На правах рукописи

Александров Иван Анатольевич

ПРОЦЕССЫ РЕКОМБИНАЦИИ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ Gan в матрице ain

01.04.10 – Физика полупроводников

ΑΒΤΟΡΕΦΕΡΑΤ

диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Новосибирск – 2015

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук.

Научный руководитель:

Журавлев Константин Сергеевич, доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, ведущий научный сотрудник.

Официальные оппоненты:

Гриняев Сергей Николаевич, доктор физико-математических наук, доцент, Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет», профессор.

Сидоров Валерий Георгиевич, доктор физико-математических наук, профессор, Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого», профессор.

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук.

Защита состоится «<u>23</u>» июня 2015 г. в 16.30 часов на заседании диссертационного совета Д 003.037.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук по адресу 630090, г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 13.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук: http://www.isp.nsc.ru/comment.php?id_dissert=779

Автореферат разослан « » апреля 2015 года

Ученый секретарь диссертационного совета, доктор физико-математических наук

Погосов Артур Григорьевич

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы.

Создание и изучение полупроводниковых систем пониженной размерности представляет значительный интерес благодаря их уникальным физическим свойствам, позволяющим улучшать характеристики полупроводниковых приборов, а также создавать приборы нового поколения. Квантовая точка (КТ) – это полупроводниковая структура, ограничивающая движение носителей заряда во всех трех измерениях на размерах порядка нанометров и имеющая дискретный энергетический спектр. Положение уровней энергии зависит от размеров КТ, ее формы, состава материала КТ и барьера, величины упругих напряжений и встроенных электрических полей в КТ. Энергетический спектр КТ определяет спектр излучения структуры. Изменяя параметры КТ, можно управлять их энергетическим спектром, что открывает новые возможности при создании оптоэлектронных приборов. Ограничение носителей заряда в квантовых точках, затрудняющее их переход на центры безызлучательной рекомбинации, позволяет повысить эффективность и температурную стабильность светоизлучающих приборов.

Низкоразмерные структуры на основе нитридов металлов третьей группы (AlN, GaN, InN) в настоящее время представляют большой интерес как с точки зрения исследования их фундаментальных физических свойств, так и с точки зрения их практического применения для изготовления полупроводниковых приборов. Нитриды металлов III группы и их твердые растворы являются прямозонными полупроводниками с шириной запрещенной зоны, покрывающей широкий диапазон от 0.7 эВ для InN до 6.1 эВ для AlN. Это делает их перспективными для изготовления светоизлучающих приборов, излучающих во всей видимой и ультрафиолетовой областях спектра. В частности, структуры с GaN квантовыми точками пригодны в качестве активных областей светодиодов и лазерных диодов ультрафиолетового И видимого диапазона и инфракрасных фотоприёмников на Теоретически были межподзонных переходах. предложены различные способы использования КТ GaN/AIN в качестве базовых элементов для квантовых вычислений, использующих наличие дипольного момента экситона [1]. Также была показана возможность создания управляемого источника одиночных фотонов на основе КТ GaN/AlN [2]. КТ GaN/AIN является наличие встроенного электрического Особенностью поля напряженностью порядка нескольких МВ/см, которое приводит к красному сдвигу энергии экситонного перехода и сильному росту времени жизни экситона с размером КТ. Несмотря на активные исследования фундаментальных свойств КТ GaN/AlN в последние годы, в этой области остаётся много актуальных задач. Так, например, к моменту начала работы

оставались открытыми вопросы об описании сложного неэкспоненциального закона затухания фотолюминесценции (ФЛ) структур с КТ GaN/AlN и механизмах безызлучательной рекомбинации в структурах с КТ GaN/AlN. Тушение ФЛ КТ при увеличении температуры [3] и наличие спектральной диффузии линий отдельных КТ [4] указывает на сильное влияние дефектов в матрице на экситонные состояния и рекомбинационные свойства КТ, которое требует дальнейшего изучения.

<u>Цель данной работы</u> заключалась в исследовании процессов излучательной и безызлучательной рекомбинации неравновесных носителей заряда в структурах с вюрцитными квантовыми точками GaN/AlN.

Достижение цели потребовало решения следующих задач:

- 1. Изучение энергетической структуры КТ GaN/AlN.
- 2. Исследование спектров поглощения и ФЛ КТ GaN/AlN.
- 3. Исследование кинетики ФЛ КТ GaN/AIN при низкой мощности возбуждения.
- 4. Расчет времен излучательной и безызлучательной рекомбинации носителей заряда в КТ GaN/AlN.
- 5. Расчет кривых затухания ФЛ ансамбля КТ GaN/AlN с заданным распределением по размерам.
- 6. Исследование дефектов в слоях AlN методами спектроскопии ФЛ и спектроскопии возбуждения ФЛ.
- 7. Исследование процессов безызлучательной рекомбинации в структурах с КТ GaN/AIN.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Исследована кинетика ΦЛ КТ GaN/AlN в режиме одноэкситонного возбуждения в широком временном диапазоне (0 – 0.4 мс).

2. Предложена модель кинетики ФЛ ансамбля КТ GaN/AlN учитывающая флуктуации формы КТ.

3. Предложена модель безызлучательной рекомбинации в структурах с КТ GaN/AlN.

4. Обнаружена линейная поляризация ФЛ ансамбля КТ GaN/AlN.

5. Проведен расчет температурной зависимости излучательного времени жизни в КТ GaN/AlN.

6. Проведен расчет вероятности безызлучательной рекомбинации носителей заряда через глубокие центры, находящиеся в матрице вблизи КТ GaN/AlN.

7. Определены параметры конфигурационной диаграммы глубокого центра в AlN, ответственного за полосу излучения в AlN с максимумом при 2 эВ.

Практическая значимость

GaN/AlN КТ перспективны для изготовления светодиодов и лазеров УФ и видимого диапазона, источников одиночных фотонов, ИК фотоприемников на внутризонных переходах. Для создания светоизлучающих приборов важно знать механизмы, определяющие эффективность люминесценции.

В данной работе, во-первых, предложен метод расчета кривых затухания ФЛ ансамбля КТ GaN/AlN при известном распределении КТ по размерам. Данный метод полезен при анализе кинетики ФЛ GaN/AlN КТ, которая дает информацию о безызлучательных процессах в КТ. Во-вторых, исследованы механизмы безызлучательной рекомбинации в КТ GaN/AlN, которые определяют эффективность люминесценции светоизлучающих приборов на их основе. В-третьих, определены параметры глубокого центра в AlN, ответственного за оранжевую полосу ФЛ в AlN. Знание энергетических параметров глубоких центров в AlN важно для оптической диагностики качества слоев AlN, являющихся матрицей для КТ GaN/AlN.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Полоса ФЛ в AlN с максимумом излучения при 2.0 эВ и максимумом полосы возбуждения при 4.6 эВ вызвана донорно-акцепторной рекомбинацией между глубоким центром с энергией ионизации 2.6 эВ и мелким центром с энергией ионизации 0.18 эВ. Параметры глубокого центра в модели конфигурационных координат: энергия локального фонона ($\hbar \omega_{ph}$) и параметр Хуанга-Рис (*S*) составляют $\hbar \omega_{ph}$ =60 мэВ и *S*=20.5.

2. Флуктуации формы КТ приводят к сильному отличию закона затухания ФЛ ансамбля КТ GaN/AlN от экспоненциального.

3. Расчет излучательного времени жизни в КТ GaN/AlN в 6-зонном kp-приближении и модель безызлучательной рекомбинации, предполагающая, что безызлучательное время жизни в КТ GaN/AlN определяется временем туннелирования носителей заряда из КТ на глубокие центры в AlN, позволяют количественно описать экспериментальную зависимость времени жизни в КТ GaN/AlN от температуры и длины волны.

4. Основной вклад в уменьшение интенсивности ФЛ КТ GaN/AlN с ростом температуры дает безызлучательная рекомбинация носителей заряда, генерированных в смачивающем слое и в матрице.

Достоверность и надежность представленных в диссертационной работе результатов обеспечивается тщательной проработкой инженерно-технического обеспечения экспериментов, проведением тестовых измерений, проверкой экспериментов на воспроизводимость, сопоставлением с результатами других авторов.

Апробация работы

Результаты, полученные в данной работе, докладывались на 28 российских и международных конференциях, в том числе на 6-й, 7-й, 8-й и 9-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы», 9-й и 11-й Российской конференции по физике полупроводников, 8-й, 9-й и 10-й международной конференции по нитридным полупроводникам, а также докладывались и обсуждались на семинарах Института физики полупроводников СО РАН.

Личный вклад автора

Личный вклад автора состоит в подготовке и проведении экспериментов методами стационарной и нестационарной фотолюминесценции, анализе полученных данных, разработке моделей кинетики фотолюминесценции ансамбля KT GaN/AlN и безызлучательной рекомбинации в KT GaN/AlN, написании статей.

Публикации

По материалам диссертации опубликовано 8 статей в журналах, входящих в список Высшей аттестационной комиссии. Перечень публикаций, раскрывающих основное содержание диссертационной работы, приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, шести глав и заключения. Работа содержит 121 страницу, в том числе 53 рисунка и список литературы из 108 наименований.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы цель и задачи, указаны научная новизна и практическая значимость результатов работы, перечислены научные положения, выносимые на защиту.

Первая глава является обзорной. В ней рассматриваются литературные данные по проблемам динамики рекомбинации носителей заряда и механизмах безызлучательной рекомбинации в квантовых точках GaN/AlN. Описаны фундаментальные свойства и параметры объемных GaN и AlN, основные механизмы роста структур с квантовыми точками GaN/AlN, литературные данные по энергетической структуре квантовых точек GaN/AlN.

Во второй главе приведены условия получения исследованных в работе образцов, данные просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), описана методика измерения спектров стационарной и нестационарной фотолюминесценции и условия экспериментов.

Третья глава посвящена исследованию дефектов в слоях AlN. Для характеризации полосы ФЛ в AlN с максимумом излучения при 2 эВ были проведены измерения спектров возбуждения, температурной зависимости спектров стационарной (рис. 1a) и время разрешенной ФЛ для слоев AlN, выращенных в различных условиях.



Рис. 1. (а) - Спектр ФЛ слоя AlN при различных температурах. Энергия кванта возбуждения 4.71 эВ. (б) – Температурная зависимость ширины полосы ФЛ AlN. Точки – эксперимент, сплошная линия – аппроксимация уравнением (1) с параметрами W(0)=0.64 эВ, $\hbar \omega_{ph}=60$ мэВ.

Температурная зависимость ширины линии на полувысоте в модели конфигурационных координат дается уравнением [5]:

$$W(T) = W(0) \sqrt{\coth\left(\frac{\hbar\omega_{ph}}{2kT}\right)},\tag{1}$$

где $W(0) = \hbar \omega_{ph} \sqrt{8 \ln(2)S}$, $\hbar \omega_{ph}$ – энергия кванта колебательного движения и *S* – параметр Хуанга-Рис. Параметры W(0) и $\hbar \omega_{ph}$, определенные из аппроксимации экспериментальных данных уравнением (1) составляют W(0)=0.64 эВ и $\hbar \omega_{ph}=60$ мэВ (рис. 2), отсюда *S*=20.5. Из кинетики ФЛ следует, что тип рекомбинации донорно-акцепторный. Энергии бесфононных линий для зона-акцепторного поглощения и донорно-акцепторной люминесценции отличаются на энергию связи донора:

$$2S\hbar\omega_{ph} = E_{ab} - E_{em} - E_d.$$

Из значений энергии максимума ФЛ E_{em} =2.0 эВ и энергии максимума полосы возбуждения ФЛ E_{ab} =4.64 эВ, и из определенных по температурной зависимости ширины полосы параметров *S* и $\hbar \omega_{ph}$ получаем энергию связи донора E_d =180 мэВ. Энергию связи акцептора можно получить как разность между шириной запрещенной зоны AlN и энергии бесфононной линии поглощения:

$$E_a = E_g - E_{ab} + S\hbar\omega_{ph}, \tag{3}$$

Подставляя значение ширины запрещенной зоны AlN при комнатной температуре E_g =6.015 eV [6] в уравнение (3), получим E_a =2.6 эВ.

Сравнивая полученное значение энергии связи глубокого центра E_a =2.6 эВ с расчетами уровней энергии дефектов в AlN [7-10], получим, что наиболее подходящим дефектом для наблюдаемой энергии связи является вакансия алюминия V_{Al}(1-/2-).

Четвертая глава посвящена исследованию энергетической структуры КТ GaN/AlN. В главе описаны методика и результаты расчетов уровней энергии и волновых функций в КТ, описаны исследования стационарной ФЛ структур с КТ и ФЛ КТ с разрешением по поляризации. В главе сообщается об экспериментальном обнаружении линейной поляризации ФЛ ансамбля КТ в плоскости роста, являющейся следствием анизотропии формы и напряжений в КТ.

Расчеты уровней энергии и волновых функций в КТ GaN/AlN проводились в приближении эффективной массы и 6-зонном kp приближении. Потенциал в КТ рассчитывался с учетом пьезоэлектрической и спонтанной поляризации и деформационного потенциала. Предполагалось, что КТ имеют форму гексагональной усеченной пирамиды, расположенной на смачивающем слое. На рис. 3 показаны результаты расчета энергии

основного перехода в КТ GaN/AlN в приближении эффективной массы для различных отношений высоты к диаметру, которые использовались далее для расчета кривых затухания ФЛ.



Рис. 3. Зависимость энергии основного перехода от высоты КТ GaN/AlN для различных отношений высоты к диаметру.

Спектры стационарной ФЛ структур с различным средним размером КТ GaN/AlN, измеренные при температуре 5 К, представлены на рис. 4. В спектрах ФЛ всех образцов наблюдаются одна полоса с положением максимума от 2.14 эВ до 3.23 эВ и шириной на полувысоте от 0.2 эВ до 0.8 эВ. Такие полосы не наблюдались в спектрах ФЛ подложек и слоев AlN без КТ, поэтому мы связываем их с рекомбинацией неравновесных носителей заряда в КТ. Максимум ФЛ расположен ниже ширины запрещенной зоны объемного GaN (3.47 эВ). Это возможно из-за наличия в вюрцитных GaN/AlN КТ встроенного электрического поля, которое в силу квантового эффекта Штарка приводит к сдвигу уровней размерного квантования в область меньших энергий. Уширение полос ФЛ связано разбросом КТ по размерам.



Рис.4. Спектры ФЛ структур с различным средним размером КТ GaN/AlN. Энергия кванта возбуждения 3.81 эВ. Температура 5 К.

Исследование фотолюминесценции квантовых точек GaN/AIN с разрешением по поляризации проводилось на образцах с одним слоем КТ GaN/AIN с различным номинальным количеством осажденного GaN (4, 2 и 1 монослой для образцов 415, 416 и 417, соответственно). Регистрация излучения проводились по нормали к поверхности образца. Поляризация ФЛ вращалась с помощью полуволновой пластины и анализировалась призмой Глана–Томпсона с фиксированным положением оси. Угловая зависимость интенсивности ФЛ исследованных образцов изображена на диаграмме, приведенной на рис. 5. Видно, что излучение образца 417 частично линейно поляризовано, угловая зависимость описывается выражением $I(\theta) = a + b \cos^2(\theta - \theta_0)$ с коэффициентом *b* отличным от нуля. Степень линейной поляризации равна 15%. ФЛ образцов с большим покрытием GaN поляризована в меньшей степени, а именно, для образца 415 степень поляризации ФЛ равна 6%, а для образца 416 составляет только 2%, что сравнимо с точностью наших экспериментов.



Рис. 5. Угловая зависимость интенсивности излучения GaN/AlN KT, прошедшего через анализатор.

Основное состояние и первое возбужденное состояние дырки в КТ GaN/AIN образованы преимущественно А и В валентными зонами GaN. При удлиненной форме КТ вдоль оси Х или приложении одноосного сжимающего напряжения вдоль оси У блоховские функции этих состояний становятся преимущественно состоящими из функций $|X\rangle$ и $|Y\rangle$, соответственно для основного и первого возбужденного состояний дырки в КТ. Вероятность излучательного перехода для заданной поляризации пропорциональна квадрату модуля элемента $\dot{w}_{k\lambda} \propto \left| \langle \psi_e | (\vec{e}_{k\lambda}, \vec{\nabla}) \psi_h \rangle \right|^2$. Излучение перехода между основным матричного состоянием электрона и основным состоянием дырки при наблюдении вдоль оси Z будет частично поляризовано вдоль оси X, а излучение перехода между основным состоянием электрона и первым возбужденным состоянием дырки будет частично поляризовано вдоль оси Ү. Линейная поляризация излучения ансамбля GaN/AlN КТ может быть связана с формированием несимметричных КТ с выделенным направлением ориентации, которое может быть связано с упругими напряжениями подложки во время роста либо с градиентом потоков исходных материалов. Образование КТ в минимумах упругого потенциала на поверхности AlN, расположенных вблизи дефектов, таких как краевые прорастающие дислокации [11], приводит к анизотропии формы и напряжения в КТ. Основываясь на этом, мы предположили следующее объяснение наших данных. В образцах с плотностью КТ, большей, чем плотность дислокаций, одна часть КТ формируется вблизи дислокаций и демонстрирует линейно поляризованное излучение, в то время как другие КТ свободны от дислокаций и излучают неполяризованный свет. Так как плотность дислокаций в наших образцах лежит в диапазоне $(2-5)\cdot10^{10}$ см⁻² [12], то большинство КТ в образце с высоким покрытием GaN свободны от дислокаций и все вместе излучают неполяризованный свет. Спектры ФЛ свидетельствуют о том, что распределение КТ по размерам в образцах 415 и 417 близки, между тем, толщина GaN покрытия и, следовательно, плотность КТ в последнем образце в 4 раза меньше и сравнима с плотностью дислокаций. Тогда более высокая степень поляризации в образце 417 обусловлена тем, что большая часть КТ расположена вблизи дислокаций.

В пятой главе сообщается об определении условий одноэкситонной рекомбинации в GaN/AlN КТ и исследовании кинетики фотолюминесценции ансамбля КТ GaN/AlN. Описана модель кинетики ФЛ ансамбля КТ GaN/AlN, учитывающая флуктуации формы КТ. Модель позволяет вычислить кривые затухания ФЛ ансамбля КТ GaN/AlN после импульсного возбуждения из распределения КТ по размерам. Показано, что флуктуации формы КТ приводят к существенному отличию закона затухания ФЛ ансамбля КТ GaN/AlN от экспоненциального.

На рис. 6 (а) показаны время-интегрированные спектры ФЛ GaN/AIN KT (образец 149), измеренные при различных мощностях возбуждения и при температуре образца 5 К. Положение максимума полосы ФЛ КТ слабо зависит от мощности возбуждения при плотности энергии в импульсе ниже 30 мкДж/см². При дальнейшем увеличении мощности максимум полосы начинает сдвигаться в область высоких энергий. Форма кривой затухания ФЛ (рис 6 (б)) также почти не меняется при увеличении плотности энергии лазерного импульса до 30 мкДж/см². При дальнейшем увеличении плотности энергии лазерного импульса до 30 мкДж/см². При дальнейшем увеличении плотности энергии наклон кривой начинает увеличиваться. Данный переход связан с тем, что в квантовых точках начинает генерироваться более одной электрон-дырочной пары за импульс. Увеличение наклона кривой связано с тем, что вероятность рекомбинации при наличии нескольких электрон-дырочных пар в КТ выше, чем вероятность рекомбинации одной электрон-дырочной пары. Сдвиг полосы ФЛ объясняется экранированием встроенного электрического поля дополнительными электрон-дырочными парами.



Рис. 6. Время-интегрированные спектры (а) и кривые затухания (б) ФЛ КТ GaN/AlN (образец 149) при различных мощностях возбуждения.

На рис. 7 показаны кривые затухания ФЛ КТ GaN/AlN в разных точках спектра при плотности энергии в возбуждающем импульсе 0.9 мкДж/см² и температуре 5 К. Мощность возбуждения выбиралась достаточно низкой, чтобы можно было считать, что в каждой КТ генерируется не более одной электрон-дырочной пары за импульс. Закон затухания ФЛ при этой неэкспоненциальным, мощности возбуждения остается следовательно, неэкспоненциальность закона затухания нельзя объяснить только тем, что время жизни электрон-дырочной пары в КТ зависит от количества электрон-дырочных пар в КТ. Сильная спектральная зависимость формы кривой затухания соответствует увеличению излучательного времени жизни с высотой КТ из-за пространственного разделения электронов и дырок встроенным электрическим полем. Таким образом, измеренные в режиме одноэкситонной рекомбинации кривые затухания ФЛ КТ GaN/AIN не описываются экспоненциальным законом. Это может быть связано с излучением КТ с различными временами жизни на одной длине волны. Для учета такой возможности нами была предложена модель кинетики фотолюминесценции ансамбля КТ GaN/AlN, учитывающая флуктуации формы КТ.



Рис. 7. Кривые затухания ФЛ КТ GaN/AlN в различных точках спектра. Точки – эксперимент, сплошные линии – расчет.

Расчет кривых затухания ФЛ ансамбля КТ проводился в предположении, что закон затухания отдельной КТ экспоненциален:

$$I_{QD}(t) = \frac{I_{0QD}}{\tau} Exp\left(-\frac{t}{\tau}\right),\tag{4}$$

здесь *I_{0QD}* – время-интегрированная интенсивность ФЛ квантовой точки, τ - излучательное время жизни. Закон затухания ансамбля КТ можно рассчитать как сумму вкладов КТ, излучающих на одной энергии кванта:

$$I(t,\hbar\omega_0) = I_0(\hbar\omega_0) \int_{\hbar\omega=\hbar\omega_0} \frac{\rho(h,d)}{\tau(h,d)} Exp\left(-\frac{t}{\tau(h,d)}\right) dl, \qquad (5)$$

где h – высота КТ, d – диаметр основания КТ, $\rho(h,d)$ – распределение КТ по размерам. Интегрирование производится вдоль кривой в координатах h, d, удовлетворяющей условию постоянства энергии основного перехода $\hbar \omega(h,d) = \hbar \omega_0$. Здесь мы предполагаем, что коэффициент поглощения одинаков для КТ, излучающих на одинаковой энергии кванта. Предполагая, что закон затухания одной КТ экспоненциален, мы не рассматриваем в данной модели эффект "мерцания" КТ [13], который может приводить к неэкспоненциальному закону затухания ФЛ. Мы также не учитываем перенос энергии или носителей заряда между КТ. Распределение КТ по высоте и диаметру предполагалось гауссовым, вытянутым вдоль прямой h/d = H/D:

$$\rho(h,d) = \rho_0 Exp\left(-\frac{(D(d-D) + H(h-H))^2}{2S_x^2(H^2 + D^2)} - \frac{(Dh - Hd)^2}{2S_y^2(H^2 + D^2)}\right),\tag{6}$$

где H – средняя высота КТ, D – средний диаметр КТ, параметры $S_x=5.6$ нм и $S_y=1.1$ нм были определены ПЭМ ИЗ данных как стандартное отклонение величин $x = (D(d-D) + H(h-H))/\sqrt{H^2 + D^2}$ И $y = (Dh - Hd)/\sqrt{H^2 + D^2}$, соответственно. Расчет энергии основного перехода и излучательного времени жизни в КТ с различным отношением высота/диаметр проводился в приближении эффективной массы с учетом одной подзоны дырок. Предполагалось, что КТ имеют форму гексагональной усеченной пирамиды, расположенной на смачивающем слое. Диаметр верхнего основания пирамиды предполагался равным $d_t = d/3$. Излучательное время жизни в КТ рассчитывалось в дипольном приближении:

$$\tau = \frac{3m_0^2 c^3 \hbar^2}{4n e^2 E_{QD} I_{OV}^2 P_{CV}^2},\tag{7}$$

где E_{QD} – энергия основного перехода в КТ; $\vec{P}_{CV} = \int_{\Omega} u_h^* (-i\hbar \vec{\nabla}) u_e dV$ – матричный элемент оператора импульса для межзонного перехода, u_e и u_h - блоховские функции электрона и дырки, интегрирование идет по объему элементарной ячейки. В литературе часто вместо P_{CV} приводится значение энергии Кейна E_P , которая связана с P_{CV} выражением $E_p = \frac{2}{m_0} P_{CV}^2$; $I_{OV} = \int_{V} \psi_h^* \psi_e dV$ – интеграл перекрытия огибающих функций электрона и дырки, n – коэффициент преломления GaN.

На рис. 8(а) показаны соотношения между высотой и диаметром КТ, удовлетворяющие излучению на одной энергии кванта. Эти зависимости довольно хорошо описываются простой формулой

$$h = \frac{A}{\left(d - d_0\right)^2} + B \,. \tag{8}$$

На рис. 8(б) показаны зависимости времени жизни от высоты КТ при постоянной энергии перехода. Эти зависимости также можно аппроксимировать аналитическим выражением

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{h}{h_0}\right). \tag{9}$$

Постоянные *A*, *B*, *d*₀, *τ*₀, *h*₀ определялись для каждой энергии перехода аппроксимацией результатов расчета (рис. 8).

Подставив выражения (6), (8) и (9) в выражение (5), получим закон затухания ФЛ ансамбля КТ. Модель дает неэкспоненциальный закон затухания, при этом дисперсия времен жизни увеличивается с увеличением дисперсии отношения высота/диаметр. Дисперсия времен жизни зависит также от напряженности встроенного электрического поля, величина которого определяет изменение времени жизни с высотой КТ. Расчетный закон затухания (рис. 7) согласуется с экспериментальным и описывает спектральную зависимость кривых затухания при D=10 нм, использованном как варьируемый параметр, что подтверждает сильное влияние флуктуаций формы КТ на закон затухания ФЛ ансамбля КТ GaN/AIN.



Рис. 8 (а) – высоты и диаметры КТ, излучающих на фиксированных энергиях. Точки – расчет, линии – аппроксимация уравнением (8). (б) – зависимость излучательного времени жизни от высоты КТ для КТ, излучающих на фиксированных энергиях. Точки – расчет, линии – аппроксимация уравнением (9).

В шестой главе описаны исследования механизмов безызлучательной рекомбинации в структурах с квантовыми точками GaN/AlN.

На рисунке 9 показаны зависимости интенсивности ФЛ КТ от температуры для образцов 148, 149 и 150, измеренные при возбуждении ниже уровня смачивающего слоя ($\hbar \omega_{exc} = 3.81$ эВ) и выше уровня смачивающего слоя ($\hbar \omega_{exc} = 4.71$ эВ). При возбуждении выше

уровня смачивающего слоя наблюдается несколько большее уменьшение интенсивности ФЛ с температурой.



Рис. 9. Температурные зависимости интегральной интенсивности ФЛ КТ (символы) для образцов 148 (А), 149 (В) и 150 (С) при возбуждении непрерывным НеСd лазером (энергия кванта 3.81 эВ, мощность возбуждения 5 мВт); Показана также зависимость для образца 149 при возбуждении четвертой гармоникой импульсного Nd:YLF лазера (энергия кванта 4.71 эВ, средняя мощность возбуждения 0.012 мВт). Каждая кривая нормирована на максимум. Сплошными линиями показана аппроксимация формулой (6).

Зависимость среднего времени жизни в КТ от температуры для разных точек спектра показана на рисунке 10. Из рисунка видно, что время жизни возрастает на несколько порядков величины с уменьшением энергии излучения, т.е. с увеличением размеров КТ. Важно то, что в КТ различных размеров среднее время жизни слабо меняется с температурой, несмотря на падение интенсивности ФЛ этих КТ с ростом температуры.

Безызлучательная рекомбинация носителей заряда, генерированных в КТ, может быть вызвана оже-рекомбинацией или туннелированием носителей заряда из КТ на глубокие центры, расположенные вблизи КТ. Термическим выбросом носителей заряда из КТ с последующей рекомбинацией в матрице можно пренебречь из-за большой высоты барьеров для электронов и дырок. Носители заряда, генерируемые в СС, могут рекомбинировать безызлучательно на глубоких центрах смачивающего слоя до захвата в КТ.

Относительное влияние безызлучательных процессов в КТ и смачивающем слое (СС) на интенсивность ФЛ и время жизни носителей заряда в КТ можно выразить системой

кинетических уравнений. Мы полагаем, что неравновесные носители заряда связываются в экситоны быстрее, чем рекомбинируют. Пусть g_{QD} – количество экситонов, генерируемых в КТ в единицу времени, g_{WL} – количество экситонов, генерируемых в смачивающем слое в единицу времени, τ_C – время захвата экситона из СС в КТ, τ_{WL} – время рекомбинации экситонов в смачивающем слое, τ_{RQD} и τ_{NRQD} – времена излучательной и безызлучательной рекомбинации экситонов в КТ. Предполагается, что рекомбинация в СС определяется безызлучательным процессом, так как ФЛ СС не наблюдалась. Пренебрегая выбросом носителей заряда из КТ в СС, получим следующую систему уравнений для концентраций экситонов в КТ и СС (n_{OD} и n_{WL}):

$$\frac{dn_{WL}}{dt} = g_{WL} - \frac{n_{WL}}{\tau_C} - \frac{n_{WL}}{\tau_{WL}}$$

$$\frac{dn_{QD}}{dt} = g_{QD} + \frac{n_{WL}}{\tau_C} - \left(\frac{1}{\tau_{RQD}} + \frac{1}{\tau_{NRQD}}\right) n_{QD}$$
(5)

Отсюда получаем интенсивность люминесценции КТ в стационарном случае:

$$I_{QD} = \frac{n_{QD}}{\tau_{RQD}} = \frac{\tau_{QD}}{\tau_{RQD}} \left(g_{QD} + \frac{g_{WL}}{1 + \frac{\tau_C}{\tau_{WL}}} \right)$$
(6)

Таким образом, к уменьшению интенсивности ФЛ может привести уменьшение эффективности ФЛ КТ ($\eta = \frac{\tau_{QD}}{\tau_{RQD}}$) и увеличение отношения времени захвата носителей

заряда в КТ ко времени рекомбинации экситонов в СС $(\frac{\tau_C}{\tau_{WL}})$.

Расчет вероятности туннелирования электрона и дырки на глубокий центр был проведен в модели конфигурационной координаты с использованием приближения потенциала нулевого радиуса для потенциала глубокого центра. Следуя работам [14, 15] мы полагали, что потенциал дефекта равен нулю везде, кроме одной точки, и энергия носителя заряда на дефекте зависит от конфигурационной координаты линейно.

Зависимость вероятности туннелирования электрона из КТ на дефект от температуры будет определяться изменением заселенности уровней КТ и колебательных уровней центра:

$$\dot{w}(T) = \frac{\sum_{n,m} \dot{w}_{nm} \exp\left(-\frac{E_n - E_0 + m\hbar\omega_{ph}}{kT}\right)}{\sum_{n,m} \exp\left(-\frac{E_n - E_0 + m\hbar\omega_{ph}}{kT}\right)}$$
(7)

$$\dot{w}_{nm} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \left\langle \varphi_{QDn}(\mathbf{r}) \chi_{QD}(\mathbf{r}) \right| \psi_{QD}(\mathbf{r}) \right| \varphi_{Def}(Q, \mathbf{r}) \chi_{Def_{m+p}}(Q) \right\rangle \right|^2 \frac{1}{\hbar \omega_{ph}}$$
(8)

где индекс *n* нумерует состояния электрона в КТ, индекс *m* нумерует колебательные состояния дефекта, *p* соответствует разности основного уровня КТ и уровня дефекта в единицах энергии локального фонона.

На рисунке 10 показаны расчетные зависимости безызлучательного времени жизни и полного времени жизни в КТ от температуры. Видно, что расчетные зависимости хорошо описывают экспериментальные данные.



Рис. 10. Зависимость среднего времени жизни ФЛ КТ от температуры в разных точках спектра образца 149. Возбуждение азотным импульсным лазером (энергия кванта 3.68 эВ, средняя мощность возбуждения 0.034 мВт). Штриховые линии – расчетная зависимость среднего излучательного времени жизни от температуры, пунктирные линии – расчетные зависимости безызлучательного времени жизни от температуры при расстоянии от центра КТ до дефекта 6 нм и параметрах дефекта S=20, $\hbar \omega_{ph}=60$ мэВ, $E_{def}=3.5$ эВ. Параметры дефекта подбирались так, чтобы расчетные зависимости полного времени жизни от температуры (сплошные линии) описывали эксперимент (символы).

Влияние безызлучательной рекомбинации в смачивающем слое на интенсивность ФЛ КТ определяется отношением времени захвата носителей заряда в КТ ко времени рекомбинации в СС ($\frac{\tau_C}{\tau_{WL}}$). Температурная зависимость времени захвата из СС в КТ в случае многофононного механизма захвата определяется соотношением [16]:

$$\tau_{C} = \tau_{C0} \prod_{n} \left(N_{n} + 1 \right)^{-p_{n}}, \tag{8}$$

где $N_n = \frac{1}{\exp(\frac{E_n}{kT}) - 1}$, индекс *n* нумерует различные типы фононов, E_n – энергия фонона

типа n, p_n — число фононов типа n, участвующих в процессе. Зависимость времени безызлучательной рекомбинации в смачивающем слое от температуры при многофононном захвате на глубокие центры определяется соотношением:

$$\tau_{NRWL} = \tau_{NRWL0} \exp\left(\frac{E_A}{kT}\right),\tag{9}$$

где E_A – энергия активации захвата на глубокий центр. Использование выражений (8) и (9) в формуле (6) для интенсивности ФЛ дает качественное согласие теории с экспериментом, однако более точно описать зависимость интенсивности ФЛ от температуры удается, если предположить, что имеется распределение энергий активации захвата на глубокие центры. В этом случае время безызлучательной рекомбинации в смачивающем слое будет определяться выражение [17, 18, 19]:

$$\tau_{NRWL} = \tau_{NRWL0} \exp\left(-\frac{T}{T_0}\right) \tag{10}$$

Подставляя в формулу (6) значения $\frac{\tau_{QD}}{\tau_{RQD}}$, определенные из рис. 6 для максимума ФЛ,

выражение (8) для времени захвата в КТ с учетом только оптических фононов с $E_{ph}=92$ мэВ [20] и значениями р соответствующими разности энергий основного состояния в смачивающем слое и в КТ, и выражение (10) для времени безызлучательной рекомбинации в КТ, получим, что наилучшее согласие с экспериментом (рис. 4) соответствует значениям, представленным в таблице 1. Отношение g_{QD}/g_{WL} предполагалось равным нулю для энергии возбуждения 4.71 эВ. Аппроксимация температурной зависимости ФЛ образца 149 при энергии возбуждения 3.81 эВ с фиксированными параметрами τ_{NRWL0}/τ_{C0} и T_0 , определенными из температурной зависимости ФЛ того же образца при энергии возбуждения 4.71 эВ, дает значение g_{QD}/g_{WL} равное 0.15. Это говорит о том, что носители заряда наиболее эффективно генерируются в СС, что связано с большей плотностью состояний в СС по сравнению с КТ. Значение $g_{QD}/g_{WL}=0.15$ фиксировалось для аппроксимации температурной зависимости ФЛ образцов 148 и 150.

Образец	Энергия	$ au_{\scriptscriptstyle NRWL0}$ / $ au_{\scriptscriptstyle C0}$	<i>T</i> ₀ (K)	g_{QD} / g_{WL}
	возбуждения			
	(9B)			
148	3.81	8.7	60	0.15
149	3.81	65	63	0.15
149	4.71	65	63	0
150	3.81	17	71	0.15

Таблица 1. Значения параметров аппроксимации температурных зависимостей ФЛ.

Из таблицы 1 видно, что время жизни в смачивающем слое при низкой температуре превышает 8.7-65 раз время захвата в КТ. Таким образом, захват в КТ является достаточно эффективным, что является причиной более слабой зависимости ФЛ от температуры по сравнению с квантовыми ямами. Значения T_0 составляют 60–71 К и отражают характерный разброс энергий активации, который может быть вызван флуктуациями толщины СС, наличием нескольких типов центров безызлучательной рекомбинации или безызлучательными центрами с широкими полосами состояний, такими как дислокации.

Полученные результаты показывают, что основной вклад в уменьшение интенсивности ФЛ КТ с температурой вносит безызлучательная рекомбинация носителей, генерированных в смачивающем слое и в матрице.

В заключении приведены основные результаты работы:

1. Исследована температурная зависимость ФЛ КТ GaN, сформированных в матрице AlN, в диапазоне температур 5–300 К. Полученные значения энергии активации температурного тушения ФЛ меньше ожидаемых при тушении ФЛ через термический выброс носителей заряда из КТ.

2. Предложена модель безызлучательной рекомбинации в КТ GaN/AlN объясняющая температурную зависимость ФЛ КТ GaN/AlN, согласно которой основной вклад в уменьшение интенсивности ФЛ КТ с температурой дает безызлучательная рекомбинация носителей заряда, генерированных в смачивающем слое и в матрице AlN.

3. Обнаружена линейная поляризация люминесцентного излучения ансамбля из ~10³ КТ GaN/AlN при регистрации излучения по нормали к плоскости образца.

4. Установлено, что закон затухания нестационарной ФЛ ансамбля КТ GaN/AlN в режиме одноэкситонной рекомбинации является неэкспоненциальным.

5. Предложена модель кинетики ФЛ ансамбля КТ GaN/AlN, учитывающая флуктуации формы КТ. Модель позволяет вычислить кривые затухания ФЛ ансамбля КТ из

распределения КТ по размерам. Показано, что флуктуации формы КТ приводят к существенному отличию закона затухания ФЛ от экспоненциального.

6. Исследована полоса ΦЛ в AlN с максимумом излучения при 2.0 эВ и максимумом полосы возбуждения при 4.6 эВ. Установлено, что данная полоса вызвана донорноакцепторной рекомбинацией между глубоким центром с энергией ионизации 2.6 эВ и мелким центром с энергией ионизации 0.18 эВ. Определены параметры глубокого центра в модели конфигурационных координат – энергия кванта колебательного движения ħω_{ph} =60 мэВ и параметр Хуанга-Рис S=20.5.

Основные результаты работы изложены в следующих публикациях:

А1. И. А. Александров, К. С. Журавлев, В. Г. Мансуров. *Безызлучательная рекомбинация в квантовых точках GaN, сформированных в матрице AlN.* – ФТП, 2009, т. **43**, вып. 6, стр. 797-803.

А2. И.А. Александров, К.С. Журавлев, В.Г. Мансуров. *Механизмы безызлучательной рекомбинации в квантовых точках GaN/AlN*. Известия вузов. Физика, 2009, **52**, 12/3 стр. 15.

АЗ. И. А. Александров, К. С. Журавлев, В. Г. Мансуров, П. Хольтц. Линейно поляризованная фотолюминесценция ансамбля вюрцитных GaN/AlN квантовых точек. – Письма в ЖЭТФ, 2010, т. **91**, вып. 9, стр. 498-500.

A4. K. S. Zhuravlev, I. A. Aleksandrov, P.-O. Holtz, *Linear polarized photoluminescence from GaN quantum dots imbedded in AlN matrix*, Phys. Status Solidi C, 2010, **7**, No. 7-8, 2227-2229.

А5. И.А. Александров, А.М. Гилинский, К.С. Журавлев. Динамика рекомбинации носителей заряда в квантовых точках GaN/AlN при различных уровнях возбуждения. Известия вузов. Физика, 2011, **54**, 2/2, 22-25.

A6. I.A. Aleksandrov, A.K. Gutakovskii, K.S. Zhuravlev, *Influence of shape of GaN/AlN quantum dots on luminescence decay law*, Phys. Status Solidi A, 2012, **209**, No. 4, 653-656.

А7. И.А. Александров, К.С. Журавлев, В.Г. Мансуров Р. Tronc, P.O. Holtz, Фотолюминесценция одиночных квантовых точек GaN/AlN при различных мощностях возбуждения. Известия вузов. Физика, 2013, 56, 2/2 стр. 15.

A8. I.A. Aleksandrov, V.G. Mansurov, V.F. Plyusnin, K.S. Zhuravlev. Time-resolved photoluminescence characterization of 2 eV band in AlN. Phys. Status Solidi C, 2015, **12**, No. 4–5, 353–356.

А9. И. А. Александров, К. С. Журавлев, В. Г. Мансуров, А. Ю. Никитин. *Температурное тушение фотолюминесценции GaN/AlN квантовых точек.* – XI Конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по физике полупроводниковых, диэлектрических и магнитных материалов: труды конференции., Владивосток, Россия, 2007, стр. 88-93.

А10. И. А. Александров, К. С. Журавлев, В. Г. Мансуров, А. Ю. Никитин. *Температурное тушение фотолюминесценции квантовых точек GaN/AlN.* – Четырнадцатая Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых ученых: Тезисы докл., Уфа, Россия, 2008, стр. 174.

A11. И. А. Александров. *Температурное тушение фотолюминесценции квантовых точек GaN/AlN.* – XLVI Международная научная студенческая конференция: Тезисы докл., Новосибирск, Россия, 2008, стр. 142.

А12. И. А. Александров, К. С. Журавлев, В. Г. Мансуров, А. Ю. Никитин. *Безызлучательная рекомбинация в квантовых точках GaN/AlN.* – 6-я Всероссийская конференция «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы»: Тезисы докл., Санкт-Петербург, Россия, 2008, стр. 210.

А13. И.А. Александров, К.С. Журавлев, В.Г. Мансуров. *Механизмы безызлучательной рекомбинации в квантовых точках GaN/AlN.* – XI Международная школа-семинар по люминесценции и лазерной физике: Тезисы докл., Иркутск, Россия, 2008, стр. 4.

А14. К.С.Журавлев, И.А.Александров, P.O.Holtz. Линейно поляризованная микрофотолюминесценция квантовых точек GaN, сформированных в матрице AlN, IX Российская конференция по физике полупроводников: Тезисы докл., Новосибирск-Томск, Россия, 2009, стр. 151.

A15. K.S. Zhuravlev, I.A. Aleksandrov, P.O. Holtz, *Linearly polarized photoluminescence from GaN quantum dots embedded in AlN matrix*. International conference Physics, Chemistry and Application of Nanostructures, Nanomeeting – 2009: Тезисы докл., Минск, Беларусь, 2009, стр. 124-125.

A16. I.A. Aleksandrov, K.S. Zhuravlev, *Photoluminescence of GaN/AlN quantum dots at high excitation power*. The 8th International Conference on Nitride Semiconductors: Тезисы докл., Jeju, Korea, 2009, стр. ТР103.

A17. K.S. Zhuravlev, I.A. Aleksandrov, P.O. Holtz, *Linearly polarized photoluminescence from GaN quantum dots embedded in AlN matrix.* The 8th International Conference on Nitride Semiconductors: Тезисы докл., Jeju, Korea, 2009, стр. ТР104.

А18. И.А. Александров, К.С. Журавлев, *Многочастичные* эффекты в фотолюминесценции низкоразмерных структур GaN/AlN. 7-я Всероссийская конференция "Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы": Тезисы докл., Москва, Россия, 2010, стр. 37.

А19. К.С. Журавлев, И.А. Александров, Р.-О. Holtz. *Линейно поляризованная* фотолюминесценция ансамблей квантовых точек GaN в матрице AlN. 7-я Всероссийская конференция "Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы": Тезисы докл., Москва, Россия, 2010, стр. 137.

A20. I.A. Aleksandrov, K.S.Zhuravlev. *Photoluminescence of GaN/AlN quantum dots and quantum wells at high excitation power densities*. The 37th International Symposium on Compound Semiconductors: Тезисы докл., Kagawa, Japan, 2010, стр. FrP78.

А21. И.А. Александров, А.М. Гилинский, К.С. Журавлев, *Горячая фотолюминесценция GaN квантовых точек, сформированных в матрице AlN*. XII Международная школа-семинар по люминесценции и лазерной физике: Тезисы докл., п. Хужир, Россия, 2010, стр. 26.

А22. И. А. Александров, К. С. Журавлев, Е. В. Луценко, Н. В. Ржеуцкий, Г. П. Яблонский, *Динамика рекомбинации носителей заряда в квантовых точках* GaN/AlN, 8-я Международная научно-техническая конференция "Квантовая электроника" (КЭ'2010): Тезисы докл., Минск, Беларусь, 2010, стр. 95.

А23. И. А. Александров, К. С. Журавлев, А. К. Гутаковский, Е. В. Луценко, Г. П. Яблонский, *Нестационарная фотолюминесценция квантовых точек GaN/AlN*, 8-й Белорусско-Российский Семинар "Полупроводниковые лазеры и системы на их основе": Тезисы докл., Минск, Беларусь, 2011, стр. 225.

А24. И.А. Александров, К.С. Журавлев, *Динамика рекомбинации носителей заряда в квантовых точках GaN/AlN*, 8-я Всероссийская конференция "Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы": Тезисы докл., Санкт-Петербург, Россия, 2011, стр. 141.

A25. I.A. Aleksandrov, K.S. Zhuravlev, *Mechanisms of nonexponential photoluminescence kinetics in GaN/AlN quantum dots*, 9th International Conference on Nitride Semiconductors: Тезисы докл., Glasgow, United Kingdom, 2011, стр. PC3.25.

A26. I. Aleksandrov, K. Zhuravlev, *Influence of shape of GaN/AlN quantum dots on luminescence decay law*, 13th International Conference on the Formation of Semiconductor Interfaces: Тезисы докл., Prague, Czech Republic, 2011, стр. 17555.

А27. И.А. Александров, В.Г. Мансуров, А.К. Гутаковский, К.С. Журавлев, Исследование процессов рекомбинации в квантовых точках GaN в матрице AlN, XIII Международная молодежная конференция по люминесценции и лазерной физике: Тезисы докл., Иркутск, Россия, 2012, стр. 21.

А28. И.А. Александров, К. С. Журавлев, В.Г. Мансуров, Р.О. Holtz, Фотолюминесценция одиночных квантовых точек GaN/AlN при различных мощностях возбуждения, XIII Международная молодежная конференция по люминесценции и лазерной физике: Тезисы докл., Иркутск, Россия, 2012, стр. 22.

A29. I. Aleksandrov, K. Zhuravlev, *Recombination dynamics in GaN/AlN quantum dot ensemble*, 31st International Conference on the Physics of Semiconductors: Тезисы докл., Zurich, Switzerland, 2012, стр. 38.72.

А30. И.А. Александров, В.Г. Мансуров, А.К. Гутаковский, К.С. Журавлёв. Исследование процессов рекомбинации в квантовых точках GaN/AlN. 9-я Всероссийская конференция «Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы»: Тезисы докл., Москва, Россия, 2013, стр. 98.

A31. I.A. Aleksandrov, V.G. Mansurov, A.K. Gutakovskii, K.S. Zhuravlev, *Recombination processes in GaN/AlN quantum dots.* 10th International Conference on Nitride Semiconductors: Тезисы докл., Washington, USA, 2013, стр. 222.

А32. И.А. Александров, В.Г. Мансуров, А.К. Гутаковский, К.С. Журавлев. Динамика рекомбинации носителей заряда в ансамбле квантовых точек GaN/AlN. XI Российская конференция по физике полупроводников: Тезисы докл., Санкт-Петербург, Россия, 2013, стр. 272.

A33. I.A. Aleksandrov, V.G. Mansurov, A.K. Gutakovskii, K.S. Zhuravlev. *Temperature dependence of exciton recombination dynamics in GaN/AlN quantum dots*. 13th International Conference on Optics of Excitons in Confined Systems (OECS13): Тезисы докл., Rome, Italy, 2013, стр. 193.

A34. I.A. Aleksandrov, V.G. Mansurov and K.S. Zhuravlev. *Effect of defects in AlN barrier on photoluminescence kinetics of GaN/AlN quantum dots*. 8th International Conference on Quantum Dots, Pisa, Italy, 2014, ctp. M2.

A35. I.A. Aleksandrov, V.G. Mansurov and K.S. Zhuravlev. *Time-resolved photoluminescence characterization of 2 eV band in AlN*. 5th International symposium on growth of III-nitrides, Atlanta, USA, 2014, crp. E27.

A36. I.A. Aleksandrov, V.G. Mansurov, K.S. Zhuravlev *Temperature dependence of photoluminescence kinetics of GaN/AlN quantum dots*. International Conference on Manipulation, Manufacturing and Measurement on the Nanoscale, Taipei, Taiwan, 2014, crp. 08-3.

Список цитируемой литературы

1. S. De Rinaldis. I. D'Amico. E. Biolatti. R. Rinaldi. R. Cingolani. and F. Rossi, Phys. Rev. B 65. 081309 (2002).

2. S. Kako, C. Santori, K. Hoshino, S. Gotzinger, Y. Yamamoto, Y. Arakawa, Nature Mat. 5, 887 (2006).

3. J. Simon, N. T. Pelekanos, C. Adelmann, E. Martinez-Guerrero, R. Andre., B. Daudin, Le Si Dang, H. Mariette. Phys. Rev. B, 68, 035312 (2003).

4. R. Bardoux, T. Guillet, P. Lefebvre, T. Taliercio, T. Bretagnon, S. Rousset, B. Gil, and F. Semond, Phys. Rev. B 74, 195319 (2006).

5. Стоунхэм, А. М. Теория дефектов в твердых телах. 1978.

6. M. Feneberg, R. A. R. Leute, B. Neusch, K. Thonke, and M. Bickermann, Phys. Rev. B 82, 075208 (2010).

7. J. L. Lyons, A. Janotti, and C. G. Van de Walle. Effects of carbon on the electrical and optical properties of InN, GaN, and AlN. Phys. Rev. B 89, 035204 (2014).

8. B. E. Gaddy, Z. Bryan, I. Bryan, R. Kirste, J. Xie, R. Dalmau, B. Moody, Y. Kumagai, T. Nagashima, Y. Kubota, T. Kinoshita, A. Koukitu, Z. Sitar, R. Collazo, D. L. Irving, Appl. Phys. Lett. 103, 161901 (2013).

9. Y. Zhang, W. Liu, H. Niu, Phys. Rev. B 77, 035201 (2008).

10. C. Stampfl, C. G. Van de Walle, Phys. Rev. B 65, 155212 (2002).

11. J. L. Rouviere, J. Simon, N. Pelekanos, B. Daudin, and G. Feuillet. Appl. Phys. Lett., 75, 2632 (1999).

V.G. Mansurov, A.Yu. Nikitin, Yu.G. Galitsyn, S.N. Svitasheva, K.S. Zhuravlev, Z. Osvath,
 L. Dobos, Z.E. Horvath, B. Pecz, J. Crystal Growth, 300, 145 (2007).

13. P. Frantsuzov, M. Kuno, B. Janko, R. A. Marcus, Nat. Phys. 4, 519 (2008).

14. P. C. Sercel, Phys. Rev. B 51, 14532 (1995).

15. D. F. Schroeter, D. J. Griffiths, P. C. Sercel, Phys. Rev. B 54, 1486 (1996).

16. S. Menzel, E. A. Zibik, P. Aivaliotis, J. W. Cockburn, and L. R. Wilson, Phys. Rev. B 77, 153302 (2008).

17. O. Rubel, S. D. Baranovskii, K. Hantke, B. Kunert, W. W. Ruhle, P. Thomas, K. Volz, and W. Stolz, Phys. Rev. B 73, 233201 (2006).

18. C. M. Gee and M. Kastner, Phys. Rev. Lett. 42, 1765 (1979).

19. R. A. Street, Adv. Phys., 25, 397 (1976).

20. H. Siegle, G. Kaczmarczyk, L. Filippidis, A. P. Litvinchuk, A. Hoffmann, and C. Thomsen, Phys. Rev. B 55, 7000 (1997).