. Appl., 23, 847-862 (1988).

132. S.Khatsevich, D.H.Rich, P.DenBaars. Time-resolved cathodoluminescence study of carrier relaxation, transfer, collection, and filling in coupled InGaN/GaN multiple and single quantum wells. Phys. Rev. B75, 035324-1-15 (2007).

133. A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, C-R.Lee, S.J. Pearton. Electrical properties and luminescence and deep level spectra in GaN/InGaN multiquantum well structures irradiated with electrons. Book of abstracts of European Workshop on III-nitride., Crete, Greece (2006) 82-83.

134. M.Albrecht, H.P.Strunk, J.L.Weyher, I.Gregory, S.Porowski. Carrier recombination at single dislocations in GaN measured by cathodoluminescence in a transmission electron microscope. J. Appl. Phys., **92**, 2000-2007 (2002).

135. S.D.Lester, F.A. Ponce, M.G. Craford, D.A. Steigerwald. High dislocation densities in high efficiency GaN-based light-emitting diodes. Appl.Phys.Lett., **66**, 1249-1251 (1995).

136. Г.Матаре. Электроника дефектов в полупроводниках (перевод с английского Г.М.Гуро, Москва «Мир» 1974) 463.

137. A.Hangleiter, F.Hitzel, P.Hinze. Suppression of nonradiative recombination by V-shaped pits in GaInN/GaN quantum wells produces a large increase in the light emission efficiency. Phys.Rev.Lett. **95**, 127402-127408 (2005).

138. J.W.P.Hsu, S.N.G.Chu, C.H.Chen, L.N.Pfeiffer, R.J.Molnar. Effect of growth stoichiometry on the electrical activity of screw dislocation in GaN films grown by molecular-beam epitaxy. Appl.Phys.Lett., **78**, 3980-3982 (2001).

139. F. Bertram, S. Srinivasan, L. Geng, F.A. Ponce. Microscopic correlation of red shifted luminescence and surface defects in thick In_xGa_{1_x}N layers. Appl.Phys.Lett., **80**, 3524-3527 (2002).

140. E.G.Brazel, M.A.Chin, V.Narayanamurti. Direct observation of localized high current densities in GaN films. Appl.Phys.Lett., **74**, 2367-2369 (1999).

141. Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. Токи двойной инжекции в полупроводниках (Москва, «Советское радио» 1978), 320.

142. В.Е.Кудряшов, К.Г.Золин, А.Н.Туркин, А.Э.Юнович, А.Н.Ковалев,

Ф.И.Маняхин. Туннельные эффекты в светодиодах на основе гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN с квантовыми ямами. Нет журнала 31 1304-1309 (1997).

143.Международная комиссия по освещению CIE 127"Measurement of LEDs".

144. P.Perlin, C.Skierbiszewski, L.Marona, P. Prystawko, T.Suski, S.Porowski, I.Gregory. Comparison of high power blue and violet laser diodes by MOVPE and MBE techniques. Book of abstracts of European Workshop on III-nitride., Crete, Greece (2006) 31.

145. В.В.Волков, А.Л.Закгейм. Мощные полупроводниковые источники излучения. Электроника: Наука, Технолоигя, Бизнес. № 3, 106 –112 (1999).

146. Lai Wang, Hongtao Li, Wei Zhao, Yi Luo. Study on injection efficiency in InGaN/GaN multiple quantum wells blue light emitting diodes. Appl.Phys.Express, **1**, 031101-1-3 (2008).

147. S.Chichibu, T.Azuhata, T.Sota, S.Nakamura. Spontaneous emission of localized exitons in InGaN single and multiquantum well structures. Appl.Phys.Lett., **69**, 4188-4190 (1996).

148. A.M. Mintairov, J.L.Merz, D.S. Sizov, A.S. Vlasov, N.N. Ledentsov. Single versus ensemble quantum dot emission in near –field spectra of InGaN

QWs. Proceeding of 14th Int.Symp.: Physics and Technology (St.Petersburg, 2006) 123-124.

149. F. Urbach. The long –wavelength edge of photographic sensitivity of electronic absorption of solids. Phys.Rev., **92**, 1324-1335 (1953).

150. K.Kazlauskas, M.A.Khan, M.S.Shur. Double-scaled potential profile in a group-III nitride alloy revealed by Monte Carlo simulation of exiton hopping. Appl.Phys.Lett., **83**, 3722-3723 (2003).

151.X.A.Cao, S.F.LeBoeuf, L.B.Rowland, H.Liu. Temperature-dependent emission intensity and energy shift in InGaN/GaN multiple-quantum –well ligt-emitting diodes., Appl.Phys.Lett.,**82** (2003) 3614-3616.

152. S. Chichibu, T.Sola, K.Wada. S. Nakamura., The quantum dots in InGaN and the peculiarities of blue light emitting diodes electroluminescence. J.Nitride Semicond. Res. 4s1 (1999).

153. C.J. Humphreys. Does In form In-rich clusters in InGaN quantum wells? Philosophical Magazine, **87**, 1971-1982 (2007).

154. V.Potin, A.Rousenauer, D.Gerthsen, B.Kuhn, F.Scholz. Comparison of the morphology and In distribution of capped and uncapped InGaN layers by transmission electron microscopy. Phys.Stat.Sol.(b) **234**, 234-238 (2002).

155. M.S. Jeong, E.K.Suh, M.G. Cheong, C.S. Kim, H.J. Lee. Spatial variation of photoluminescence and related defects in InGaG/GaN quantum wells. Appl.Phys.Lett., **79**, (2001) 3440-3441 (2001).

156. Dias-Guerra, A. Castaldini, A. Cavallini, L.Polenta. Time-resolved cathodoluminescence and photocurrent study of the yellow band Si-doped GaN. Appl.Physics., **94**, 2341-2345 (2003).

157. F.A.Ponce, S. Srinivasan, L. Geng, R.Liu, M.Stevens, J.Cai, H.Marui, S.Tanaka. Microstructure and electronic properties of InGaN alloys. Phys.Stat.Sol.(b), **240**, 273-284 (2003).

158. Akio Kaneta, Koichi Okamoto, Giichi Marutsuki, Yukio Narukawa,

Takashi Mukai. Spatial and temporal luminescence dynamics in an In_xGa_{1-x}N

single quantum well probed by near-field optical microscopy. Appl.Phys.Lett., **81,** 4353-4355 (2002).

159. Jeongyong Kim, Kevan Samiee, Kyekyoon Kim. Near-field photoluminescence spectroscopy of InGaN films grown by molecular-beam epitaxy. Appl.Phys.Lett., **80**, 989-991 (2002).

160. Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Флуктуации потенциала в компенсированных полупроводниках. ЖЭТФ, **60**, 867-875 (1971).

161. С.Д. Барановский, Б.И. Шкловский. Две модели туннельной излучательной рекомбинации в неупорядоченных полупроводниках. ФТП, 23, 146-151 (1989).

162. А.П.Леванюк, В.В.Осипов. Краевая люминесценция прямозонных полупроводников, УФН, **133**, 427-477 (1981).

163. Ж.И.Алферов, В.М. Андреев, Д.З. Гарбузов, М.К. Трукан. Излучательная рекомбинация в эпитаксиальном компенсированном арсениде галлия. ФТП, **6** 2015-2026 (1972).

164. P.G. Eliseev, P. Perlin, M. Osinski. "Blue" temperature-induced shift and band-tail emission in InGaN-based light sources. Appl.Phys.Lett.**71**, 569-571 (1997).

165. N.F. Gardner, G.O. Muller, Y.C. Shen, G. Chen, S. Watanabe, W.

Gotz, M.R. Krames. Blue-emitting InGaN-GaN double- heterostructure lightemitting diodes reaching maximum quantum efficiency above 200 A/cm². Appl. Phys. Lett., **91** (2007).

166. N.Zainal, H.Abu Hassan, Z. Hassan, M.R. Hashim. Comparative study of single and multiple quantum wells of In0.13Ga0.87N based LED by simulation method., Book of abstracts of European Workshop on III- nitride. Crete, Greece (2006) 93-94.

167.Jongin Shim. Current crowding effects in light emitting diodes.Proceeding of First International Conference on White LEDs and Solide StateLighting (2007) 161-165.

168. И.В. Рожанский, Д.А. Закгейм. Анализ причин падения эффективности электролюминесценции светодиодных гетероструктур при большой плотности тока накачки. ФТП, **40**, 861 (2006).

169. Min-Ho Kim, Martin F. Shubert, Joachim Piprek, Yongjo Park. Origin of efficiency droop in GaN-based light-tmitting diodes. Appl. Phys. Lett., **91**, 183507-1-3 (2007).

170.Y. C. Shen, G. O. Mueller, S. Watanabe, N. F. Gardner, A. Munkholm, M. R. Krames. Auger recombination in InGaN measured by photoluminescence. Appl. Phys. Lett., **91** (2007).

171. Xianfeng Ni, Qian Fan, Ryoko Shimada, Hadis Morkoc. Reduction of efficiency droop in InGaN light emitting diodes by coupled quantum wells. Appl.Phys.Lett., **93**, 171113- 171115 (2008).

172. J.Hader, J.V. Moloney, B. Pasenow, M.Sabathil, S.Lutgen. On the importance of radiative and Auger losses in GaN-based quantum wells. Appl. Phys. Lett., **92**, 261103-1 - 261103-3 (2007).

173. В. Н. Абакумов, В. И. Перель, И. Н. Яссиевич. Безызлучательная рекомбинации в полупроводниках. (СПб.: Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН, 1997г.) 376.

174. Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, Г.Г. Зегря, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, И.Н. Яссиевич, Е.В. Берегулин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках и размерно-квантованных структурах (СПб. Наука, 2001) 248.

175. J.Hader, J.V. Moloney, and S.W. Koch. Auger losses in GaN-based quantum wells. Appl. Phys. Lett., **87**, 201112 (2005).

176. I.A. Pope, P.M. Smowton, P. Blood, C.J. Humphreys. Appl. Phys. Lett. **82,** 2755-2757 (2003).

177. нет

178. E.Iliopoulos, E.Dimakisand A.Georgakilas. InN and In-rich InGaN alloys. Book of abstracts of European Workshop on III- nitride., Crete, Greece (2006) 103-104.

179. S. Sayer, S.L. Rumyantsev, M.S. Shur, N. Pala, Yu. Bilenko, J. P. Zhang, X. Hu, A. Lunev, J. Deng, and R. Gaska. J. Appl. Phys., **100**, 034504 (2006).

180. S. Bychkhin, D. Pogany, G. Meneghesso, and E.Zanoni, J. Appl. Phys.,97, 123714 (2005).

181. Г.П. Жигальский, УФН, 173, 465 (2003).

182. С.М. Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках.(ИФМ, Москва 1963).

183. S.Strite et al., J. Vac. Sci. Technol. **B10**, 1237 (1992).

184. Shigetaka Tomiya et al. Phys. Stat. Sol. A200, 139 (2003).

185. M.Georg Craford. High power LEDs for solid state lighting: status, trends, and challenges. Proceeding of First International Conference on White LEDs and Solide State Lighting (2007) 5-9.

186. Hyunsoo Kim, Cheolsoo Sone, Yongio Park. Recent development of high power LED chip for solid state lighting. Proceeding of First International Conference on White LEDs and Solide State Lighting (2007) 87-90.

187. Н.И. Бочкарева, А.А. Ефремов, Ю.Т. Ребане, Р.И. Горбунов, Ю.Г. Шретер. Неоднородность инжекции носителей заряда и деградация голубых светодиодов. ФТП, **40**, 122-127 (2006).

188. А.Н. Ковалев, Ф.И. Маняхин, В.Е. Кудряшов, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович. Изменения люминесцентных электрических свойств светодиодов из гетероструктур InGaN/GaN при длительной работе. ФТП, 33, 224-232 (1999).

189. T.Egawa, H.Ishikawa, M.Umeno. Optical degradation of InGaN/AlGaN light-emitting diode on sapphire substrate grown by metalorganic chemical vapor deposition. Appl.Phys.Lett., **69**, 830-832 (1996).

190. I.N.Yassievich. Recombination-induced defect heating and related phenomena. Semicond.Sci. Technol., **9**, 1433-1453 (1994).

191. В.Е.Лашкарев, А.В.Любченко, М.К.Шейкман. Неравновесные процессы в фотопроводниках. («Наукова думка» Киев 1981) 264.

192. J.W.P. Hsu, M.F. Manfra, D.V. Lang, S.N. Chu, L.N. Pfeiffer. Effect of grown stoichiometry on the electrical activity of screw dislocations in GaN films grown by molecular-beam epitaxy. Appl. Phys. Lett., **78**, 3980-3982 (2001).

193. F. Rossi, M. Pavesi, G. Salviati, A. Castaldini, A. Cavalini, E. Zanoni. Influence of short-term low current dc aging on the electrical and optical properties of InGaN blue light-emitting diodes. J.Appl.Phys., **99**, 053104 (2006).

194. Yutaka Tokuda, Youichi Matuoka, Narimasa Soejima, Tetsu Kachi. Evaluation of Dislocation-Related Defects in GaN Using Deep- Level Transient spectroscopy. Proceeding of Intern. Workshop on Nitride Semiconductor 2006, IWN 2006, Kyoto, October, 277-278.

195. Pavel Dluzewski, Jun Chen, Amina Belkadi, Pierre Ruterana. FE and MD simulation of InGaN/GaN QD formation at the edge of threading dislocation., Proceeding of Intern. Workshop on Nitride Semiconductor 2006, IWN 2006, Kyoto, October, 439-440.

196. Bere, I.Delabbas, G.Nouet, P. Ruterana, J. Koulidiati. Native defects and self-doping in GaN. Proceeding of Intern. Workshop on Nitride Semiconductor 2006, IWN 2006, Kyoto, October, 379-380.

197. Lafford, P.J. Parbrook, B.K. Tanner. Influence of alloy composition and interlayer thickness on twist and tilt mosaic in AlGaN/AlN/GaN heterostructures. Appl. Phys. Lett., **83**, 5434-5436 (2003).

198. S. Keller, G. Parish, J.S. Speck, S.P. DenBaars, U.K. Mishra. Dislocation reduction in GaN films through selective island growth of InGaN. Appl. Phys. Lett., **77**, 2665-2667 (2000).

199. T. Suski, M. Albrext, A.Hoffmann, P. Perlin, M. Leszczynski, C. Nenstiel. Carrier redistribution in InGaN on miscut GaN substrates studied by optical spectroscopy. The 8th Internatinal Conference on Nitride Semiconductors, **2** (2009) 1432-1433.

200. Eiji Kobayashi, Tsunemassa Taguchi and Hiroaki Okagawa. Spatially resjlved photoluminescence from InGaN/GaN single quantum wells by scanning near-field optical microscopy. The 8th Internatinal Conference on Nitride Semiconductors, **2** (2009) 1434-1435.

201. С.В. Иванов, С.В. Сорокин. Молекулярно-пучковая эпитаксия как базовая технология создания полупроводниковых наноструктур A3B5 и A2B6. В книге «Нанотехнология. Физика Процессы Диагностика Приборы» (Москва, Физматлит 2006) 135-166.

202. N.A. Maleev, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, V.I. Khitko, A.S. Shulenkov. AlGaAs/InGaAs/GaAs heterostructures based pHEMT. 12th Int. Conf. "Microwave and Telecommunication Technology" (CriMiCo'2002), 9-13 Sept. 2002, Sevastopol, Crimea, Ukraine Page(s): 155-156.

203. А.Е.Жуков, А.П.Васильев, А.Р.Ковш, С.С.Михрин, Е.С.Семенова, А.Ю.Егоров, В.А.Одноблюдов, Н.А.Малеев, Е.В.Никитина, Н.В.Крыжановская, А.Г.Гладышев, Ю.М.Шерняков, М.В.Максимов, Н.Н.Леденцов, В.М.Устинов, Ж.И.Алферов. Лазерная генерация на длине волны 1.5 мкм в структурах с квантовыми точками на подложках GaAs. ФТП, **37**, 12, 1461-1463 (2003).

204. A.J.Schell-Sorokin, R.M.Tromp. Mechanical Stresses in (Sub) monolayer Epitaxial Films. Phys.Rev.Lett.., **64**, 1039-1042 (1990).

205. Я.Е. Гегузин. Диффузионная зона. (Москва, "Наука"1979) 343.

206. А.Е.Жуков, С.С.Михрин, Е.С.Семенова, А.Р.Ковш, Н.А.Малеев, А.П.Васильев, Н.В.Крыжановская, А.Г.Гладышев, Ю.М.Шерняков,

Ю.Г.Мусихин, М.В.Максимов, Н.Н.Леденцов, В.М.Устинов. Оптические и структурные свойства массивов InAs квантовых точек, осажденных в матрицу In_xGa_{1-x}As на подложке GaAs. ФТП, **37**, 1143-1147 (2003).