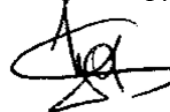


Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования

«ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ»

На правах рукописи



ЗАДОРЖНЫЙ

Олег Федорович

**ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ
СВЕТОДИОДНЫХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ
НА ОСНОВЕ InGaN/GaN**

Специальность 1.3.5 – Физическая электроника

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата технических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

Давыдов Валерий Николаевич

Томск – 2023

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР	13
1.1 Полупроводниковые гетероструктуры на планарных подложках	14
1.2 Эффективность светодиодов на основе InGaN/GaN	16
1.2.1 Рекомбинация Шокли-Рида-Холла	18
1.2.2 Оже-рекомбинация	19
1.2.3 Утечка носителей заряда.....	19
1.2.4 Ограничение области люминесценции	20
1.2.5 Спонтанная поляризация и пьезополяризация в квантовых ямах	21
1.2.6 Эффективность белых светодиодов.....	25
1.3 Энергетический спектр гетероструктур с квантовыми ямами разной формы .	26
1.3.1 Условия наблюдения квантовых размерных эффектов	26
1.3.2 Энергетический спектр и свойства квантовой ямы	27
1.3.3 Расчёт энергетического спектра квантовой ямы различной формы.....	29
1.4 Интенсивность излучения гетероструктуры с квантовыми ямами	35
1.4.1 Излучательная рекомбинация без учета разбаланса концентраций	35
1.5 Методы исследования полупроводниковых гетероструктур	37
1.5.1 Метод эквивалентных схем в полупроводниковой электронике.....	37
1.5.2 Емкостные методы исследования полупроводников	38
1.5.3 Фотоэлектрические методы исследования гетероструктуры с квантовыми ямами	39
1.5.4 Оптические методы исследования полупроводниковых структур	41
ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 1	42
ГЛАВА 2. ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ РАЗЛИЧНОГО ПРОФИЛЯ	45
2.1 Структура спектра уровней размерного квантования	45
2.1.1 Число уровней в прямоугольной квантовой яме	45
2.1.2 Число уровней в треугольной квантовой яме	47
2.2 Влияние легирования на время излучательной рекомбинации	49
2.2.1 Вводные замечания.....	49
2.2.2 Описание излучающих свойств ГС с КЯ	51
2.2.3 Излучательная рекомбинация с учетом разбаланса концентраций зарядов	53
ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 2	55
ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ГС С КЯ ОПТИЧЕСКИМИ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ	56

3.1 Фононный спектр и модель захвата носителей зарядов	56
3.1.1 Исходные положения.....	56
3.1.2 Экспериментальное исследование фононного спектра	58
гетероструктуры с квантовыми ямами	58
3.1.3 Результаты эксперимента и их обсуждение	59
3.2 Последовательно-параллельная эквивалентная схема гетероструктуры с квантовыми ямами	61
3.2.1 Составление эквивалентной схемы	62
3.2.2 Обсуждение результатов составления ЭС.....	65
3.2.3 Расчет элементов эквивалентной схемы.....	67
3.3 Метод резистивного профилирования гетероструктуры с квантовыми ямами	72
3.3.1 Вводные замечания.....	72
3.3.2 Теория метода резистивного профилирования.....	72
3.3.3 Экспериментальное исследование метода резистивного профилирования.....	74
3.3.4 Сравнение профилей концентрации электронов по ВФХ и ВСХ.....	75
ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 3	78
ГЛАВА 4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ГС С МКЯ РАЗЛИЧНОГО ПРОФИЛЯ.....	79
4.1 Интенсивность излучения квантовой ямы	79
4.1.1 Модель генерации излучения квантовой ямы.....	79
4.1.2 Особенности энергетического спектра квантовой ямы различной формы.....	81
4.2 Энергетический спектр комбинированной квантовой ямы.....	82
4.2.1 Исходные положения.....	82
4.2.2 Составление комбинированной квантовой ямы из треугольных квантовых ям	82
4.2.3 Составление комбинированной квантовой ямы из прямоугольных ям.....	87
4.2.4 Энергетический спектр прямоугольной квантовой ямы комбинированной формы при «невзаимодействующих» ямах.....	92
4.3 Интенсивность излучения квантовой ямы комбинированной формы	93
4.3.1 Интенсивность излучения при «невзаимодействующих» ямах.....	93
4.3.2 Энергетический спектр для «взаимодействующих» ям.....	97
4.3.3 Обсуждение результатов	102
4.4. Спектр и интенсивность излучения треугольной квантовой ямы комбинированного профиля	104
4.4.1 Исходные положения.....	104
4.4.2 Энергетический возможности треугольной ямы «узкая – широкая».....	104

4.4.3 Энергетический возможности треугольной ямы «широкая – узкая»	105
4.4.4 Обсуждение результатов	106
4.5 Получение белого света при помощи комбинированных квантовых ям	107
4.5.1 Баланс смешения RGB цветов.....	108
ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 4	110
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	112
СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНОЧЕНИЙ	115
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	116
АКТ ВНЕДРЕНИЯ.....	133
ПРИЛОЖЕНИЕ Б.....	134
СВИДЕТЕЛЬСТВА О ГОСУДАРСТВЕННОЙ РЕГИСТРАЦИИ СВЕТОДИОДНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ	134
РАСЧЕТ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ СХЕМЫ.....	135

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы исследования

Среди всего многообразия полупроводниковых диодов светодиодное (СД) семейство нашло широкое применение во многих областях науки и техники [1-8]. Популярность и доступность светодиодных ламп объясняются простотой и надежностью их конструкции. Лежащий в основе работы любого светодиода р-п переход [6, 18, 19] выгодно выделяет их среди большинства светотехнических устройств, использующих недолговечные нити накаливания или опасные для окружающей среды пары ртути [9]. Фотоны внутри р-п перехода генерируются не за счет термоэмиссии электронов, а за счёт разности электрического потенциала, образующегося между контактами диода [26 - 51]. Это позволяет создавать высокоэффективные источники оптического излучения малой массы и размеров, с перестраиваемой длиной волны генерируемого излучения, со сроком службы до 50 000 часов работы на отказ [10, 68]. В настоящее время годовой оборот светодиодной продукции на мировом рынке, оценивается в десятки миллиардов долларов. Разработкой и серийным выпуском светодиодной продукции широкой номенклатуры занимаются крупнейшие фирмы всех ведущих стран мира: Китая, США, Японии, России и других государств. Большие успехи в создании эффективных источников видимого излучения достигнуты на гетероструктурах (ГС) с квантовыми ямами (КЯ) на основе барьера InGaN/GaN [19 – 70].

Высокая эффективность СД источников, их широкое применение практически во всех сферах жизни современного общества привело к высокому уровню конкуренции производителей, следствием которой, с одной стороны, стало высокое качество продукции и её невысокая цена [70], а с другой - информационная закрытость всего СД направления, начиная с научных разработок, технологических приемов и заканчивая применяемой топологией, используемым составом полупроводниковых компонентов и численными значениями параметров выпускаемых светоизлучающих приборов [71 – 88].

Сказанное выше показывает актуальность рассматриваемой темы, её научное и практическое значение, как в плане разработки физических принципов генерации излучения твердым телом, так и в реализации конструктивных и топологических решений по созданию светодиодов в виде отдельных элементов, линеек, матриц и их всевозможных комбинаций.

Весь круг проблем, требующих решения конкретных задач по увеличению интенсивности излучения светодиодных гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ), можно объединить в следующие научно-технические направления:

- 1) первостепенным из них является задача увеличения интенсивности излучения светодиодных источников на основе барьера InGaN/GaN. Её решение за счет увеличения тока

через гетероструктуру является неприемлемым, поскольку его рост пропорционально увеличивает тепловые потери [79, 80, 100], что ведет к повышению температуры кристалла источника излучения, приводящему, в конечном счете, к его термическому разрушению [70]. Поэтому увеличение интенсивности излучения целесообразно реализовывать повышением коэффициента его полезного действия. Основными направлениями достижения такого улучшения являются: повышение скорости захвата носителей заряда квантовой ямой и увеличение скорости излучательной рекомбинации носителей заряда в квантовой яме. При решении этой задачи важно понимать и учитывать границы реализации эффекта размерного квантования в потенциальной яме толщиной, меньшей длины волны де Бройля [89, 90, 96]. Анализ условий наблюдения этого эффекта показывает, что его наблюдение возможно в кристаллах с предельно малой эффективной массой носителей заряда. Данный параметр является константой, определяемой исключительно физико-химическим составом материала излучателя и потому он малоприспособен для решения задачи повышения коэффициента полезного действия. Другим параметром, определяющим длину волны де Бройля, является энергия захватываемого потенциальной ямой свободного носителя заряда. В научной литературе рассмотрению роли этого параметра уделено недостаточно внимания, что также мешает целостному представлению о применимости эффекта размерного квантования в приборах полупроводниковой опто- и наноэлектроники.

2) для увеличения скорости излучательной рекомбинации необходимо полное понимание механизма этого вида рекомбинации в кристаллических объектах, в качестве которой используют феноменологическую модель - модель бимолекулярной рекомбинации свободного электрона и свободной дырки. Согласно этой модели, легирование полупроводника донорной или акцепторной примесью увеличивает скорость излучательной рекомбинации по гиперболическому закону. Следовательно, для получения высокоэффективного источника оптического излучения целесообразно использовать легированные полупроводники. В гетероструктурах с множественными квантовыми ямами, находящимися в обеднённой области p-n перехода, их заполнение электронами и дырками меняется от эмиттера электронов к эмиттеру дырок на многие порядки, что должно сказаться на механизме рекомбинации. Однако данный вопрос в научной литературе практически не рассмотрен, что ограничивает понимание процесса генерации оптического излучения в указанных объектах.

3) эффективным способом исследования электрофизических свойств полупроводниковых приборов, в том числе и светоизлучающих, является применение метода эквивалентных схем, согласно которому исследуемый прибор заменяется RC - цепью, элементы которой определяются топологией прибора и режимом его работы. Данный метод позволяет исследовать такие характеристики прибора, как его частотные, полевые зависимости, а также вычислять параметры

ГС, анализируя реакцию эквивалентной RC - цепи на внешнее воздействие. Полезность такого подхода к исследованию свойств полупроводниковых приборов многократно продемонстрирована на практике. Однако в настоящее время применение данного метода для изучения свойств светоизлучающих гетероструктур с множественными квантовыми ямами весьма ограничено и, главным образом, используется в исследовании профиля концентрации носителей заряда с помощью емкостного метода, разработанного для 3D полупроводников.

4) В применении к полупроводниковым приборам, имеющим в своем составе объекты пониженной размерности, например, квантовые ямы, емкостные методы значительно доработаны, что позволяет вычислить многие параметры энергетической диаграммы гетероструктур. Однако эти методы исследования обладают принципиальным недостатком – высокая частота их тестового сигнала, используемого для регистрации емкостных свойств прибора (обычно составляющая сотни килогерц), не позволяет фиксировать медленные процессы, такие как структурная перестройка активной области прибора, а также генерации - рекомбинации центров захвата носителей заряда. Поэтому представляется целесообразным применить низкочастотные измерения для исследования резистивных свойств гетероструктур с квантовыми ямами и совместно с высокочастотными методами использовать их при разработке приборов микро - и оптоэлектроники на 3D полупроводниках.

5) имеющиеся в настоящее время физические модели захвата носителей заряда КЯ достаточно сложны как в плане математического описания, так и в плане физической трактовки. Так, например, математическое описание смены природы электрона (при захвате) с корпускулярной (в барьерном слое) на волновую (на состояниях в квантовой яме) природу и передача им избытка своей энергии фононам весьма громоздко. Поэтому для расчета элементов эквивалентной схемы гетероструктуры с квантовыми ямами наиболее пригоден феноменологический подход, который должен быть оформлен в виде модели захвата электрона. Её суть может быть заимствована из моделей взаимодействия заряда в 3D полупроводниках.

6) при решении задачи по увеличению скорости захвата носителей заряда квантовой ямой необходимо учитывать структуру энергетических уровней размерного квантования – их число и положение в энергетическом спектре должны быть достаточными для размещения дополнительно захватываемых носителей заряда. На эти факторы большое влияние оказывает профиль квантовой ямы (который может быть прямоугольным или треугольным), физико-химический состав вещества КЯ и её параметры. Комбинируя их, в том числе создавая новый профиль ямы из узких и широких ям того же профиля, можно повышать или понижать плотность уровней энергии в верхней или нижней части ямы и тем самым менять заполнение уровней носителями заряда, а значит - изменять и интенсивность излучения.

Цели и задачи работы

Целью данной работы является теоретическое и экспериментальное исследование электрофизических и эмиссионных свойств светодиодных гетероструктур на основе барьера InGaN/GaN, направленное на повышение интенсивности генерируемого оптического излучения. Поставленная цель достигается решением следующих задач:

1. Исследование фундаментальных изменений энергетического спектра прямоугольной и треугольной квантовых ям при изменении ширины КЯ и энергии захватываемого ямой электрона с целью выявления условий его преобразования.
2. Исследование влияния концентрации легирующей примеси на время излучательной рекомбинации в полупроводнике, а также разработка модели излучательной рекомбинации в гетероструктуре с учетом различия величин концентраций электронов и дырок в квантовых ямах.
3. Составление эквивалентной схемы гетероструктуры с квантовыми ямами, учитывающей захват КЯ носителей заряда, их последующую рекомбинацию, наличие сквозного тока через светодиодную гетероструктуру, а также расчет емкостных и резистивных элементов эквивалентной схемы.
4. Разработка метода исследования свойств и параметров гетероструктуры с квантовыми ямами на основе низкочастотных измерений резистивных свойств гетероструктуры, а также экспериментальное сравнение методов резистивного и емкостного профилирования.
5. Составление феноменологической модели захвата носителей заряда для количественного описания скорости захвата носителей заряда квантовой ямой и её использование для расчета элементов эквивалентной схемы.
6. Рассмотрение энергетического спектра и излучающих свойств квантовых ям комбинированного профиля из прямоугольных ям разной ширины и высоты, а также из треугольных квантовых ям и вычисление возможного выигрыша в интенсивности генерируемого оптического излучения при различном числе объединяемых квантовых ям в яму комбинированного профиля.

Научная новизна полученных результатов

1. Впервые показано, что при большом разбалансе концентраций электронов и дырок в полупроводнике бимолекулярная модель излучательной рекомбинации сменяется моделью рекомбинации, в которой скорость рекомбинации не зависит от концентрации легирующей примеси и определяется концентрацией неосновных носителей заряда.

2. Впервые составлена эквивалентная схема светоизлучающей гетероструктуры с квантовыми ямами, которая учитывает захват носителей заряда ямой, их излучательную рекомбинацию, а также протекание не взаимодействующего с ямами сквозного тока. Вычислены все элементы эквивалентной схемы.

3. Разработана математическая модель и экспериментально апробирован новый метод исследования свойств полупроводниковых приборов с р-п переходом – метод резистивного профилирования, потенциально обладающий более высокой информативностью по сравнению с емкостным методом.

4. Предложена феноменологическая модель захвата носителей заряда квантовой ямой, основанная на модели рекомбинации Шокли - Рида – Холла. Модель позволяет рассчитать скорость генерации оптического излучения. В гетероструктурах из InGaN/GaN экспериментально определены энергии оптических фононов, участвующих в захвате электронов и дырок квантовой ямой.

5. Предложен профиль прямоугольной квантовой ямы, полученный совмещением прямоугольных ям разной толщины и глубины, позволяющий увеличить число захватываемых носителей заряда и тем самым увеличить интенсивность излучения гетероструктуры. Комбинирование ям треугольного профиля также может увеличивать интенсивность излучения, но меньше, чем комбинирование прямоугольных квантовых ям.

Теоретическая и практическая значимость работы

1. Разработана методика комбинирования квантовых ям прямоугольного и треугольного профилей, позволяющая повысить эффективность светоизлучающей ГС до нескольких раз.

2. Предложен и экспериментально апробирован новый метод исследования свойств полупроводниковых приборов с р-п переходом, потенциально обладающий более высокой информативностью по сравнению с емкостными методами исследования - метод резистивного профилирования.

3. Составлена эквивалентная схема гетероструктуры с квантовыми ямами, учитывающая все значимые электронные процессы в гетероструктуре и позволяющая исследовать электрофизические, полевые и оптические свойства наноразмерных объектов методами теории электрических цепей.

Методология и методы исследования

При выполнении работы проводились экспериментальные, теоретические исследования, численный расчет, математическое моделирование и аппроксимации полученных зависимостей аналитическими выражениями. В теоретических исследованиях использовалась бимолекулярная модель излучательной рекомбинации в полупроводниках, модель Шокли – Рида – Холла о

взаимодействии свободных носителей заряда с примесными уровнями; метод Фурье-спектроскопии для регистрации спектров диффузного отражения по нахождению спектра поглощения по методу Кубелки – Мунка; метод ёмкостного профилирования; квазиклассическое приближение Бора-Зоммерфельда; графический метод решения дисперсионных уравнений; стандартные методы расчета спектров как одиночных, так и комбинированных КЯ; метод эквивалентных схем, стандартные приемы преобразования RC-цепей; стандартные методы математической обработки числовых рядов.

Моделирование и аппроксимация выполнялись в программной среде Mathcad. Экспериментальные исследования проводились на измерителе Keithley, ИК-Фурье спектрофотометра (ИКФС) Shimadzu IRTracer-100 с приставкой DRS-8000A и измерителях импеданса LCR Agilent 4980A и «Адмиттанса E7-20».

Связь темы диссертации с плановыми работами

Результаты диссертационной работы, полученные в процессе теоретических и экспериментальных исследований, использованы при выполнении Федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2022гг.» в проекте «Разработка прототипов передовых технологических решений роботизированного интеллектуального производства электронной компонентной базы и энергоэффективных световых устройств» (соглашение № 14.577.21.0266 от 26 сентября 2017 г.) в части разработки комбинированного профиля квантовой ямы источника оптического излучения на основе барьера InGaN/GaN для разработки ламп освещения. Разработанный профиль КЯ, обеспечивающий увеличение эффективности источника оптического излучения до нескольких раз, защищен патентом РФ на изобретение.

Часть диссертационного материала, касающаяся составления эквивалентной схемы СД гетероструктуры с КЯ и принципа получения комбинируемого профиля прямоугольных и треугольных квантовых ям выполнена при финансовой поддержки Министерства науки и высшего образования (задание FRWM-2023-0012) и используется в лекционном и практическом циклах курса «Полупроводниковая оптоэлектроника», читаемого магистрам направления 01.03.04 в Томском государственном университете систем управления и радиоэлектроники.

Положения, выносимые на защиту

1. Рост концентрации легирующей примеси в полупроводнике приводит к смене механизма излучательной рекомбинации по бимолекулярной модели с доминирующим влиянием концентрации основных носителей на модель, по которой её скорость протекания не зависит от уровня легирования и задается концентрацией неосновных носителей заряда. Предложена составная модель излучательной рекомбинации, по которой в области низких и средних уровней

легирования излучательная рекомбинация описывается бимолекулярной моделью, а в области высоких концентраций определяющей становится модель, в которой излучательная рекомбинация не зависит от уровня легирования.

2. Предложена эквивалентная схема гетероструктуры с множественными квантовыми ямами, основанная на её электрофизической структуре и описывающая основные процессы токопротекания, захвата носителей заряда и их излучательную рекомбинацию. Рассчитаны элементы эквивалентной схемы. Разработан метод резистивного профилирования концентрации свободных носителей заряда в гетероструктурах, основанный на низкочастотных измерениях зависимости дифференциального сопротивления исследуемой структуры от напряжения смещения и потенциально позволяющий получить больше информации о параметрах и процессах в гетероструктуре, чем метод емкостного профилирования, за счет регистрации медленно протекающих структурных и электрических процессов.

3. Предложена идеология составления комбинированного профиля парциальных (не зависящих друг от друга) прямоугольных и треугольных квантовых ям с более плотным энергетическим спектром в его верхней части, чем у исходного профиля, по которой определяется порядок расположения объединяемых ям, их оптимальное число, число уровней размерного квантования в каждой яме, а также ширина и глубина каждой из объединяемых ям, обеспечивающих увеличение числа захватываемых заряда на уровни размерного квантования.

4. Использование в светодиодных гетероструктурах на основе InGaN/GaN квантовых ям комбинированного профиля, полученного по разработанной идеологии составления профиля объединением нескольких прямоугольных ям разной ширины, глубины и физико-химического состава, позволяет получить выигрыш в интенсивности излучения по сравнению с интенсивностью, генерируемого квантовой ямой стандартного профиля: для конфигурации профиля «узкая яма – средняя яма - широкая яма», составленного из прямоугольных ям, выигрыш в интенсивности излучения достигает 5,3 раза, а при комбинировании двух ям профиля «узкая яма – широкая яма» 4,0 раза. При объединении двух треугольных ям в профиль по наклону «малый – большой» выигрыш по интенсивности составляет 3,2 раза.

Степень достоверности и апробация работы

Достоверность выносимых на защиту теоретических и экспериментальных результатов обеспечивается их воспроизводимостью, внутренней непротиворечивостью и согласованностью с результатами исследований других авторов. Результаты экспериментальных исследований получены с использованием стандартных измерительных методик и сертифицированного контрольно-измерительного оборудования. Выполненные в диссертационной работе теоретические расчеты базируются на базовых принципах и моделях физики полупроводников и

теории низкоразмерных объектов в микро- и оптоэлектронике. Все результаты диссертационной работы при их опубликовании в научных журналах и выступлениях на научных конференциях различного уровня прошли рецензирование и обсуждения научной общественностью.

Результаты работы докладывались и обсуждались на Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Научная сессия ТУСУР», г. Томск, 2018 – 2020 гг; Международной научно-практической конференции «Электронные средства и системы управления» г. Томск, 2018 - 2021 гг; Международном научном конгрессе научная сессия «Первые шаги в науке» г. Новосибирск, 2019 г; 57-й Международной научной студенческой конференции, г. Новосибирск, 2019 г; Международной конференции по фотонике и информационной оптике г. М, 2019 - 2021 гг; Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых ТПУ, Томск, 2021 г; Всероссийской научно-технической конференции СФУ, г. Красноярск, 2022 г.

Публикации

По материалам диссертации опубликовано 24 работ, в том числе 4 статьи в рецензируемых журналах, индексируемых в международных базах данных Web of Science и Scopus, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций, 6 статей в журналах, индексируемых в библиографической базе данных РИНЦ, и 18 публикаций в сборниках материалов международных и всероссийских конференций. По результатам научных исследований в соавторстве получен один патент РФ на изобретение.

Личный вклад автора

Личный вклад заключается: в совместной с руководителем постановке задач и проведении экспериментальных и теоретических исследований, в анализе и обработке их результатов, в написании статей и докладов для научных журналов и конференций с теоретическим обоснованием полученных практических результатов, в частности, в разработке методик измерений и проведения расчетов энергетических спектров квантовых ям прямоугольного и треугольного профилей, а также совместных с научным руководителем аналогичных расчетов интенсивности излучения комбинированных квантовых ям и модели излучательной рекомбинации при высоких уровнях легирования полупроводника.

Структура диссертации

Диссертация объемом 139 страницы состоит из введения, четырех глав основного текста, заключения, списка литературы из 218 наименований источников научно-технической информации и трех приложений.

ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

Материалы на основе нитридов элементов третьей группы ($A^{III}N$) привлекли большое внимание исследователей тем, что их сплавы с индием или алюминием позволяют получить материал с широким диапазоном ширины запрещенной зоны, перекрывающей область излучения от красного до ультрафиолетового. Поэтому в течение последних 10 лет их тройные и четверные сплавы используются для создания оптоэлектронных устройств, [1 – 11] таких как светоизлучающие диоды и лазерные диоды (ЛД).

В настоящее время значительный интерес вызывают светодиоды на основе GaN высокой яркости благодаря своей высокой энергоэффективности, малых размеров и их долговечности [5]. Эволюция светодиодов в части их светоотдачи и создания устройств высокой яркости была бы невозможна без развития технологии выращивания полупроводниковых материалов [11 – 16]. Совершенствование этих технологий позволяет снизить плотность прорастания дислокаций, в выращиваемом материале при уменьшении толщины выращиваемого слоя вплоть до нанометровых размеров [18 - 20, 98, 112]. С помощью эффективного управления шириной запрещенной зоны и формирования сложных полупроводниковых структур – гетероструктур (ГС) - удалось значительно повысить скорость излучательной рекомбинации.

Одним из наиболее эффективных способов преобразования электрического тока в световое излучение является использование ГС с множеством квантовых ям (МКЯ), и, хотя эффективность такой системы довольно высока, достичь теоретического предела в таких источниках пока не удается. Поэтому прежде чем СД смогут полностью заменить люминесцентные лампы необходимо значительно повысить светоотдачу и внутреннюю квантовую эффективность светодиодов, так как, не смотря на все достижения в области выращивания и конструирования светодиодных чипов, их эффективность все еще не превышает эффективность люминесцентных ламп общего освещения [17 – 25].

В светодиодах на основе GaN основными факторами, ограничивающими мощность излучения, являются низкая эффективность извлечения света (способность фотонов, генерируемых внутри полупроводникового материала, выходить за его пределы) и внутренняя генерация света. Для определённой номенклатуры разработаны источники с высоким пиковым значением внутренней квантовой эффективности может достигать порядка 90% [4, 13, 44], однако ценой такой эффективности является очень малый ток накачки, и достаточно высокие требования к качеству материала. Однако существует целый класс светодиодов, где внутренняя квантовая эффективность значительно ниже указанного значения, что приводит к падению эффективности излучения [16 - 30].

Более реалистичные значения внутренней эффективности, согласно ряду, исследований [14 – 22], составляет: 40 – 60% в зависимости от типа подложки, и толщины барьерного слоя [6 – 15]. В ряде случаев, эффективность некоторых современных коммерческих образцов, может не превышать и 15% [14,15] а, следовательно, до 85 % энергии может уходить в виде теплотерь. Причинами такого состояния дел является уменьшение захвата носителей заряда КЯ [16], и их излучательной рекомбинации, например, за счет влияния внутренней поляризации в КЯ, а также снижения скорости захвата при больших токах (более 100 мА) [22].

Для решения проблемы снижения эффективности излучения при больших токах предложено множество механизмов, объясняющих причины снижения внутренней эффективности СД [30 – 44]. Зачастую вместо того, чтобы бороться с влиянием данных эффектов, многие производители ярких светодиодов предпочитают увеличивать общее число квантовых ям в активной области ГС, увеличивая площадь кристалла, толщину активной области и т.д.

Сказанное выше доказывает актуальность рассматриваемой проблемы повышения эффективности излучения ГС с КЯ InGaN/GaN, её научное и практическое значение как в плане изучения физических механизмов функционирования источников излучения твердым телом, так и в разработке новых физических принципов функционирования источников и их топологических решений.

1.1 Полупроводниковые гетероструктуры на планарных подложках

По сути, классический светодиод без КЯ основан на р–n-переходе. При подаче прямого напряжения электроны и дырки поступают в области противоположной проводимости по надбарьерному механизму где становятся неравновесными носителями и рекомбинируют с излучением фотона с энергией, равной энергии запрещенной зоны. Для повышения эффективности излучения р-n переход дополняют КЯ, которые располагаются между эмиттерами перехода. Получающиеся структуры принято называть гетероструктурами.

Гетероструктуры изготавливают по эпитаксиальной технологии из различных полупроводниковых материалов, выбор которого зависит, в первую очередь, от длины волны генерируемого излучения: для синего – InGaN/GaN, для зеленого – InGa/GaN, для красного – AlGa/InP и для инфракрасного InGaAsP/InP [3,10,11]. Конструктивно светодиоды синего и зеленого цветов на основе нитрида III (III-N группы) изготавливаются преимущественно на сапфировых подложках с буферным слоем из нитрида галлия (GaN). Наиболее часто встречающийся вариант конструкция синих GaN-светодиодов представляет собой устройство с поперечным протеканием тока (рисунок 1.1.а).

Чтобы уменьшить плотность дефектов эпитаксиальные слои должны иметь период решетки, согласованный с периодом материала подложки. Данное условие определяет выбор материала подложки. По этому параметру сапфир хорошо согласуется с GaN и поэтому является предпочтительным материалом подложки. Однако, он обладает рядом недостатков ограничивающим его применение: он является диэлектриком, не проводящим электрический ток и плохо проводящим тепло. К тому же он дорог в производстве, что повышает стоимость светодиодов.

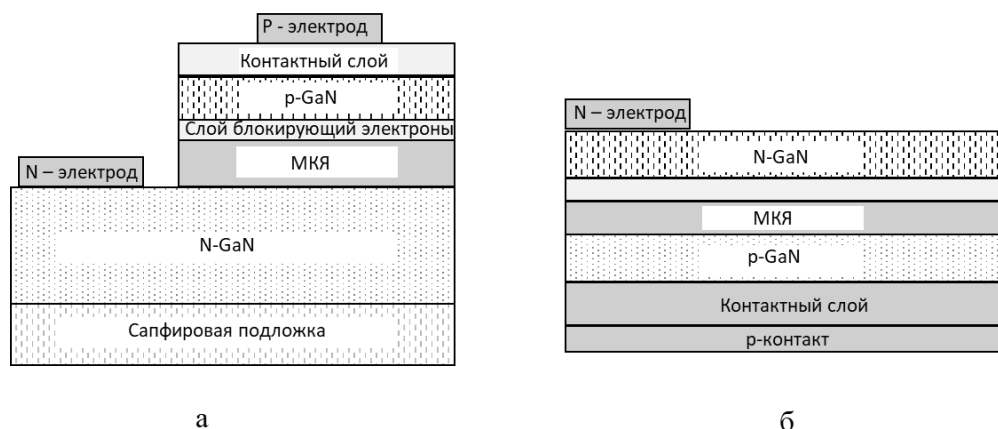


Рисунок 1.1 – Конструкция синих GaN-светодиодов с поперечным распространением тока (а), с вертикальным распространением тока (б) [33]

Конструктивно СД указанного типа выглядят следующим образом (рисунок 1.1.а). Сначала для улучшения согласования решетки с сапфировой подложкой на неё наносится толстый нелегированный затравочный слой. Затем, наносятся, формирующие активную область ГС. Для этого наносятся последовательно слои, легированные материалами p и n - типа, между которыми наносятся слои, образующие квантовые ямы.

Конфигурация, которая используется для изготовления мощных синих светодиодов, более сложная и известна как конструкция с вертикальным распространением тока (рисунок 1.1.б). Данная конструкция СД устраняет проблемы несоответствия решеток, обеспечивает улучшенный отвод тепла и снижение электрического контактного сопротивления. Однако она достаточно сложна в производстве. Ключевым преимуществом этой структуры является то, что активную область можно вырастить намного тоньше, что важно для извлечения света. Более того кремниевая или металлическая подложки обладают высокой теплопроводностью и отводит тепло намного эффективнее. Так же металлический слой, выращенный между подложкой и GaN, образует зеркало с высокой отражающей способностью, что значительно повышает эффективность извлечения света. Такие светодиодные на основе GaN, достигают высокой пиковой внутренней квантовой эффективности до 80% при малых токах накачки [45].

1.2 Эффективность светодиодов на основе InGaN/GaN

Предельная эффективность СД достигается, когда каждая электронно-дырочная пара генерирует фотон испускаемый светодиодом. Однако переход электрической энергии в оптическую неизбежно сопровождается потерями, снижающими эффективность.

Существует ряд механизмов (рисунку 1.2), посредством которых электрон может прорекомбинировать без излучения фотона и только одно из них представляет собой излучательный процесс (с испусканием фотона), что приводит к снижению эффективности излучения. Более того, электроны и дырки в p-n переходе могут пролететь его без взаимодействия с КЯ (сквозной ток) и/или, будучи захваченными ямой, эмитировать из неё в барьерный слой. В настоящее время соотношение между током рекомбинации с излучением фотона и сквозным током составляет величину порядка 50% [45, 46, 50]. Наличие безизлучательной рекомбинации при плотности дислокации в материале КЯ порядка 10^9 см^{-2} представляется почти обязательным, что так же снижает эффективность излучения ГС.

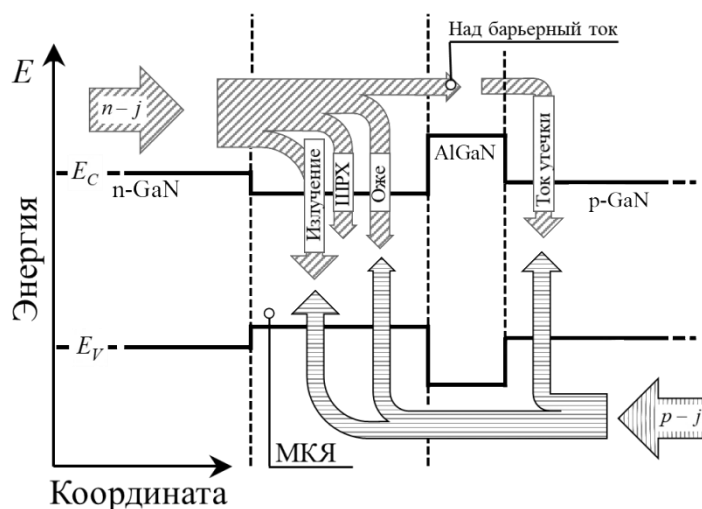


Рисунок 1.2 – Схематическое изображение всех процессов рекомбинации в светодиодах InGaN/GaN [46, 50]

Действительно, в научной литературе в качестве объяснения физических причин снижения эффективности работы СД приводят следующие механизмы: электронный транспорт вдоль КЯ [30, 34], утечки тока по структурным дефектам [31,32,39,], перелет электронов над квантовой ямой [34], инжекция электронов из квантовой ямы в p-GaN [35], влияние встроенных пьезоэлектрических полей [36], эффект Штарка [41], Оже-рекомбинацию [38], ограничение области люминесценции из-за низкой подвижности дырок [44] и т.д. Рисунок 1.2 иллюстрирует наиболее важные механизмы протекания безизлучательной и излучательной рекомбинации носителей в ГС с КЯ.

Эффективность InGaN/GaN-светодиодов пропорциональна внешней квантовой эффективности $\eta_{\text{внеш}}$, которая представляет собой отношение количества фотонов, испускаемых устройством, к количеству введенных электронов. Внешнюю эффективность можно представить как произведение следующих трех компонент [16 - 18]:

$$\eta_{\text{внеш}} = \eta_{\text{внут}} \cdot \eta_{\text{из}} \cdot \eta_{\text{инж}},$$

где $\eta_{\text{внут}}$ — внутренняя квантовая эффективность, $\eta_{\text{из}}$ — эффективность извлечения света, и $\eta_{\text{инж}}$ — эффективность инжекции. Под эффективностью извлечения света понимается отношение количества фотонов, испускаемых светодиодом, к количеству фотонов, генерируемых внутри светодиода. Параметр эффективности извлечения света зависит от геометрии устройства и, как правило, не связан с падением эффективности СД в процессе эксплуатации [32]. Эффективность инжекции обычно принимается равной 100% и также не связанной с падением эффективности СД. Остаётся только параметр $\eta_{\text{внеш}}$, который напрямую связан с $\eta_{\text{внут}}$.

Внутренняя эффективность СД обычно характеризуется следующей моделью (ABC - модель) $\eta_{\text{инж}}$, с коэффициентами А,В,С [3, 24]:

$$\eta_{\text{внут}} = \frac{R_{\text{изл}}}{R_{\text{изл}} + R_{\text{без/изл}}} = \frac{B_l n^2}{(A_{\text{шрх}} n + B_l n^2 + C_{\text{ож}} n^3)}, \quad (1.1)$$

где n - концентрация неравновесных носителей внутри InGaN/GaN-светодиода, коэффициенты $A_{\text{шрх}}$, B_l и $C_{\text{ож}}$ - коэффициент Шокли-Рида-Холла, бимолекулярный коэффициент, и коэффициент Оже-рекомбинации, соответственно. Все коэффициенты являются постоянными величинами и могут быть получены из экспериментальных данных. Так, параметр, $A_{\text{шрх}}$ может меняться в пределах $(1,0 - 5,4) \cdot 10^{-7}, [c^{-1}]$, в то время как коэффициент B_l варьируется от $(0,12 - 2,0) \cdot 10^{-11}, [cm^3 \cdot c^{-1}]$. Коэффициент $C_{\text{ож}}$, с учетом неопределенности лежит в диапазоне $(0,35 - 2,0) \cdot 10^{-30}, [cm^6 \cdot c^{-1}]$ [48 - 50].

Согласно выражению (1.1), квантовая эффективность явным образом зависит от плотности потока инжектированных носителей. При этом вклад в общую рекомбинацию будет определяться конструкцией СД и режима его работы. Так механизм Шокли-Рида-Холла линейно связан с ростом концентрации и проявляется при низких уровнях инжекции, однако может составлять до 60% [48] от числа общей рекомбинацию в зависимости от температурного режима СД, плотности тока, и количества структурных дефектов. Процесс излучательной рекомбинации

имеет квадратичную связь $(B_l \cdot n^2)$ и доминирует при средней плотности тока, процессы Оже-рекомбинации зависят от концентрации электронов кубически $(C_{OЖ} \cdot n^3)$ и доминируют при высокой плотности тока от 10 до 100 $[A \cdot cm^{-2}]$.

Заметим, что в представленной модели (1.1) не учтены другие механизмы, например, утечка носителей [34] которые проявляются при плотностях тока от 100 до 200 $[A \cdot cm^{-2}]$, вклад в общую рекомбинацию этого механизмов, четвертого порядка, будет составлять не более 14%. [48]. Так же, не учтен механизм ограничение области люминесценции в следствии низкой подвижности дырок [22,54]. Для того чтобы лучше понять природу возникновения этих процессов, и возможных способов их устранения рассмотрим каждый процесс отдельно.

1.2.1 Рекомбинация Шокли-Рида-Холла

Рекомбинация Шокли-Рида-Холла представляет безизлучательную электронно-дырочную рекомбинацию на дефектах кристалла и примесях, которая оказывает влияние на максимальную эффективность, снижая ее. При этом с ростом плотности тока эффективность не падает, оставаясь постоянной. Этот вывод подтверждается измерениями эффективности светодиодов с различной плотностью пронизывающих ГС дислокаций [41], и плотности постоянного тока [45]. Однако дефектные механизмы все же могут способствовать падению эффективности, так как их скорость увеличивается с ростом плотности тока [32]. При малой плотности носители в КЯ большая их часть удерживается ионами индия (кластерами индия) вдали от структурных дефектов, которые служат центрами безизлучательной рекомбинации. При более высоком токе, КЯ быстро заполняется, что приводит к перетеканию электронов в область КЯ с более низкой концентрацией индия, повышая тем самым безизлучательную рекомбинацию на дефектах. Существуют работы, оспаривающие данный механизм [42]. Показано, что V-образные гексагональные ямы способны препятствовать безизлучательной рекомбинации носителей КЯ при малом токе [49]. Поскольку безизлучательная рекомбинация в InGaN-квантовых ямах до сих пор полностью не изучена [56], еще могут быть обнаружены новые механизмы, связанные с дефектами, которые вносят свой вклад в падение эффективности. Также предполагается, что перенос дырок с помощью фононов, путем туннелирования вдоль дислокаций участвует в механизме спада, что приводит к усилению безизлучательного процесса, приводя к локальному повышению температуры при высокой инжекции [16,57]. Данный процесс скорее относится к утечке, происходящей в ГС, обсуждаемой в разделе 1.2.3.

1.2.2 Оже-рекомбинация

К безизлучательному процессу также относится Оже-рекомбинация, при которой избыточная энергия, выделяемая при рекомбинации, передается соседним, близкорасположенным электронам или дыркам, что приводит к их возбуждению. Физически это можно описать как: столкновение двух электронов вблизи дырки, сопровождающейся безизлучательной рекомбинацией (ee-h). Энергия и импульс поглощаются вторым электроном (процесс e-h). Процесс hh-e подобен процессу ee-h, за исключением того, что в нем участвуют две дырки и один электрон. Согласно (1.1), скорость Оже-рекомбинации пропорциональна кубу плотности носителей n^3 . На рисунке 1.3 показано, как регистрируются Оже - электроны.

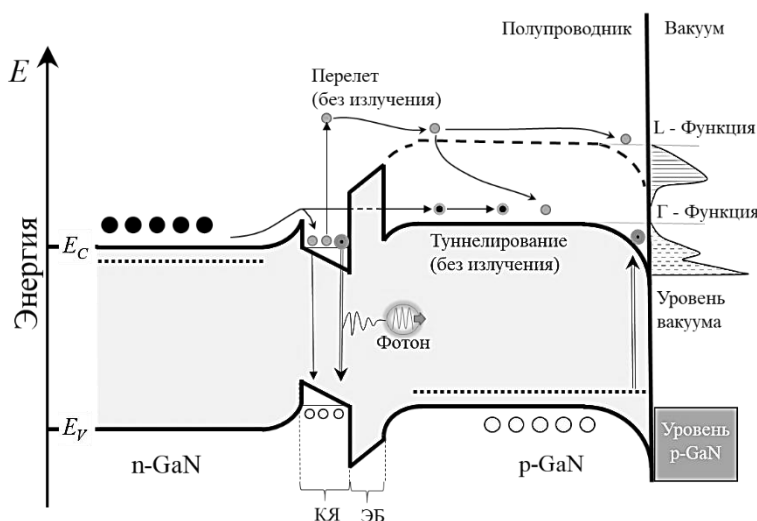


Рисунок 1.3 – Схематическое изображение зонной структуры InGaN/GaN светодиода [45]

Экспериментально установлена связь между падением эффективности и оже-рекомбинацией [58]. Однако эти экспериментальные данные, полученные методом прямой внутрizonной оже-рекомбинации, недостаточны для того, чтобы полностью объяснить наблюдаемые результаты падения эффективности СДД [57, 58].

Единственным вариантом уменьшения влияния оже-рекомбинации является снижения плотности носителей заряда в КЯ.

1.2.3 Утечка носителей заряда

Определенная доля носителей заряда (электронов) может обладать энергией, превышающей энергию барьера КЯ, что позволяет им выйти за пределы активной области, рекомбинируя с дырками в p-GaN слое или на p-контакте. Для предотвращения данного эффекта в СД из InGaN/GaN вводится слой блокирующий электроны (СБЭ) и состоящий из AlGaIn. Он располагается на p-стороне активной области (рисунок 1.4).

Однако не смотря на наличие в ГС с КЯ таких слоев, экспериментальные исследования показывают, что утечки электронов все еще существуют [54, 64, 65]. Прямое экспериментальное доказательство утечки электронов за пределы активной области получено измерением спонтанного излучения на р-стороне светодиода [59, 60].

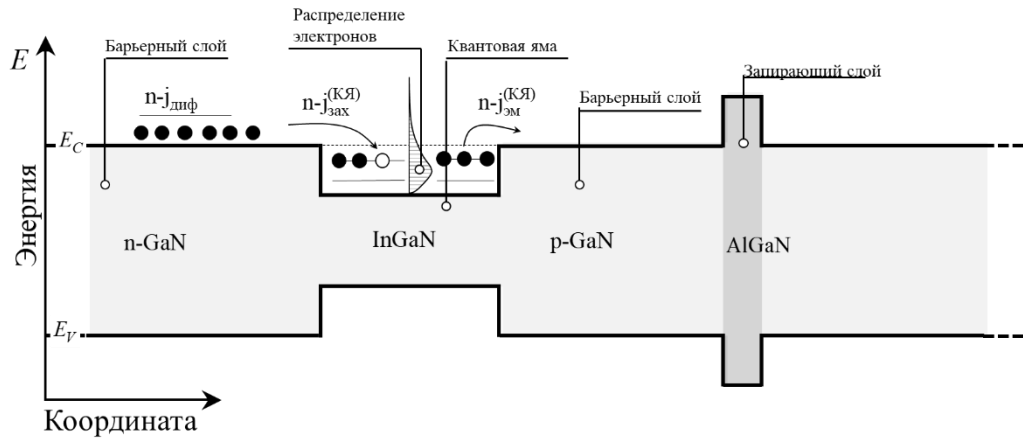


Рисунок 1.4 – Зонная диаграмма активной области ГС с КЯ, в которой показан выход носителя за пределы структуры [2]

Электроны, просачивающиеся в р-легированные слои светодиода, рекомбинируя там с дырками не достигшими активной области ГС, тем самым уменьшая инжекцию дырок в КЯ (рисунок 1.4). Одной из возможных причин утечки электронов является снижение энергетического барьера за счет встроенной нитридной поляризации [50, 61]. На рисунке 1.5 приведена энергетическая диаграмма ГС с МКЯ при наличии поляризации, что поясняет сказанное.

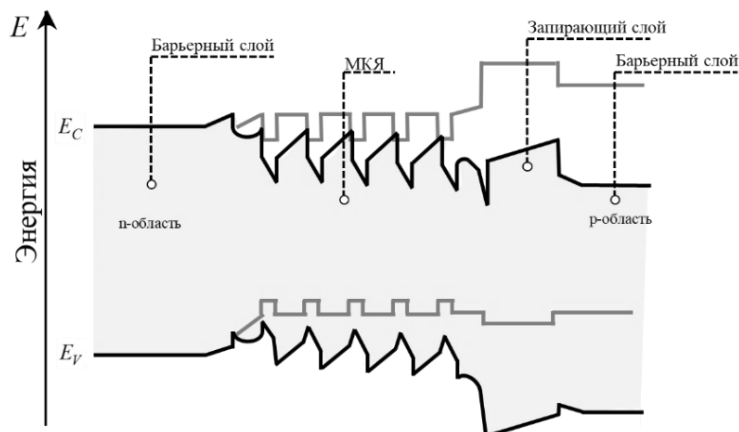


Рисунок 1.5 – Энергетическая диаграмма активной области с МКЯ при наличии поляризации (черная линии) и без поляризации (серая линии) [37]

Для полярных светодиодов выращенных на в С-плоскости, помимо проблемы с утечкой, возникают так же проблемы с поляризацией, возникающей на гетерограницах: первая граница -

– это граница между последней квантовой ямой и барьером на р-стороне структуры. Эта граница имеет положительный поверхностный заряд, который снижает высоту барьера для выхода электронов из квантовой ямы.

Вторая граница раздела — это граница между последним барьером и AlGaN – СБЭ, где так же находятся положительные поверхностные заряды. Это уменьшает границу зоны проводимости и СБЭ и, таким образом, уменьшая высоту барьера, который должен блокировать выход электронов из активной области [50]

1.2.4 Ограничение области люминесценции

Хотя Оже-рекомбинация и утечка носителей являются двумя наиболее обсуждаемыми механизмами объяснения падения эффективности InGaN/GaN-светодиодов, в технической литературе описаны и другие механизмы. Так, в работе [62] предложен механизм «the phase-space filling effect», который влияет на эффективность работы СД. Этот эффект возникает вследствие низкой концентрации и подвижности дырок в р-GaN области ГС, что сильно затрудняет их инжекцию. Поэтому большая часть дырок сосредотачивается только в нескольких квантовых ямах, находящихся вблизи р-GaN слоя, что уменьшает размер излучающей активной области.

1.2.5 Спонтанная поляризация и пьезополяризация в квантовых ямах

Использование сапфировых подложки для изготовления синих светодиодов на основе InGaN/GaN-ГС является промышленным стандартом. Это стало возможным благодаря сравнительно низкой стоимости производства, высокой термической стабильности и общедоступности материала. Однако светодиоды, выращенные на подложки из сапфира, обладают сильными поляризационными полями, проявляющимися внутри КЯ и приводящие к уменьшению перекрытия волновых функций для электронов и дырок (рисунок 1.6.б).

Основной причиной уменьшения эффективности таких светодиодов является сильное поле спонтанной поляризации, направленной вдоль оси симметрии 6-ого порядка (направление [0001]). На рисунке 1.6.а показано строение элементарной ячейки GaN [63].

При когерентном выращивании КЯ на основе InGaN деформация, вызванная несоответствием периодов решеток, приводит к пьезоэлектрической поляризации. Наличие двух видов поляризации на границе раздела InGaN/GaN индуцирует сильное электрическое поле внутри InGaN-КЯ, что приводит к наклонному профилю квантовой ямы. Это уменьшает перекрытие волновых функций электронов и дырок в яме, что приводит к снижению скорости излучательной рекомбинации (рисунок 1.6, б).

Эффекта пространственного разделения зарядов становится заметным в уменьшении эффективности излучательной рекомбинации при размерах КЯ больше 3 нм. Для поддержания

приемлемого перекрытия волновых функций толщину квантовой ямы обычно берут от 2 до 3 нм. Тем не менее, тонкие квантовые ямы считаются одной из основных причин утечки носителей, т.к. носители пролетают над узкой ямой без взаимодействия с ней. Такое снижение эффективности светодиодов послужило основанием для поиска способов выращивания неполярных GaN-светодиодов. На рисунок 1.6, в показаны результаты теоретического моделирования, демонстрирующие преимущества использования неполярных направлений для светодиодов на основе GaN.

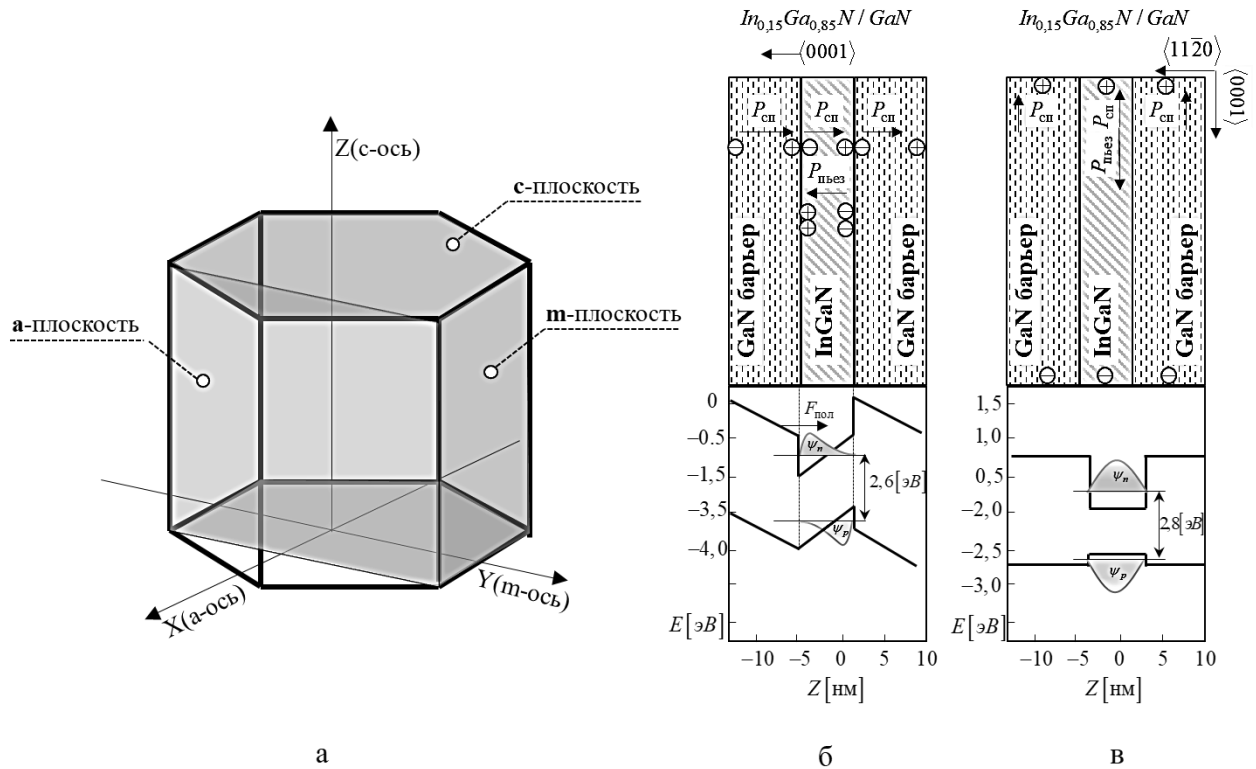


Рисунок 1.6, Шестиугольная призма, изображающая строение элементарной ячейки кристалла GaN с неполярными и полярными плоскостями, в зависимости от направления в которой возникает поляризация зарядов (а); структура, выращенная в полярном направлении (с-плоскость) с её зонная диаграмм КЯ, в которой появляются поляризационные заряды (б); структура, выращенная в неполярном направлении (в) [63,64]

Поляризацию с-плоскости можно рассчитать с помощью метода, основанного на аналитическом формализме линейной аппроксимации упругой деформации приповерхностных слоев ГС [65]:

$$\Delta P_{\text{полная}} = P_{\text{пьез}}^{\text{InGaN}} + \left(P_{\text{сп}}^{\text{InGaN}} - P_{\text{сп}}^{\text{GaN}} \right) \cos(\theta), \quad (1.2)$$

где $\Delta P_{\text{полная}}$ — полная разность поляризаций между слоем InGaN и подложкой GaN; $P_{\text{сп}}^{\text{InGaN}}$ и $P_{\text{сп}}^{\text{GaInN}}$ — спонтанные поляризации слоя GaInN и подложки GaN соответственно; $P_{\text{пьез}}^{\text{GaInN}}$ — пьезоэлектрическая поляризация, индуцированная деформацией в слое InGaN. Эти компоненты поляризации можно рассчитать следующим образом [65]:

$$P_{\text{пьез}}^{\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}}(x) = 0,148x - 0,0424x(1-x) \quad (1.3)$$

$$P_{\text{сп}}^{\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}}(x) = -0,042x - 0,034(1-x) + 0,037x(1-x) \quad (1.4)$$

где x – процентное содержание индия в веществе GaN .

Итак, суммарная плотность поляризационного заряда зависит от концентрации индия для InGaN - квантовой ямы, что дает возможность управления ею за счет выбора состава контактирующих слоев полупроводника.

Возможные приемы устранения поляризации в кристаллах. Кристаллы GaN и InN, из которых создается материал квантовых ям излучающих гетероструктур, обладают гексагональной группой симметрии $6mm$, характерными чертами которой являются наличие оси симметрии шестого порядка, а также спонтанной поляризации и таких эффектов, как пьезоэлектрический и пьезоэлектрический. Пьезоэлектрический эффект возникает вследствие нагрева кристалла в процессе генерации излучения, пьезоэлектрический же обусловлен продольными составляющими упругой деформации, вызываемой рассогласованием их постоянных решеток. Все составляющие поляризации направлены по оси симметрии 6-го порядка. Управлению поддаются лишь пьезо- и пьезоэлектрические составляющие суммарной поляризации понижением рабочей температуры кристалла и согласованием постоянных решеток контактирующих материалов, например, докритической толщиной пленки КЯ с получением упруго-напряженной пленки КЯ или подлегированием контактирующих слоев квантовых ям и барьера.

Устранение кардинальным образом отрицательного влияния поляризации на скорость излучательной рекомбинации в квантовой яме является выращивание кристаллов не вдоль оси симметрии 6-го порядка, а перпендикулярно ей. Такие работы ведутся и уже получены первые результаты [108]. Однако пока выращиваемые «перпендикулярные» кристаллы оказываются структурно менее совершенными по сравнению с кристаллами InGaN, выращенными по оси Z и, к тому же, малодоступны.

В научной литературе описана попытка ликвидировать ось симметрии 6-го порядка, применяя фундаментальные принципы кристаллофизики принципа Неймана и принципа Кюри, подбором симметрии внешнего воздействия с симметрией из предельных групп Кюри [107].

Полученные первые результаты не привели к положительному решению проблемы, но работы в этом направлении могут быть продолжены.

Среди других способов устранения уменьшения отрицательного влияния поляризации на излучающие свойства КЯ выделяются методы по измерению топологии ямы. Так, известна топология КЯ светоизлучающего прибора, содержащей дополнительную яму прямоугольной или треугольной формы [78]. Она представляет собой ступенчатую структуру, включающую три последовательно выращенных слоя $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с разным содержанием в них индия [78]. Её вид показан на рисунке 1.7.

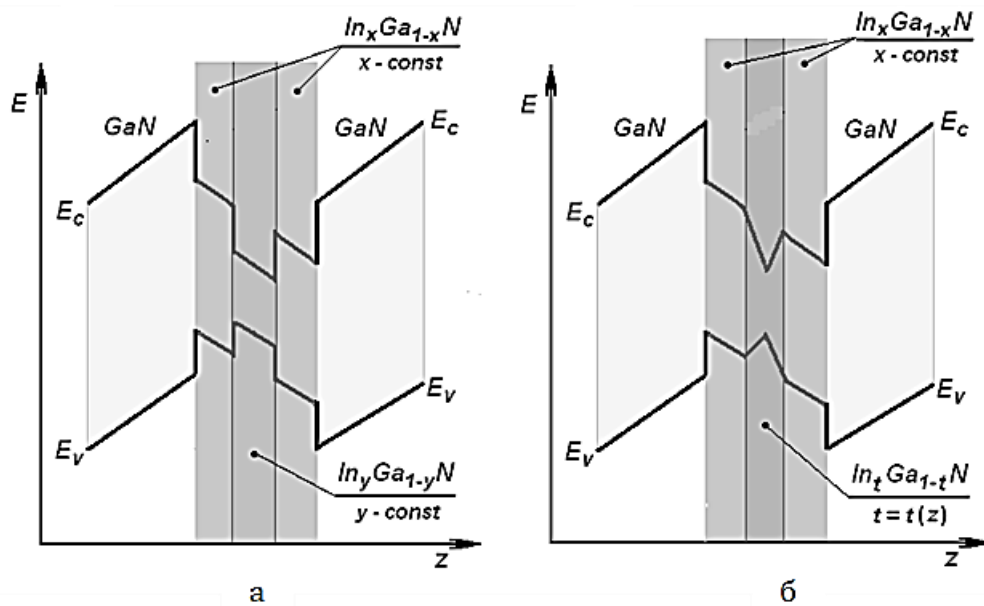


Рисунок 1.7 – Энергетическая диаграмма прямоугольной КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$: с прямоугольным потенциальным провалом в центре (а), диаграмма трехслойной КЯ с треугольным потенциальным провалом в её центре (б) [78]

Задачей, решаемой таким способом, является повышение эффективности излучения полупроводникового СД источника света за счет устранения отрицательного влияния поля поляризации в прямоугольной КЯ на скорость излучательной рекомбинации

Среди перебираемых профилей излучающей КЯ авторы рассматривают комбинацию двух прямоугольных квантовых ям, которые располагают, как симметрично друг относительно друга с образованием двух ступенек у дна КЯ, так и несимметрично, когда формировалась только одна ступенька. На рисунке 1.7 показаны апробированные профили КЯ на предмет компенсации поля поляризации. Исследования гетероструктур с КЯ с приведенными на указанном рисунке профилями сводились к сравнению интенсивности генерируемого излучения и его спектра. Достигнутый положительный эффект в прямоугольной КЯ составил более десяти. Рассуждений

относительно физического механизма снижения роли поляризации и увеличения интенсивности излучения в опубликованных работах авторов нет.

1.2.6 Эффективность белых светодиодов

В основе технологии получения белых СД, как известно, лежит смешивание цветов: красного (R), зеленого (G) и синего (B). Как показал литературный обзор по данному вопросу, получение белого света путем комбинации красного, зеленого и синего происходит смешение излучения от трех отдельных монохроматических светодиодов и происходит вне одного чипа. Также отметим, что подавляющее число светодиодов белого цвета используют люминофор в качестве преобразователя излучения и получения белого свечения. Однако источники белого света на основе люминофора страдают от неизбежных Стоксовских потерь энергии из-за преобразования коротковолновых фотонов в длинноволновые фотоны. Эти потери энергии могут снизить на 10–30% общую эффективность систем на основе люминофоров, компоненты люминофора дороги, технология их нанесения на кристалл несовершенна, и они быстро деградируют в процессе эксплуатации (10%-ная деградация эффективности преобразования света не более чем через полтора года работы) [3]. Также цвет свечения устройства меняется в зависимости от напряжения питания и толщины люминофорного покрытия, что затрудняет изготовление стабильных белых СД в промышленном производстве [2 – 10].

Таких потерь не несут источники белого света, основанные исключительно на полупроводниковых светодиодах. Однако использование СД без нанесённого люминофора требует получения светодиодов, одинаково эффективно работающих в различных спектральных областях. Это требование приводит к ряду сложностей, основным из которых является падение эффективности излучения InGaN светодиодов в красном и зеленом спектрах.

Теоретически спектр СД из InGaN лежит в диапазоне излучения от ультрафиолетового до ИК излучения, но высокая внутренняя квантовая эффективность достигается только в ультрафиолетовой и синей области спектра. На данный момент расширение длины волны излучения за счет использования комбинированной квантовой ямы на основе InGaN в зеленом и красном спектральных режимах является одним из подходов к решению задачи изготовления белых СД [2 – 10, 63, 66, 196].

Чтобы увеличить длину волны излучения светодиодов от зеленого цвета и далее, можно использовать следующие два подхода:

1. Использовать КЯ с более высоким содержанием InGaN (рисунок 1.8), что приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны КЯ.
2. Использовать КЯ с большей толщиной.

Однако оба подхода приводят к значительному уменьшению перекрытия волновых функций электронов и дырок.

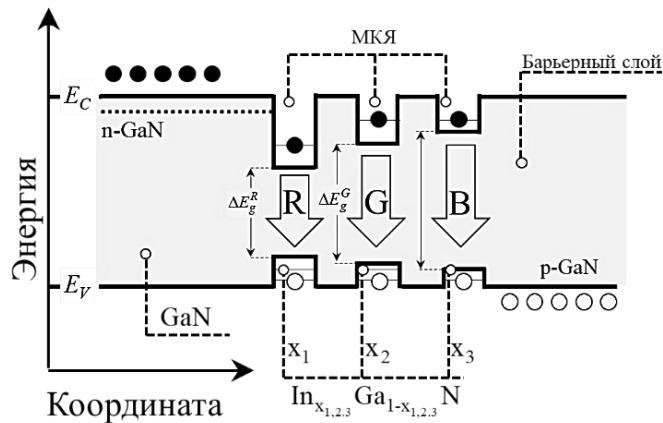


Рисунок 1.8 – Методика увеличения длины волны по средствам увеличения содержания индия в прямоугольной КЯ [196,197]

Главная задача повышения эффективности светодиодов на основе КЯ - InGaN, излучающих в зеленом режиме - это увеличения площади перекрытия волновых функций. В отношении красного излучения к указанной проблеме добавляется проблема «выделения второй фазы» [3].

1.3 Энергетический спектр гетероструктур с квантовыми ямами разной формы

1.3.1 Условия наблюдения квантовых размерных эффектов

Наблюдаемый в последнее десятилетие прогресс в электронном приборостроении в значительной степени обязан использованию эффекта размерного квантования энергии свободных носителей заряда, находящихся в потенциальной квантовой яме малого размера. Такая топология полупроводникового элемента в применении, например, к созданию светоизлучающих приборов позволяет резко увеличить коэффициент полезного действия этих приборов и создавать источники света на разные длины волн без изменения физико-химического состава используемого полупроводникового материала, а также получать излучение высокой монохроматичности [2-6, 86-88].

Под квантово-размерными эффектами понимается изменение физических свойств кристалла, когда хотя бы один из его геометрических размеров становится соизмеримым с длиной волны де Бройля для электрона [86-88, 125, 126].

$$\lambda_B = \frac{h}{p} = \frac{h}{m_n^* \cdot v}, \quad (1.5)$$

где \hbar – постоянная Планка, m_n^* – эффективная масса электрона, $p = mv$, $p = m_n^* \cdot v$ – импульс частицы.

Квантово-размерные эффекты обусловлены квантованием движения электрона в направлении, в котором размер кристалла сравним с размерами длины волны де Бройля.

Физически этот эффект можно объяснить так, что при свободном движении частицы в широкой потенциальной яме электрон реализуется в одной из двух возможных форм: он проявляет себя как движущаяся частица с массой, скоростью и другими классическими параметрами. Однако, если размеры потенциальной ямы, в которой находится электрон, меньше его некоторого «энергетического размера», электрон не может свободно перемещаться, ему «тесно». В этих условиях он проявляет себя в эксперименте в другой своей ипостаси: он становится волной. Образно выражаясь, он «кричит», заявляя о себе. Этот характеристический размер электрона называют длиной волны де Бройля. Физически это волна, описывающая то же энергетическое состояние электрона, что и его корпускулярное состояние. Из равенства энергии электрона-корпускулы $E_k = m_n^* v^2 / 2$ и электрона-волны $E_w = \hbar k$, где $k = 2\pi / \lambda_B$, можно получить выражение для вычисления длины волны де Бройля.

В случае свободного движения электрона способы его регистрации давно разработаны, весьма многочисленны и экспериментально реализуемы. В случае же регистрации электрона – волны необходимо учесть следующее. Ввиду того, что в данном выражении фигурирует постоянная Планка, указывающая на его применимость в микромире, получаемая длина волны будет микроскопическая, мала. Современная контрольно-измерительная аппаратура не может регистрировать волновые процессы в твердом теле с длиной волны менее долей микрона. Значит, согласно (1.5) для экспериментального наблюдения волновых свойств электрона в твердом теле необходимо выбирать тело с минимальной эффективной массой электрона, например, GaAs и рассматривать низкоэнергетические состояния электрона. Выполнение этих условий для дырок сложнее, чем для электронов, ввиду их большой эффективной массы.

Экспериментально установлено, что эффект размерного квантования энергии электрона в узкой потенциальной яме обнаруживается в виде оптического излучения в узком интервале энергии электрона и сравнительно ограниченном наборе твердых тел.

1.3.2 Энергетический спектр и свойства квантовой ямы

Известно, что если свободный электрон находится в прямоугольной квантовой яме размером $a < \lambda_B$, то его энергетический спектр из квазинепрерывного преобразуется в дискретный спектр с бесконечно узкими уровнями энергии [6, 88, 125-130]. У прямоугольной квантовой ямы шириной a разрешенные значения энергии рассчитываются по формуле:

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e^* a^2} n^2. \quad (1.6)$$

Она показывает, что с ростом номера энергетического состояния электрона n расстояние между соседними уровнями увеличивается по закону $\Delta E_n = E_n - E_{n-1} = E_1 \cdot (2n-1)$, т.е. пропорционально $2n$. Из этого рассмотрения следует два вывода:

- энергетический спектр прямоугольной квантовой ямы оказывается плотным при низких значениях энергии и разреженным при высоких значениях E . Последнее обстоятельство для разработчиков светодиодных источников выглядит нежелательным, поскольку захват носителей в квантовую яму происходит на верхние уровни, где их мало.

- чем больше ширина КЯ a , тем меньше значения энергии на уровнях размерного квантования E_n . Это обстоятельство указывает на возможность управления плотностью энергетического спектра прямоугольной КЯ, если её составить из квантовых ям разной ширины, размещая сверху ямы с большими a .

В треугольной КЯ (ТКЯ) энергетический спектр описывается выражением:

$$E_n = \left[\frac{3}{2} \pi \left(n - \frac{1}{4} \right) \right]^{2/3} \cdot \left(\frac{e^2 F^2 \hbar^2}{2m_e^*} \right)^{1/3}, \quad n = 1, 2, \dots, \quad n = 1, 2, \dots,$$

где F - действующее в ТКЯ электрическое поле. Из данного выражения следует, что

- с ростом номера состояния расстояние между соседними состояниями уменьшается по закону $\left(n - \frac{1}{4} \right)^{2/3}$, т.е. в верхней части спектра плотность состояний самая высокая;

- первое состояние с $E = E_1$ лежит выше, чем в случае прямоугольной КЯ.

Таким образом, для создания светодиодного источника излучения уплотнение спектра энергий в верхней части искусственно создавать не требуется и в этом видится преимущество ТКЯ перед прямоугольной ямой. Однако длина энергетических линий в ПКЯ больше, чем в треугольной, а значит и количество захватываемых носителей заряда в прямоугольной квантовой яме больше. Другой вывод, который можно сделать по данному вопросу, это вывод о том, что имея два типа профилей КЯ с разными свойствами, открывается возможность конструирования профиля КЯ для светодиодной структуры объединением в единую яму ПКЯ и ТКЯ разной толщины, глубины и физико-химического состава.

Согласно выражению (1.6), изменение поведения электрона с ростом или уменьшением толщины КЯ происходит в некотором диапазоне значений толщин квантовых ям, включая их равенство длине волны де Бройля. Однако при создании приборов нанoeлектроники с КЯ вместо качественного критерия граничного условия размерного квантования необходим

количественный критерий, в качестве которого используется равенство обсуждаемых величин, а изготавливаемые КЯ делают толщиной меньшей длины волны де Бройля λ_B [125]:

$$\lambda_B = \frac{h}{\sqrt{2m_n^* \cdot E}}, \quad (1.7)$$

Где E - энергия движения электрона.

На основании данного выражения авторы, например [125], делают очевидный вывод, что эффекты размерного квантования технически проще наблюдать в веществах с малой эффективной массой, например, в GaAs. При этом влияние энергии электрона на наблюдение квантования по необъяснимым причинам игнорируется, хотя оно должно быть аналогичным влиянию массы электрона: уменьшение энергии электрона увеличивает λ_B , а увеличение E уменьшает длину волны де Бройля.

Известно, что если свободный электрон находится в прямоугольной квантовой яме размером $a > \lambda_B$, то его энергетический спектр из непрерывного преобразуется в дискретный с бесконечно узкими уровнями энергии [125-130]. Теоретически число уровней размерного квантования с высокой энергией неограниченно, но в реальных гетероструктурах оно определяется, главным образом, глубиной потенциальной квантовой ямы, ее геометрическими размерами и обычно не превышает нескольких десятков единиц энергии кванта тепловых колебаний решетки [125]. Остается невыясненным какое число уровней в яме является оптимальным для получения излучения высокой интенсивности с заданной длиной волны.

1.3.3 Расчёт энергетического спектра квантовой ямы различной формы

Обычно при соединении материалов непосредственно на атомном уровне сложно спрогнозировать, как разные полосы энергий двух материалов будут выстраиваться по энергии друг относительно друга. Величина, характеризующая это смещение называется «коэффициентом смещения полосы» и является экспериментальной величиной. Однако уравнения Шредингера довольно точно описывают взаимодействие всей материи и энергии в форме вероятностных квантовых волновых уравнений и поведение частицы, попавшей в систему с пониженной размерностью. Поэтому уравнение Шредингера используется как предпочтительный инструмент для анализа низкоразмерных структур [89, 90, 92, 111, 136].

Дифференциальное уравнение Шредингера, описывающее изменение в пространстве состояния системы, имеет следующий вид:

$$-\frac{h}{2m_e^*} \cdot \frac{d^2}{dz^2} \Psi(z) + V(z)\Psi(z) = E\Psi(z), \quad (1.8)$$

где $V(z)$ — функция, описывающая структурный потенциал (т. е. форму «квантовой ямы»), $\Psi(z)$ - волновая функция электрона.

Волновая функция электрона, попавшего в потенциальную яму, пребывает в условии некоего резонанса, подобно электромагнитным волнам в волноводе. Это условие достигается тогда, когда волновая функция удовлетворяет уравнению Шредингера (1.4) и граничным условиям, описывающим систему потенциальных барьеров, в которой заключена искомая волновая функция [89, 90].

Найти решение уравнения Шредингера и распределение УРК для наиболее реалистичных потенциальных полей является довольно сложной задачей, однако, хотя и с некоторым усилием, многие задачи уже решены.

Расчет спектра в поле прямоугольного потенциала. В плоскости «х» электрон будет испытывать квантовое ограничение, создаваемое не нулевым потенциалом ΔE_1 , форма которого изображена на рисунке 1.9 и определена следующими граничными условиями [89, 90]:

$$V(x) = \begin{cases} E_1, & -d < |x| < d \\ 0, & |x| \leq -d, |x| \geq d \end{cases} \quad (1.9)$$

где d – толщина КЯ в направлении её роста, ΔE_1 – высота потенциального барьера, x – координата.

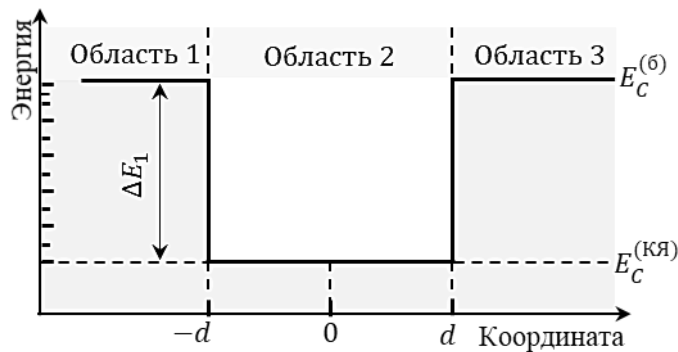


Рисунок 1.9 – Энергетическая диаграмма прямоугольной КЯ, образованной в двойной гетероструктуре, в зоне проводимости [90]

Так же следует отметить, что решения уравнения (1.8) должны совпадать на гетерограницах ($x = \pm d$), то есть волновая функция должна быть непрерывной, а поток вероятности, пересекающий границу раздела, должен сохраняться [89].

$$\begin{cases} \Psi_1(\pm d) = \Psi_{2,4}(\pm d), \\ \frac{\partial \Psi_1(\pm d)}{m_1^* \partial x} = \frac{\partial \Psi_{2,4}(\pm d)}{m_2^* \partial x}. \end{cases} \quad (1.10)$$

Волновая функция в барьерном слое изменяется сложным образом, и состоит из суперпозиций левых и правых плоских волн с действительным волновым числом (K_2) (рисунок 1.10):

$$\begin{cases} \Psi_1 = C_1 \exp(iK_1 x), & x \leq -d, \\ \Psi_2 = C_2 \exp(iK_2 x) + C_2' \exp(-iK_2 x), & -d \leq x \leq d, \\ \Psi_3 = C_3 \exp(-K_3 x), & x \geq d, \end{cases} \quad (1.11)$$

где: $C_{1,2,3}, C_2'$ – амплитуда бегущих волн $K_{1,2,3}$ – волновой вектор равный:

$$K_2 = \sqrt{\frac{2m_2^*}{\hbar^2}(E)}; \quad K_{1,3} = \sqrt{\frac{2m_3^*}{\hbar^2}(\Delta E_1 - E)}; \quad (1.12)$$

Все коэффициенты $C_{1,2,3}, C_2'$ – не являются независимыми величинами, а линейно связаны и определяются граничными условиями задачи (1.11).

Воспользовавшись условием непрерывности, получим систему уравнений [89, 90]:

$$\begin{cases} A_2 \cos(K_2 d_2 + \varphi) = C_3 \exp(-K_3 d_2), & \Psi_2(d) = \Psi_3(d), \\ \frac{A_2}{m_e^*} \sin(K_2 d_2 + \varphi) = \frac{K_3}{m_e^*} C_3 \exp(-K_3 d_2), & \frac{\partial \Psi_2(d)}{m_e^* \partial x} = \frac{\partial \Psi_3(d)}{m_e^* \partial x}, \end{cases}$$

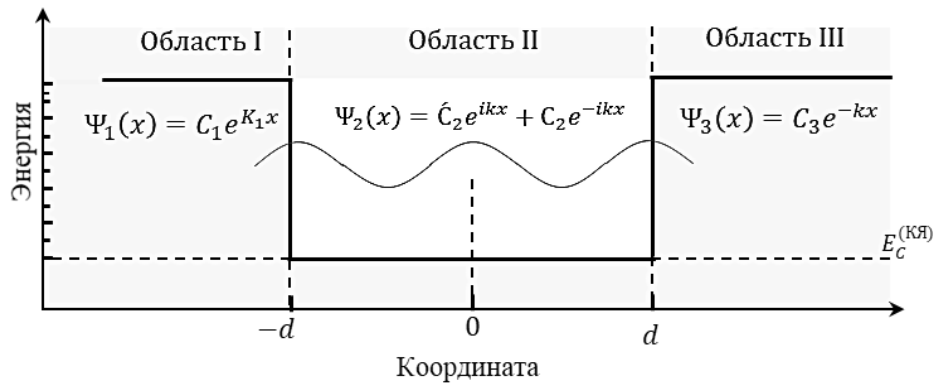


Рисунок 1.10 – Энергетическая диаграмма прямоугольной КЯ с указанными решениями уравнения Шрёдингера [90]

Для нахождения разрешённых значений энергии преобразуем систему уравнений в одно трансцендентное уравнение:

$$K_2 d = n\pi - \arcsin(K_2 / K_1) - \arcsin(K_2 / K_3), \quad (1.13)$$

Откуда разрешённые значения энергий могут быть найдены графическим методом. Суть решения заключается в нахождении точек пересечения прямой, определяемой из следующего соотношения:

$$f(E) = K_2(E)d, \quad (1.14)$$

с функцией, зависящей от энергии:

$$F(E) = n\pi - \arcsin(K_2 / K_1) - \arcsin(K_2 / K_3), \quad (1.15)$$

где $F(E)$ – функции, зависящие от энергии;

В самом простейшем случае, «бесконечно глубокой ямы» ($K_2 d = n\pi$), положение уровней энергии можно найти по следующему выражению [89, 90]:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \cdot \left(\frac{n \cdot \pi}{d} \right), \quad (1.16)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ — номер уровня, отсчитываемый от дна ямы.

Расчет спектра в поле двухуровневого прямоугольного потенциала. Рассмотрим решения уравнения Шредингера (1.4) для двухуровневого потенциального барьера, образованного добавлением «провала» в объёме ПКЯ (рисунок 1.11).

Зададим «горизонт» энергий, который будет совпадать с дном КЯ, от которого будет отсчитываться положение основных уровней, следовательно, все уровни ниже «горизонта» энергий будут лежать в энергетическом провале и определяется потенциальным барьером равным глубине провала (ΔE_1) [78, 90].

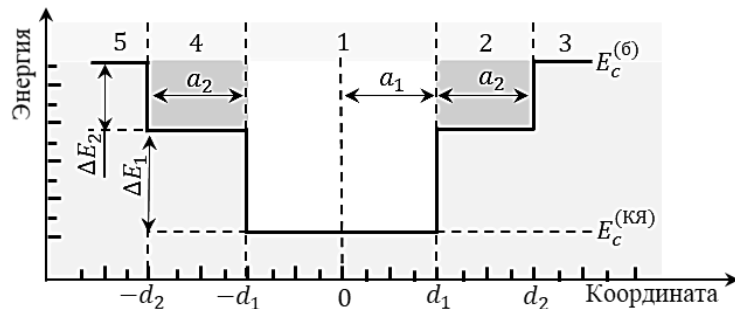


Рисунок 1.11 – Энергетическая диаграмма комбинированной КЯ [90]

В объёме КЯ, можно выделить отдельные области с 1 по 5, в пределах которых потенциальная энергия постоянна (рисунок 1.11):

Уравнения Шредингера, для каждой из этих областей, можно записать как:

$$\left. \begin{aligned} \text{Об. (2 и 4):} & \quad \left[-\frac{\hbar}{2m_1^*} \cdot \frac{\partial}{\partial x} - E \right] \Psi = 0; \\ \text{Об. (1):} & \quad \left[-\frac{\hbar}{2m_1^*} \cdot \frac{\partial}{\partial x} - (\Delta E_1 + E) \right] \Psi = 0; \\ \text{Об. (3 и 5):} & \quad \left[-\frac{\hbar}{2m_1^*} \cdot \frac{\partial}{\partial x} + (\Delta E_2 - E) \right] \Psi = 0; \end{aligned} \right\} \quad (1.17)$$

Общий вид решения (1.17) для волновой функции будет иметь вид:

$$\begin{aligned}\Psi_1 &= A_1 \cos(K_1 x + \alpha), & x \leq d_1, \\ \Psi_{2,4} &= A_2 \cos(K_2 x + \alpha), & d_1 \leq x \leq d_2, \\ \Psi_{3,5} &= C_3 \exp(\pm K_3 x), & x \geq d_2,\end{aligned}$$

где C, C' – амплитудой бегущих волн, $K_{1,2,3,4,5}$ – волновой вектор равный:

$$K_1 = \sqrt{\frac{2m_1^*}{\hbar^2}(E + \Delta E_1)}; \quad K_2 = \sqrt{\frac{2m_2^*}{\hbar^2}(E)}; \quad K_3 = \sqrt{\frac{2m_3^*}{\hbar^2}(\Delta E_2 - E)}; \quad (1.18)$$

здесь E – искомая энергия УРК, отсчитываемая от дна горизонта энергий.

Зададим граничные условия, обеспечивающие непрерывность волновой функции, непрерывность плотности частиц и плотности их потока. Исходя из заданных граничных условий и параметров задачи, участки КЯ под номерами «2» и «3» имеют схожие граничные условия и волновой вектор с участками под номерами «4» и «5» (рисунок 1.11) и, следовательно, будут описываться одними и теми же уравнениями.

В результате получим систему уравнений, имеющих следующий вид [90]:

$$\begin{cases} A_1 \cos(K_1 d_1) = A_2 \cos(K_2 d_1), & \Psi_1(d_1) = \Psi_{2,4}(d_1), \end{cases} \quad (1.19)$$

$$\begin{cases} \frac{K_1}{m_1^*} A_1 \sin(K_1 d_1) = \frac{K_2}{m_2^*} A_2 \sin(K_2 d_1), & \frac{\partial \Psi_1(d_1)}{m_1^* \partial x} = \frac{\partial \Psi_{2,4}(d_1)}{m_2^* \partial x}, \end{cases} \quad (1.20)$$

$$\begin{cases} A_2 \cos(K_2 d_2) = C_3 \exp(-K_3 d_2), & \Psi_{2,4}(d_2) = \Psi_{3,5}(d_2), \end{cases} \quad (1.21)$$

$$\begin{cases} \frac{A_2}{m_2^*} \sin(K_2 d_2) = \frac{K_3}{m_3^*} C_3 \exp(-K_3 d_2), & \frac{\partial \Psi_{2,4}(d_2)}{m_2^* \partial x} = \frac{\partial \Psi_{3,5}(d_2)}{m_3^* \partial x}, \end{cases} \quad (1.22)$$

Воспользовавшись условиями на границе КЯ и ПП (1.19) и (1.20), можно получить следующее уравнение:

$$\frac{m_1^* \cdot \cos(K_1 d_1)}{K_1 \cdot \sin(K_1 d_1)} = \frac{m_2^* \cdot \cos(K_2 d_1)}{K_2 \cdot \sin(K_2 d_1)} \rightarrow K_2 d_1 = \arctan \left[\frac{K_1 \cdot m_2^*}{K_2 \cdot m_1^*} \cdot \operatorname{tg}(K_1 d_1) \right]. \quad (1.23)$$

Аналогичным образом, по условию (1.21) и (1.22), получим выражения для сшивания функций на границе КЯ:

$$K_2 d_2 = \arctan \left[\frac{m_3^* K_3}{m_2^* K_2} \right]. \quad (1.24)$$

Так как в состав уравнений (1.23, 1.24) входят два неизвестных значения энергии, определяющих положение волновых векторов $K_1(E), K_2(E), K_3(E)$, определим выражения (1.23) и (1.24) друг из друга. В результате простых преобразований получим дисперсионное уравнение (1.25) для нахождения разрешенных значений энергий.

$$F(E) = n\pi + \arctan \left[\frac{m_3^* K_3}{m_2^* K_2} \right] - \arctan \left[\frac{K_1 \cdot m_2^*}{K_2 \cdot m_1^*} \cdot \operatorname{tg}(K_1 d_1) \right] + K_2 d_1, \quad (1.25)$$

здесь обозначено: $F(E)$ – функции, зависящие от энергии; d_2 - ширина КЯ; d_1 - ширина провала $d_1 < d_2$; m_1^* и m_2^* - эффективная масса электрона в КЯ и энергетическом провале, соответственно; Положение УРК для заданных конструкции барьера определяется так же графически.

Расчет спектра в одномерном поле линейного потенциала. Рассмотрим решения уравнения Шредингера (1.8) для КЯ, обладающих линейно растущим потенциалом (рисунок 1.12). Если начало координат в таком потенциале обозначить в точке ($x=0$), тогда сам барьер будет представлять собой высокую отражающую стенку ($V(x) = qFx$) [89, 90, 92, 111, 136].

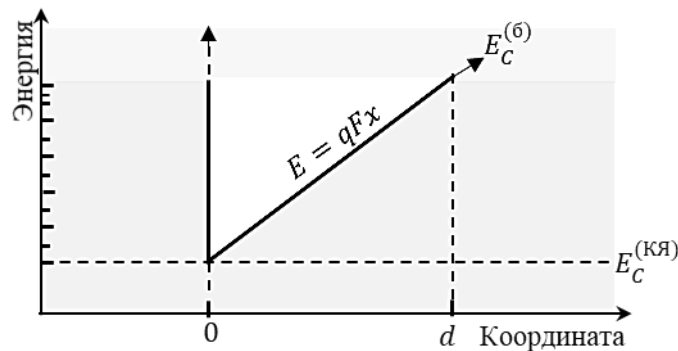


Рисунок 1.12 – Энергетическая диаграмма треугольной КЯ для электронов [90]

Поскольку вне ямы, в области бесконечно высоких барьеров волновая функция равна нулю ($x=0, L=0$), справедливы граничные условия:

$$V(x) = \begin{cases} |q|F \cdot x, & x > 0, \\ +\infty, & x < 0, \end{cases} \quad (1.26)$$

Уравнение Шредингера (1.4) для формы такого барьера (1.22) можно записать следующем образом:

$$\frac{d^2 \Psi(x)}{dx^2} + \frac{2m_e^*}{\hbar} \cdot \left(x - \frac{E}{qF} \right) = 0. \quad (1.27)$$

Частное решение уравнения Шредингера (1.8) для волновой функции электрона является функцией Эйри первого (Ai), и второго (Bi), рода [89, 90, 136]:

$$\begin{cases} C_1 \cdot Ai(\xi|_{z=0}) + C_2 \cdot Bi(\xi|_{z=0}) = 0 \\ C_1 \cdot Ai(\xi|_{z=L}) + C_2 \cdot Bi(\xi|_{z=L}) = 0 \end{cases} \quad (1.28)$$

Тогда уровни энергии можно найти следующим образом:

$$E = -\alpha_n \cdot \left(\frac{\hbar^2 \cdot q^2 \cdot F^2}{2m_e^*} \right)^{1/3}, \quad (1.29)$$

здесь обозначено: α_n – корни функции Эйри при $Ai(Z) = 0$.

В приближенном виде выражение (1.22) можно переписать следующим образом:

$$E \approx \left(\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \right)^{1/3} \cdot \left(\frac{3}{2} \cdot qF \pi (n + 0,75) \right)^{1/3}. \quad (1.30)$$

1.4 Интенсивность излучения гетероструктуры с квантовыми ямами

Одним из важнейших параметров, характеризующих эффективность СД, является величина генерируемой световой энергии на единицу площади. Пользуясь моделью бимолекулярной излучательной рекомбинации, можно рассчитать интенсивность такого излучения. В этой связи важно знать возможные ограничения, заложенные в этой модели.

1.4.1 Излучательная рекомбинация без учета разбаланса концентраций

Рассмотрим полупроводник, легированный донорной примесью с концентрацией N_d . Тогда, при установлении равновесия между концентрациями электронов и дырок, в разрешенных зонах полупроводника будет справедливо - для $n_0 = N_d$ электронов и для дырок. Так же зададим условие, что в $p_0 = n_i^2 / N_d$ полупроводнике присутствуют неравновесные носители с концентрациями $\delta n \ll n_0, \delta p \ll p_0$. Следовательно, значения полных концентраций электронов и дырок будут $n = n_0 + \delta n, p = p_0 + \delta p$.

Рассмотрим случай стационарного уровня инжекции, когда концентрации равны $\delta n = \delta p$ и не зависят от времени инжекции зарядов. Если следовать предложенной в [94, 95, 137, 138], методике, то число рекомбинируемых электронно-дырочных пар $N_{рек}$, а значит, и скорость излучательной рекомбинации R_l зависят от произведения полного числа зарядов (электронов и дырок) $R_l \propto n \cdot p$.

Заметим, что физической причины выбора данной математической операции для описания скорости рекомбинации не приводится. Сам же процесс межзонной рекомбинации может быть комбинированным и состоять из двух и более парциальных физических процессов, которые необходимо учесть в математической модели, их описывающей. В физике полупроводников необходимость описать два и более процесса с раскрытием их параметров является довольно частой задачей. Такие операции обычно сводятся к сложению выражений для

объединяемых физических процессов или вычислению обратного значения суммы их обратных величин (ОСОВ) [192].

При наличии инжекции неравновесных носителей заряда, скорость бимолекулярной излучательной рекомбинации R_l электронов и дырок будет описываться выражением:

$$R_l = R_l^{(i)} \left(\frac{(n_0 + \partial n) + (p_0 + \partial p)}{n_i^2} \right), \quad (1.31)$$

где $R_l^{(i)}$ – скорость излучательной рекомбинации в собственном полупроводнике, а $\partial n, \partial p$ – концентрации неравновесных носителей заряда в соответствующих зонах.

Как видно из выражения (1.31), равновесные носители зарядов включены в общее число рекомбинируемых носителей. Это обусловлено тем, что неравновесные носители зарядов термализуются и через 10^{-12} с (примерно после 100 столкновений) становятся неотличимы от равновесных. Из выражения (1.31) найдем приращение скорости рекомбинации за счет введения неравновесных носителей: $\partial R_l = R_l - R_l^0$, где последнее слагаемое относится к зон-зонным переходам в равновесном режиме:

$$\partial R_l = R_l^{(i)} \left(\frac{n_0 \cdot \partial p + p_0 \cdot \partial n}{n_i^2} \right). \quad (1.32)$$

Первое слагаемое в выражении (1.32) описывает рекомбинацию, вызванную равновесными электронами с избыточными дырками, а второе слагаемое – рекомбинацию равновесных дырок с избыточными электронами. Это выражение позволяет рассчитать время излучательной рекомбинации τ_l в полупроводнике, легируемом примесью через время излучательной рекомбинации в собственном проводнике $\tau_l^{(i)}$ [94, 95, 137, 138]:

$$\tau_l = \tau_l^{(i)} \left[\frac{2n_i}{n_0 + p_0} \right]. \quad (1.33)$$

Отсюда следует, что в рамках модели бимолекулярной излучательной рекомбинации в полупроводнике ВИР уменьшается с ростом в нем концентрации легирующей примеси. С физической точки зрения это приводит к неожиданному выводу – эффективность процесса излучательной рекомбинации по выражению (1.27) растет с ростом концентрации легирующей примеси. Значит, пролегировав области рекомбинации в светодиодных ГС с КЯ, можно получить сколь угодно малое время излучательной рекомбинации, т.е. можно повысить эффективность излучения. Но этот вывод не подтверждается практикой изготовления светоизлучающих приборов.

Кроме этого вывода вырисовывается ещё один вывод: в бимолекулярной излучательной рекомбинации главную роль играют основные носители заряда, тогда как неосновные – практически не влияют на данный процесс. В фотоэлектрических же явлениях, где рекомбинация

неравновесных носителей играет доминирующую роль в формировании сигнала фототока (фотоэдс, фотопроводимость) концентрация несбалансированных носителей заряда определяет величину фотосигнала.

Из приведенного рассмотрения бимолекулярной излучательной рекомбинации следует, что в гетероструктурах с КЯ в различных из них соотношение концентраций основных и несбалансированных носителей заряда может меняться на многие порядки, создавая разбаланс концентраций. По этой причине необходимо детальное изучение влияния этого разбаланса концентраций на скорость излучательной рекомбинации ГС с КЯ.

1.5 Методы исследования полупроводниковых гетероструктур

Исследование свойств гетероструктуры является важным этапом в проектировании светотехнических приборов и устройств. Эти исследования дают разработчику информацию о реальных свойствах изготавливаемых светоизлучающих приборов, а также позволяют оптимальным образом использовать их возможности на практике. Чем больше методов исследования может применить разработчик к своему прибору, тем проще, полнее и разностороннее он может быть использован. Однако всегда можно выделить оптимальный набор измерительных методик, позволяющих получить достаточный объем информации, необходимой для выбранного применения разрабатываемого прибора. Ввиду очевидного назначения СД гетероструктур в рассматриваемом случае такой набор должен включать в себя измерения электрофизических и оптических свойств ГС с КЯ.

1.5.1 Метод эквивалентных схем в полупроводниковой электронике

При изучении и описании свойств полупроводниковых приборов широко применяется метод эквивалентных схем (ЭС), суть которого заключается в представлении полупроводниковой структуры в виде RC–цепи. Соединения элементов ЭС выбирается из физических представлений о накоплении заряда подвижных носителей в различных областях исследуемого прибора, а его релаксация по тому или иному механизму отражают включением в ЭС активных сопротивлений. В зависимости от сложности полупроводникового прибора и глубины анализа рассматриваемого свойства ЭС может изменяться [1, 2].

Удобство метода ЭС основано на двух обстоятельствах: во-первых, к настоящему времени накоплен богатый опыт применения теории RC–цепей к описанию физических процессов, протекающих в твердых телах. Это позволяет простыми методами проанализировать сложные процессы в полупроводниках, например, описать механизмы формирования фотоэлектрических и флуктуационных свойств с помощью методов Ланжевена, Фурье и других выдающихся ученых [2, 109, 125]. Во-вторых, полупроводниковый прибор, как правило, используют совместно с

другими радиоэлектронными устройствами, входные цепи которых также описываются на языке RC – цепей. При этом описание соединяемых объектов на одном языке позволяет в едином подходе корректно решать вопросы согласования, преобразования и передачи сигнала из полупроводникового прибора в радиоэлектронное устройство. Следует отметить, что с помощью метода ЭС плодотворно исследовались свойства гетероструктур «металл - диэлектрик - полупроводник» [177].

Тем не менее, не смотря на это в настоящее время при исследовании гетероструктур с множественными квантовыми ямами (МКЯ), в которых протекают сложные и взаимоувязанные физические процессы, вызванные наличием в них пьезо- и пьезоэлектрического эффектов [169], прямого и резонансного туннелирования и надбарьерных переходов, метод ЭС используется в варианте емкостной спектроскопии для определения профиля концентраций носителей заряда в МКЯ [170]. При этом изучение механизмов формирования экспериментально измеряемой эквивалентной емкости гетероструктуры, ее частотных и полевых свойств не проводилось, что невозможно осуществить без ЭС всей гетероструктуры.

Таким образом, для развития научных представлений о светодиодных ГС представляется целесообразным разработать ЭС ГС с МКЯ для определения схемы формирования ее емкостных и резистивных свойств с учетом свойств обедненной части p - n перехода, МКЯ, а также каналов инжекции свободных носителей заряда в КЯ.

1.5.2 Емкостные методы исследования полупроводников

Известны методики определения параметров p - n переходов по их ВФХ [51-54], в частности, нахождения концентрации легирующей примеси N , ее координатной зависимости в области пространственного заряда (ОПЗ) - $N(x)$, а также высоты барьера φ_0 . Для нахождения концентрации легирующей примеси в выражении для ВФХ перехода:

$$C(V) = S \sqrt{\frac{q\varepsilon_s\varepsilon_0}{2(\varphi_0 + V)} \frac{N_a N_d}{N_a + N_d}}, \quad (1.34)$$

считают, что одна из областей сильно легирована, например, p - область: $N_a \gg N_d$. Тогда емкость перехода будет определяться только концентрацией донорной примеси и при изменении напряжения на нем ширина ОПЗ W будет изменяться за счет смещения границы n - области. Если начало координат отсчитывать от границы p -области перехода, то $x = W$. Построив зависимость величины $1/C^2(V)$ от напряжения смещения V :

$$\frac{1}{C^2(V)} = \frac{2(\varphi_0 + V)}{q\varepsilon_s\varepsilon_0 S^2 N_d}, \quad (1.35)$$

по наклону полученной линейной зависимости находят среднюю концентрацию легирующей

примеси в ОПЗ, а по точке пересечения этой прямой с осью абсцисс можно определить высоту барьера φ_0 p - n перехода. Далее, вычисляя приращение емкости при каждом шаге увеличения напряжения смещения, из выражения (1.35) можно найти концентрацию доноров (свободных электронов) в приращенной части ОПЗ (в точке при малых приращениях v)

$$n_{GC}^{(C)}(x) = 2 \left[q \varepsilon_s \varepsilon_0 S^2 \frac{d}{dV} \left(\frac{1}{C^2(V)} \right) \right]^{-1}, \quad (1.36)$$

Поскольку ширина ОПЗ W есть функция напряжения V на p - n переходе:

$$x = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 S}{C(V)}, \quad (1.37)$$

то, комбинируя выражения (1.36) и (1.37), можно построить координатную зависимость $N_d(x)$.

Выражение (1.36) в координатах $y = 1/C^2$ и $x = V$ есть прямая вида: $y = a + kx$, а по тангенсу угла наклона этой прямой определяют среднюю концентрацию донорной примеси по ОПЗ.

В настоящее время есть модификации метода емкостного профилирования, позволяющие методом перебора определить многие параметры энергетической диаграммы ГС с КЯ. Они основаны на совместном решении уравнений Пуассона и Шредингера. Однако использование высокочастотного подхода к измерению свойств ГС накладывает серьезное ограничение на объем получаемой информации.

Представляется целесообразным при исследовании электрофизических свойств полупроводниковых гетероструктур емкостные методики дополнять методиками, основанными на низкочастотных измерениях.

1.5.3 Фотоэлектрические методы исследования гетероструктуры с квантовыми ямами

Суть фотоэлектрического метода исследования ГС с КЯ заключается в том, что на светодиод направляется излучение с длиной волны, соответствующей краю оптического поглощения материала квантовых ям. Энергия фотонов должна иметь значение, превышающее ширину запрещенной зоны материала квантовых ям, но не превышающее ширину запрещенной зоны широкозонных барьеров. В результате свет поглощается только в области квантовых ям, но не в области барьеров. Посредством теплового выброса или туннельного эффекта носители заряда, сгенерированные направляемым излучением, могут перейти из квантовой ямы в барьерные области, что позволит им свободно перемещаться по структуре в направлении, перпендикулярном интерфейсу. Регистрируемый фототок может быть изменен обратным напряжением смещения.

В отсутствие внешнего напряжения обычно только одна или две квантовые ямы находятся в области объемного заряда p - n перехода, в то время как остальные расположены в области

квазинейтральности. При приложении обратного смещения происходит расширение области объемного заряда $p-n$ перехода, при этом внутри нее оказывается все большее количество квантовых ям, в результате чего наблюдается ступенчатое увеличение фототока. В итоге, по изменениям фототока, можно исследовать внутреннюю структуру светодиода.

Рассмотрим применение данного метода на практике. Используется синий светодиод с 5 квантовыми ямами, расстояние между которыми составляет 18 нм. На этот светодиод направляют излучение длиной 465 нм т.е. от светодиода такого же цвета.

Эксперимент состоит из двух этапов. На первом этапе измеряется ВАХ фототока с изменением температуры образца от 50 до 300 К, используемого в качестве параметра света. Полученные результаты выглядят так, как показано на рисунке 1.13.

Из полученных зависимостей тока от напряжения смещения определяют температуру, при которой имеют место максимальные изменения тока и максимальное число пиков, которое указывает число квантовых ям в исследуемом образце. Для представленного случая это 300 К.

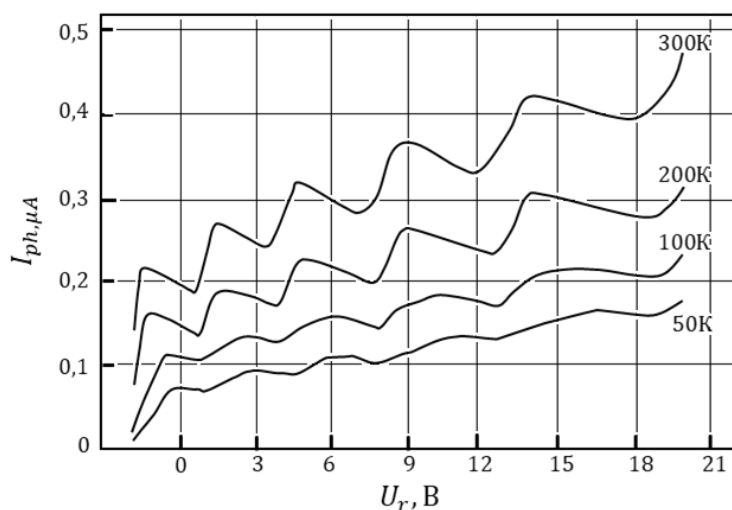


Рисунок 1.13 – ВАХ для ГС с КЯ при разных температурах

Во второй части эксперимента используется монохроматор, излучение которого может менять в диапазоне длин волн от 430 до 480 нм. Температура образца устанавливается равной 300 К и вновь измеряется ВАХ, но при разных длинах волн в качестве параметра. На рисунке 1.14 представлены полученные результаты.

Как следует из этого рисунка, максимальные изменения тока достигаются при освещении квантовых ям излучением с длиной волны 460 нм [72].

Таким образом, количество и работоспособность квантовых ям может быть определена измерением ВАХ фототока при освещении исследуемой гетероструктуры излучением с длиной волны, достаточной для поглощения подсвечивающего излучения веществом квантовой ямы.

Если температурные вариации позволяют получить достаточно четкие информационно насыщенные ВАХ, то спектральные зависимости менее яркие и менее информативные.

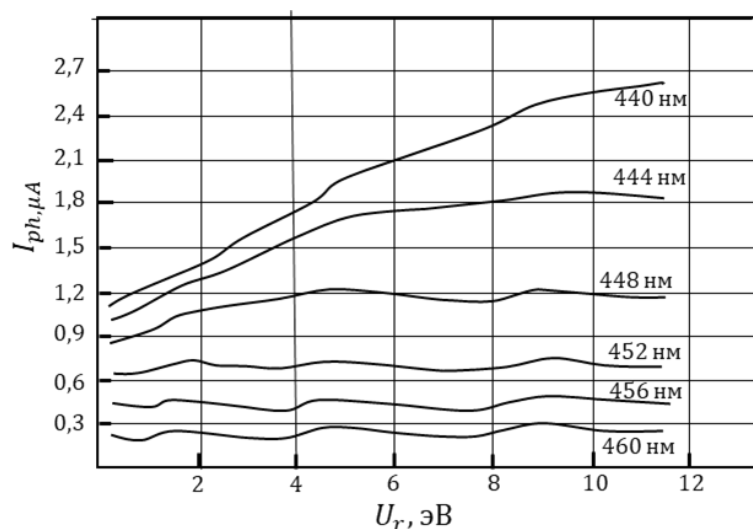


Рисунок 1.14 —Измеренные ВАХ при разных длинах волн подсветки

Измерив дополнительно высокочастотную вольтфарадную характеристику (ВФХ) исследуемой гетероструктуры, можно определить координаты КЯ в области пространственного заряда, пересчитав напряжение на гетероструктуре в толщину p-n перехода.

1.5.4 Оптические методы исследования полупроводниковых структур

Среди большого разнообразия оптических методов исследования полупроводниковых приборов и структур [70, 98,103] особый интерес представляют методы регистрации инфракрасного излучения, сопровождающего основное оптическое излучение на выбранной длине волны [103]. Исследуемые гетероструктуры возбуждаются оптическим излучением видимого диапазона, а регистрируется спектр излучения структуры в диапазоне энергий от 0,05 эВ до 0,50 эВ. Фоновый спектр измеряют методом Фурье-спектроскопии [112] путём регистрации спектров диффузного отражения в диапазоне от 0,04 – 0,5 эВ ($400 - 4000 \text{ см}^{-1}$) на ИК-Фурье спектрофотометре. Из полученного инфракрасного спектра можно определить: с какой энергией фононы сопровождают основное излучение гетероструктуры из InGaN/GaN, образуясь в результате взаимодействия с захватываемыми квантовой ямой электронами и дырками. Следует также отметить высокую точность оптических измерений, что важно для определения энергий фононов.

Для определения спектров отражения использовался ИК-Фурье спектрофотометр (ИКС), который излучает спектр инфракрасного излучения с помощью Фурье преобразования интерферограммы, - «IRTracer-100». В основе спектрометра лежит интерферометр Майкельсона с углом падения 30° . В качестве источника излучения в нем используется глобар (источник

инфракрасного излучения). В качестве приемника использовался пироэлектрический детектор DLaTGS (с длинноволновой отсечкой при 10 мэВ). Разделение луча происходит с помощью делителя КВг. Фотоприемник детектирует сигнал, интенсивность которого зависит от разности фаз падающих пучков. Сигнал образующийся на приемнике, многократно измеряется для разных положений подвижного зеркала. В результате получается интерферограмма, которая является фурье-образом исследуемого спектра (рисунок 1.15).

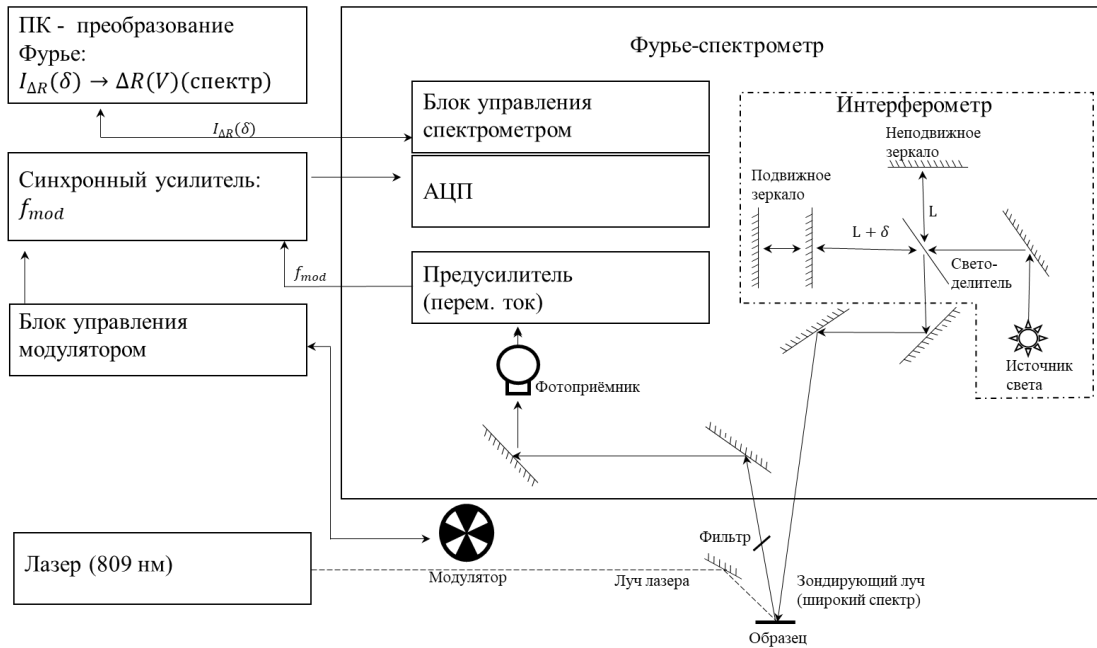


Рисунок 1.15 — Изображение устройства спектрометра «IRTracer-100» в случае исследования спектра отражения

Применяется режим измерения step scan. В режиме step scan каждая новая серия измерений соответствует определенному положению подвижного зеркала, затем полученный результат усредняется, и получается новая точка на интерферограмме. Результирующая интерферограмма, помощью преобразования Фурье, просчитывается в спектр. обратного Спектрометр позволяет получать спектры с различным разрешением от 400 до 4000. Изменение разрешения достигается за счет изменения хода подвижного зеркала. Максимальная разность хода лучей в интерферометре определяет точность интерференционной картины, от которой в свою очередь зависит разрешение полученного спектра.

ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 1

1. Проведенный обзор научно-технической литературы по свойствам гетероструктур на основе InGaN/GaN, а также их параметрам, топологии и методам исследования показал, что данный тип источника излучения характеризуется сравнительно высоким коэффициентом полезного действия для излучения с длиной волны 0,45 нм. Дальнейшее преобразование длины

волны излучения до требуемой (зеленый цвет, белый свет и т.д.) осуществляют его преобразованием в постороннем объекте – люминофоре, наносимом на излучающую поверхность. При этом понимания, необходимого для решения ряда практически важных задач, свойств квантовых ям и их возможностей, процессов и явлений в гетероструктурах, недостаточно для решения проблемы увеличения интенсивности излучения.

2. Установлено, что влияние структуры уровней размерного квантования на интенсивность генерируемого излучения, а также пространственного распределения КЯ по области пространственного заряда p-n перехода на скорость излучательной рекомбинации в ямах рассмотрены недостаточно для поиска возможностей увеличения интенсивности излучения. Также недостаточно данных о динамике процесса захвата свободных носителей заряда КЯ и роли фононов в нем, поскольку в научно-технической литературе отсутствует феноменологическая модели захвата – выброса носителей заряда квантовой ямой, пригодная для инженерных расчетов скорости захвата.

3. Также в научной литературе по СД гетероструктурам с КЯ схемотехнической интерпретации их функционирования в виде эквивалентной RC - схемы, охватывающей основные процессы, протекающие в приборе и определяющие его электрофизические и оптические свойства недостаточно информации. Включение в число методов исследования свойств полупроводниковых приборов с использованием радиотехнического подхода в виде RC – цепей позволяет заменить интерпретацию порой сложных процессов токопротекания в гетероструктуре на сравнительно простой анализ цепей, состоящих из активных и реактивных элементов.

4. В настоящее время основными методами исследования СД гетероструктур являются электрофизические методы, основанные на измерении параметров тока через гетероструктуру, представляемую в виде ёмкости – измерение вольт-фарадных характеристик, в виде сопротивления – измерение вольт-сименсных характеристик и вольт-амперных характеристик на переменном и постоянном токах. Каждая из этих характеристик несет определенную информацию об исследуемом объекте. Тенденция к доминированию емкостных измерений диктуется рядом объективных причин, таких, как хорошо разработанное методологическое и аппаратное оснащение, простота измерений и физической интерпретации результатов. Однако принципиальная высокочастотность этого метода не позволяет выявлять медленные процессы, в частности, процессы структурной перестройки в КЯ, что представляется важным и необходимым для повышения эксплуатационных свойств ГС с КЯ.

5. Особенно важным вопросом по выяснению потенциальных возможностей СД гетероструктур является вопрос влияния формы квантовой ямы и её заполнения уровнями размерного квантования на величину генерируемого излучения. Как показал литературный

обзор, этот вопрос в научно-технической литературе рассмотрен недостаточно. Как пример этого, автору не удалось найти сколько-нибудь четкие данные по сравнению излучательных свойств таких базовых форм КЯ, как прямоугольная и треугольная квантовые ямы. Более того, практически нет данных по свойствам гетероструктур с КЯ комбинированного профиля различных комбинаций: «ПКЯ – ТКЯ», «узкая ПКЯ – средняя ПКЯ – широкая ПКЯ», «узкая ТКЯ – средняя ТКЯ – широкая ПТЯ» и по другим более сложным их комбинациям. Необходимость изучения свойств ГС с квантовыми ямами комбинированного профиля с целью их применения в опто- и нанoeлектронике объективно предопределено диалектикой развития и способно дать положительный результат.

Исходя из приведенного выше рассмотрения состояния знаний об условиях генерации оптического излучения в гетероструктурах с квантовыми ямами различной формы, определены задачи на исследование:

1. Исследовать энергетический спектр ПКЯ и ТКЯ различной толщины при изменении энергии захватываемого квантовой ямой электрона для выяснения оптимальной структуры спектра квантовой ямы с целью увеличения интенсивности генерируемого излучения заданного спектрального состава.
2. Рассмотреть влияние концентрации легирующей примеси на время излучательной рекомбинации в КЯ с учетом различия концентраций электронов и дырок в КЯ.
3. Составить эквивалентную схему гетероструктуры с КЯ, учитывающую захват КЯ носителей заряда, их рекомбинацию, наличие сквозного тока через СД гетероструктуру, а также рассчитать емкости и сопротивления эквивалентной схемы, пригодных для их численных оценок.
4. Разработать метод исследования свойств гетероструктуры с КЯ на основе низкочастотных измерений резистивных свойств гетероструктуры, способный регистрировать медленные процессы изменения электрической активности элементов гетероструктуры, а также экспериментально сравнить резистивное и емкостное профилирование.
5. Используя данные о генерации фононов определённых энергий в процессе генерации оптического излучения, составить феноменологическую схему захвата носителей заряда КЯ для количественного описания скорости захвата носителей заряда.
6. Проанализировать энергетический спектр и излучающие свойства ККЯ, составленных из ПКЯ разной ширины и высоты, а также из ТКЯ и численно определить выигрыш в интенсивности генерируемого излучения, получаемый от применения новых конфигураций профиля КЯ. Определить оптимальную форму ККЯ, критерии определения числа объединяемых ям и их параметров для получения максимального эффекта по увеличению интенсивности излучения.

ГЛАВА 2. ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ РАЗЛИЧНОГО ПРОФИЛЯ

В данной главе рассматриваются основные электрофизические свойства ГС с КЯ такие, как спектр разрешенных состояний размерного квантования в квантовых ямах прямоугольного и треугольного профилей, а также особенности излучательной рекомбинации в областях гетероструктуры с большим разбалансом концентраций носителей заряда.

2.1 Структура спектра уровней размерного квантования

В разделе 1.1 рассмотрен эффект размерного квантования (РК), проявляющийся в потенциальных ямах малой толщины. Отмечено, что его описание в научной литературе ограничено только решением уравнения Шредингера для электрона в ограниченной потенциальной квантовой яме и получением выражения для дискретных уровней энергии РК. Детальные пояснения свойств эффекта РК и его физические проявления рассмотрены недостаточно. Дается только минимум сведений, которые сводятся к обсуждению влияния эффективной массы электрона на величину длины волны де Бройля. Обсуждение влияния на эффект захвата электрона на уровни размерного квантования (УРК) вообще отсутствует.

Как итог, в научной литературе отсутствуют подробные сведения, например, о существовании оптимального числа УРК, максимального их количества и последствиях захвата высокоэнергичных электронов на проявления эффекта РК. Недостаточно так же данных о роли структуры энергетических уровней на интенсивность излучаемого света.

Рассмотрим, как проявляет себя структура энергетических уровней на излучающие свойства КЯ различной профиля.

2.1.1 Число уровней в прямоугольной квантовой яме

Для того чтобы в потенциальной квантовой яме прямоугольной формы размером a наблюдался эффект РК, необходимо, чтобы размеры ямы были больше некоторого характеристического размера, определяемого параметрами находящегося в ней свободным носителем заряда (электрона), именуемого длиной волны де Бройля λ_B . В этих условиях электрон лишен возможности перемещаться в потенциальной квантовой яме, т.е. проявлять свои корпускулярные свойства, проявляя только волновые свойства. Для этого необходимо выполнение следующего условия [1, 2, 70]:

$$a \geq \frac{h}{\sqrt{2m_n^* E_n}}. \quad (2.1)$$

Поскольку данное условие относится к объектам микромира, то целесообразно оценить правую часть условия (2.1). Для электрона с массой, равной массе покоя m_0 и имеющего энергию, кванту теплового колебания решетки, получаемое значение длины волны де Бройля составляет около 10 нм. Обычно электрон в заданной потенциальной яме имеет массу, равную десятым долям массы m_0 и энергию значительно больше энергии теплового кванта. Поэтому длина волны де Бройля оказывается меньше указанного значения. Тогда и толщину КЯ можно брать меньше 10 нм.

Согласно этому выражению (2.1) для наблюдения эффекта РК возможны следующие сценарии действий:

- увеличивать толщину потенциальной квантовой ямы. На этом пути есть принципиальное ограничение, связанное с необходимостью локализации носителей заряда для увеличения вероятности их излучательной рекомбинации, что задает максимальную толщину менее диффузионной длины неравновесных электронов и дырок на уровне единиц нанометра;

- выбирать материал потенциальной ямы, в котором электрон обладает малой эффективной массой m_n^* , но обеспечивающей попадание генерируемого излучения в оптический диапазон. Она определяется фундаментальными свойствами материала ямы;

- повышать энергию электрона в потенциальной яме E_n . Если эффективную массу в заданном полупроводнике изменить почти невозможно, то энергия электрона в потенциальной яме может меняться под действием внешних факторов, например, электрического поля. Однако требование на энергию захватываемого носителя заряда не должны противоречить получению излучения в видимый диапазон.

Распределение уровней РК в прямоугольной КЯ при постоянном значении её толщины, a можно определить, подставляя выражение для энергий этих уровней размерного квантования (УРК) в выражение (2.1). Тогда получим:

$$a \geq \frac{h}{\sqrt{2m_n^* \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_n^* a^2} n^2}} \geq \frac{2a}{n}. \quad (2.2)$$

Значит, количество уровней энергии в ПКЯ должно быть больше двух: $n \geq 2$.

Полученный результат означает, что эффект размерного квантования возможен, если по ширине квантовой ямы укладывается целое число полуволен. В ограниченном пространстве может существовать только стоячая волна, периодичность которой составляет половину периода волны. Значит, случай $n = 1$ также входит в решение условия (2.2). Конечное число УРК определяется глубиной КЯ и её толщиной.

Из выражения (1.6) для энергий УРК в прямоугольной яме так же следует, что с ростом толщины ямы расстояние между соседними уровнями уменьшается по степенному закону ($1/a^2$). Это указывает на то, что энергетический спектр КЯ уплотняется по сравнению со спектром более узкой ямы. Рисунок 2.1 иллюстрирует изменение плотности спектра состояний при увеличении ширины ямы с 2 нм (рисунок 2.1, а) до 12 нм (рисунок 2.1, б). Из сравнения спектров рисунка 2.1 следует вывод, что узкая КЯ предпочтительна для излучательной рекомбинации носителей заряда – плотность перекрытия волновых функций носителей зарядов в ней значительно больше по сравнению со случаем широкой ямы. Однако широкая яма предпочтительнее узкой для захвата носителей заряда из барьерного слоя на состояние ямы.

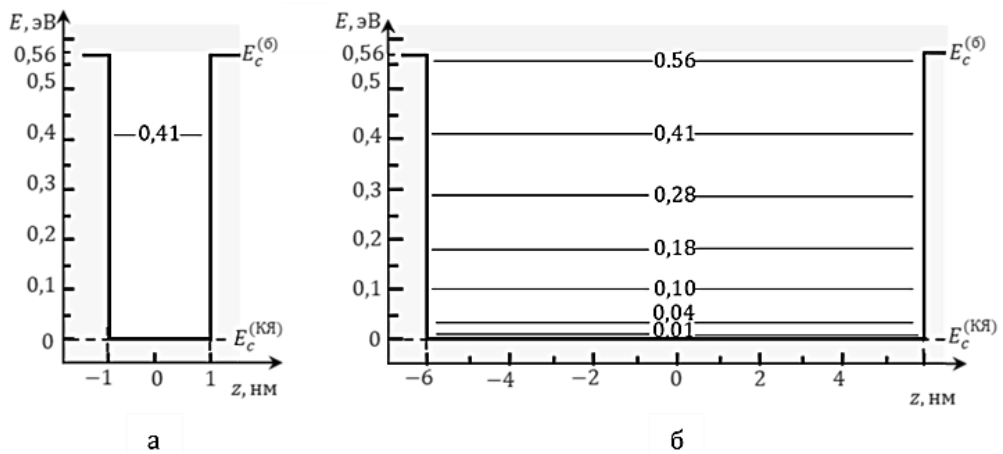


Рисунок 2.1 – Зонная диаграмма ПКЯ «широкая» (а), «узкая» (б)

Таким образом, для получения высокой интенсивности излучения требования к структуре энергетического спектра КЯ противоречивы и могут быть совмещены изготовлением КЯ комбинированного профиля, верхняя часть которого является широкой, а нижняя часть узкой.

2.1.2 Число уровней в треугольной квантовой яме

Распределение уровней размерного квантования в КЯ с линейно растущим потенциалом подчиняется следующему выражению (2.6). Перепишем данное выражение в более удобном для расчета виде [90, 125]:

$$E_n = \left[\frac{3}{2} \pi \left(n - \frac{1}{4} \right) \right]^{2/3} \cdot \left(\frac{q^2 F^2 \hbar^2}{2m_e^*} \right)^{1/3}. \quad (2.3)$$

По аналогии с предыдущими расчётами, подставим выражение (2.3) в (2.1), получим следующее условие для наблюдения размерного квантования в ТКЯ.

$$a^3 \geq \frac{9\hbar^2}{4\pi \cdot qF \cdot m_e^* \cdot \left(n - \frac{1}{4}\right)^2}. \quad (2.4)$$

Далее необходимо найти номер уровня квантового состояния в ТКЯ, который будет являться предельно возможным для существования в дискретном состоянии:

$$n \geq \left(\frac{9\pi \cdot \hbar^2}{a^3 qF \cdot m_e^*} \right)^{1/3} + \frac{1}{4} = \sqrt[3]{\frac{2 E_1^{(np)}}{\pi qFa}} + \frac{1}{4}, \quad (2.5)$$

здесь $E_1^{(np)}$ - энергия первого уровня размерного квантования в ПКЯ согласно выражению (2.2) той же ширины a , что и треугольная яма.

Тангенс угла наклона стенки ТКЯ можно определить, как произведение заряда электрона на величину электрического поля. Но величина поля обратно пропорциональна ширине квантовой ямы a и прямо пропорциональна энергетической глубине КЯ $\Delta E_c : qF = \Delta E_c / a$. Отсюда следует, что выражение (2.5) может быть записано следующим образом:

$$n \geq \sqrt[3]{\frac{2 E_1^{(np)}}{\pi \Delta E_c}} + \frac{1}{4}; \quad (2.6)$$

Условие (2.6) содержит в себе подкоренное выражение, значение которого при любых заданных параметрах КЯ меньше единицы, поскольку $E_1^{(np)} \leq \Delta E_c$. Данное обстоятельство позволяет сделать вывод о том, что предел номера состояния для КЯ с треугольным профилем будет ограничен значением, равным единице. Для подтверждения результата исследования по ограничению УРК в КЯ с линейно растущим потенциальным барьером проведем численный расчет неравенства (2.6) с заданными параметрами барьерного слоя, состоящего из компонента $In_{0.1}Ga_{0.9}N / GaN$. Глубина и ширина такой ТКЯ составит 0,4 эВ и 4 нм соответственно [6, 4, 125]. Воспользовавшись выражением (2.6), рассчитаем положение первого энергетического уровня в ПКЯ ($E_1^{(np)}$) той же ширины, что и ТКЯ, требуемого по условию (2.6). Его значение составит $E_1^{(np)} = 0,11$ эВ. Тогда, согласно выражению (2.6), номера УРК в ТКЯ начинаются с $n \geq 0.55 + 0.25 = 0,80$. Принимая во внимания, что номер состояния может принимать только целочисленные значения, условие размерного квантования выполняется, начиная с $n = 1$.

Из выражения (2.3) так же следует, что плотность УРК в широкой КЯ выше чем в узкой яме. На рисунке 2.2 показаны энергетические спектры широкой и узкой ТКЯ, который демонстрирует более высокую плотность состояний в широкой КЯ по сравнению с узкой ямой. Тогда, как и в случае ПКЯ высокий уровень интенсивности излучения следует ожидать в треугольной яме комбинированного профиля, сочетающей узкую яму в нижней части и широкую в верхней.

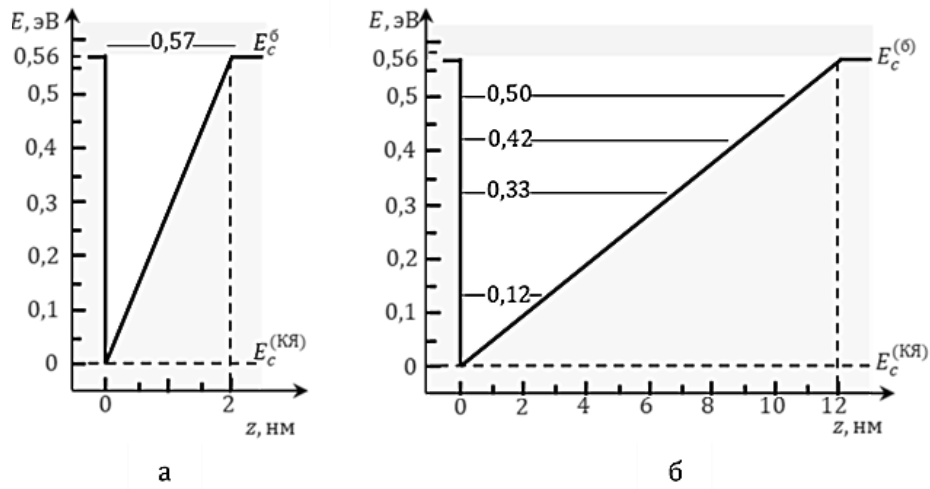


Рисунок 2.2 – Зонная диаграмма ТКЯ «узкая» (а), «широкая» (б)

Таким образом, на основании проведенного рассмотрения можно сделать вывод, что увеличение энергии частицы в квантовой яме не приводит к нарушению условия существования эффекта размерного квантования, а количество энергетических уровней определяется как глубиной потенциальной ямы, так и её шириной. При этом увеличение ширины ямы приводит к уплотнению энергетического спектра. Сделав яму составной из узкой в нижней части спектра и широкой ямы в верхней части, можно увеличить как скорость захвата носителей заряда ямой из барьерного слоя, так и сохранить длину волны генерируемого излучения.

2.2 Влияние легирования на время излучательной рекомбинации

Результаты рассмотрения влияния легирования полупроводника на скорость излучательной рекомбинации опубликованы в публикациях автора [131, 132], а также доложены на научных конференциях различного уровня [133, 134, 135].

2.2.1 Вводные замечания

В разделе 1.4 приведены расчетные обоснования операции легирования как способа уменьшения времени излучательной рекомбинации (ВИР) при малом уровне инжекции неравновесных носителей заряда, повышая, тем самым увеличения внутренней квантовой эффективность излучения света [95]. Согласно этой модели, скорость излучательной рекомбинации электронно-дырочных пар пропорциональна произведению концентраций носителей заряда. При этом, ввиду малого уровня освещения, соотношение между темновыми концентрациями носителей заряда:

$$n_0 \cdot p_0 = n_i^2,$$

указывает на то, что увеличение концентрации легирующей примеси в полупроводнике, например, донорной примесью, во столько же раз уменьшает концентрацию дырок. Эта означает,

что скорость протекания рекомбинации определяется концентрацией основных носителей при любом уровне легирования N_d и может быть описана выражением:

$$\delta R_i = R_i - R_i^0 \cong B_i \left(N_d + \frac{n_i^2}{N_d} \right) \cdot \delta n.$$

Из физических рассуждений следует, что при предельно больших значениях N_d концентрация дырок станет исчезающе малой, что должно привести к малой скорости рекомбинации неравновесных носителей заряда.

Сказанное выше приводит к предположению, что при сравнительно низком уровне легирования и при его росте обсуждаемая модель бимолекулярной излучательной рекомбинации адекватно описывает увеличение скорости рекомбинации. Однако при высоких уровнях, как следует из приведенного примера, скорость рекомбинации может слабо зависеть от уровня легирования, оставаясь практически такой, какая задается «критическим уровнем легирования». Начиная с этого уровня скорость рекомбинации может не зависеть от концентрации легирующей примеси.

Отметим, что количество экспериментальных данных по этому вопросу весьма ограничено [104, 137 - 152] и не позволяет конкретизировать картину излучательной рекомбинации во всем диапазоне концентраций лигатуры в разных материалах. Отсутствие достаточного числа прямых экспериментальных доказательств положительного влияния легирования на излучательные свойства СД во всем диапазоне концентраций лигатуры можно связать с тем, что введение легирующей примеси в активную область СД будет сопровождаться образованием примесно-дефектных комплексов и структурных дефектов кристаллической решетки. Данные структурные комплексы обычно являются центрами безизлучательной рекомбинации, способствующими расходу большей части неравновесных носителей в безизлучательных процессах. Поэтому, как правило, активную область современных СД изготавливают из нелегированных материалов вместо сильно легированных слоев [2, 27, 94, 137 - 152].

Сказанное выше позволяет рассмотреть вопрос о влиянии легирования высокой концентрацией донорной или акцепторной примесью на люминесцентные свойства полупроводника. Он особенно интересен при рассмотрении излучающих свойств ГС с КЯ, поскольку степень заполнения ям электронами и дырками сильно меняется по ширине p - n перехода от ямы к яме.

2.2.2 Описание излучающих свойств ГС с КЯ

Применим модель бимолекулярной излучательной рекомбинации к рекомбинации носителей заряда в КЯ светоизлучающей ГС, когда излучательная рекомбинация электронно-дырочных пар будет происходить по механизму «зона - зона» с учетом возникающего при легировании разбаланса концентрации электронов и дырок. На рисунке 2.3 приведена энергетическая диаграмма ГС с КЯ, на которой показано различие в количестве электронов и дырок в квантовых ямах.

Кроме того, при применении модели бимолекулярной излучательной рекомбинации в ГС с множественными квантовыми ямами, в которых концентрации электронов и дырок могут различаться на многие порядки, возникают определенные трудности. Для детального понимания этой модели рекомбинации воспользуемся стандартной методикой составления выражения для «прицельного» взаимодействия электрона и дырки через столкновения двух объектов: «мишени» и «пули» [2, 27, 94, 95-138].

Можно считать, что в каждой КЯ имеется определенная концентрация равновесных носителей заряда, созданная захватом этих носителей из обратного тока p - n перехода. Тогда скорость излучательной рекомбинации в каждой яме можно описать выражением для бимолекулярной рекомбинации (2.7)

$$R_l = B_l \cdot n \cdot p. \quad (2.7)$$

Для получения численного результата по выражению (2.7) необходимо задать количество взаимодействующих электронов и дырок, находящихся в электронной и дырочной ямах. Пусть в первой КЯ (рисунок 2.3)

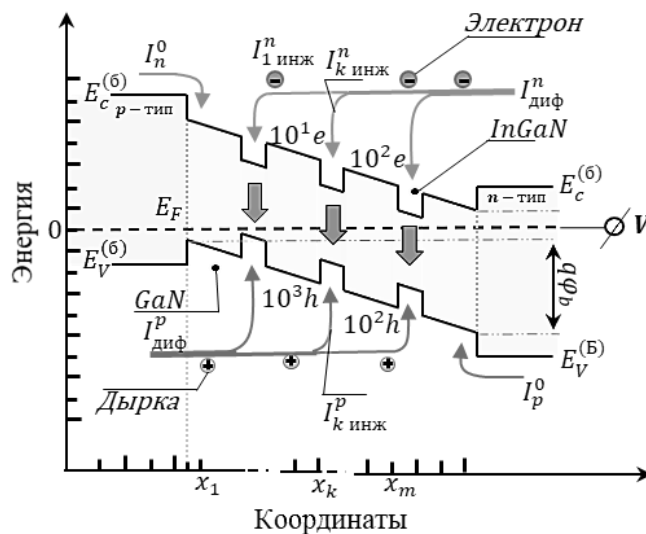


Рисунок 2.3 – Энергетическая диаграмма ГС с КЯ с учетом различия концентраций электронов и дырок в квантовых ямах

количество электронов в зоне проводимости равно 10, а дырок в валентной зоне - 1000.

Тогда за единицу времени физически может произойти только 10 актов рекомбинации. Согласно уравнению (2.7), скорость данного процесса можно определить как:

$$R_l = B_l \cdot 10 \cdot 100 = 10^4 \cdot B_l.$$

Результатом такой рекомбинации электронно-дырочных пар будет ток проводимости через ГС. Его величина может быть определена, как отношение полного электрического заряда прорекомбинировавших частиц за единицу времени:

$$j_{inj}^n = \frac{\partial Q}{\partial t} = q \frac{\partial n}{\partial t} = q R_l = q \cdot 10^4 B_l = 10^4 q. \quad (2.8)$$

Данное равенство позволяет определить коэффициент $B_l = 10^{-3}$ в условных единицах. Если изменить соотношение между количеством электронов и дырок для ямы, находящейся в середине $p-n$ перехода, сделав их равными друг другу, например, пусть электронов и дырок будет ровно по 100 штук, то скорость излучательной рекомбинации согласно выражению (2.7), остается неизменной: $R_l = B_l \cdot 10^2 \cdot 10^2 = 10^4 \cdot B_l$, несмотря на то, что концентрация неосновных носителей изменилась. Ввиду непрерывности тока в цепи, величина дырочного тока равна величине электронного - это следует из равенства числа прорекомбинировавших электронов и дырок. Поэтому для согласования эксперимента и проведенного расчета для указанной КЯ необходимо изменить коэффициент пропорциональности, взяв его равным $B_l = 10^{-2}$. Однако, изменение значения коэффициента противоречит исходному предположению, по которому данный параметр не зависит от концентрации носителей заряда и определяется только материалом полупроводника.

Изложенное выше дает основания для более детального рассмотрения излучательной рекомбинации в случае, когда концентрации носителей заряда значительно отличаются, как это может иметь место в ямах светодиодных ГС с КЯ.

В рамках модели бимолекулярной излучательной рекомбинации в полупроводнике ВИР уменьшается с ростом в нем концентрации легирующей примеси. С физической точки зрения это приводит к выводу - эффективность процесса излучательной рекомбинации по выражению (2.7) растет с ростом концентрации легирующей примеси. Это означает, что в бимолекулярной излучательной рекомбинации главную роль играют основные носители зарядов, тогда как неосновные практически не влияют на данный процесс. Заметим, что в фотоэлектрических явлениях, где рекомбинация неравновесных носителей играет доминирующую роль в формировании фотосигнала на освещение, концентрация неосновных носителей заряда задает время релаксации фотосигнала - фотопроводимости или фотоэдс. В рассматриваемом случае имеем противоположную картину: доминирующими являются основные носители [15, 22, 137].

актов рекомбинации определяется минимальной концентрацией одного из типов носителей: электронов или дырок. Тогда число актов межзонной рекомбинации $N_{\text{рек}}$ можно найти так:

$$N_{\text{рек}} = \frac{n \cdot p}{n + p}. \quad (2.9)$$

В отличие от ранее используемого выражения (2.7) выражение (2.9) дает возможность определить количество рекомбинируемых пар, показывая, что скорость излучательной рекомбинации R_l определяется концентрацией неосновных носителей заряда. Оно может быть применено для описания взаимодействия зарядов разных знаков, включая случай большого разбаланса их концентраций, например, когда $n \gg p$. Из выражения (2.9) нетрудно получить выражение для скорости излучательной рекомбинации:

$$R_l = R_l^{(i)} \cdot \left(\frac{n \cdot p}{n + p} \right) \cdot \left(\frac{1}{n_i} \right). \quad (2.10)$$

Как следует из рисунка 2.4 этот механизм доминирует при $n_0 > n^* \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Поэтому в качестве начальных параметров расчета времени излучательной рекомбинации во второй области берутся концентрация N_d^* и время τ_i^* (рисунок 2.4), равные 10^{16} см^{-3} и 10^{-8} с , соответственно. Тогда выражение (2.10) для второй области $R_l^{(2)}$ можно переписать в виде:

$$R_l^{(2)} = R_l^* \cdot \left(\frac{n \cdot p}{n + p} \right) \cdot \left(\frac{1}{n^*} \right). \quad (2.11)$$

Если в полупроводнике созданы неравновесные носители заряда с концентрацией $\delta n = \delta p \ll n_0, p_0$, то выражение (2.11) переписывается в следующем виде:

$$R_l^{(2)} = R_l^* \cdot \left(\frac{n_0 \cdot p_0}{n_0 + p_0} \right) \cdot \left(\frac{1}{n^*} \right) \cdot \left[1 + \left(\frac{n_0 + p_0}{n_0 \cdot p_0} - \frac{2}{n_0 + p_0} \right) \cdot \delta n \right].$$

Разложив скорость излучательной рекомбинации на темновую часть и часть, вызванную неравновесными носителями: $R_l^{(2)0} + \delta R_l^{(2)}$, получим

$$\delta R_l^{(2)} \cong R_l^* \cdot \left(\frac{n_0 \cdot p_0}{n_0 + p_0} \right) \cdot \left(\frac{1}{n^*} \right) \cdot \left(\frac{n_0 + p_0}{n_0 \cdot p_0} - \frac{2}{n_0 + p_0} \right) \cdot \delta n. \quad (2.12)$$

Тогда время излучательной рекомбинации во второй области рисунка 2.4 будет вида

$$\tau_l^{(2)} = \frac{\delta n}{\delta R_l^{(2)}} \cong \tau_l^* \frac{(n_0 + p_0)^2}{n_0^2 + p_0^2} = \tau_l^{(i)} \frac{2n_i}{N_d^*} \cdot \frac{(n_0 + p_0)^2}{n_0^2 + p_0^2}. \quad (2.13)$$

Из данного выражения следует, что при высокой концентрации легирующей примеси время излучательной рекомбинации во второй области рисунка 2.4 будет постоянным, что совпадает с экспериментальными данными [95,136].

Результирующая зависимость времени жизни носителей заряда от концентрации донорной примеси в широком диапазоне концентрации лигатуры можно описать выражением, полученным суммированием зависимостей для первой и второй областей:

$$\tau_l = \tau_l^{(i)} \left(\frac{2n_i}{n_0 + p_0} \right) \cdot \left[1 + \frac{(n_0 + p_0)}{N_d^*} \cdot \frac{(n_0 + p_0)^2}{n_0^2 + p_0^2} \right] \quad (2.14)$$

ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 2

1. Анализа свойств энергетического спектра прямоугольной и треугольной ям показал, что спектр прямоугольной ямы разрежен в его верхней части. Это ограничивает число захватываемых ямой носителей заряда, а значит и интенсивность генерируемого излучения. Для увеличения их скорости захвата целесообразно увеличить толщину ямы в её верхней части, сохранив толщину ямы в её нижней части, которая определяет длину волны генерируемого излучения. Выполнение этих требований приводит к тому, что оптимальная форма ямы должна быть составной, сочетая узкую нижнюю часть и широкую верхнюю.

2. Предположено, что при высоких уровнях легирования полупроводника (большой концентрации одного типа свободных носителей заряда) и малом уровне инжекции неравновесных носителей заряда бимолекулярная модель излучательной рекомбинации имеет ограничение, связанное с пропорциональным снижением концентрации неосновных носителей заряда. Предложено, что при высоких уровнях легирования пользоваться вычислением скорости излучательной рекомбинации функцией обратная сумма обратных величины, которая дает независимость скорости излучательной рекомбинации от уровня легирования. Сравнение с экспериментальными данными по времени жизни носителей заряда в GaAs показывает наличие области концентрации лигатуры $10^{16} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$, в пределах которой время их жизни не зависит от уровня легирования. Предложена составная модель излучательной рекомбинации, в которой в области сравнительно низких уровней легирования доминирует бимолекулярная модель, а в области высоких концентраций - модель постоянства скорости излучательной рекомбинации.

Данный подход позволяет ввести разделение всей области концентраций примеси на три участка, в каждом из которых действует своя модель рекомбинации, определяющая характер зависимости времени жизни носителей заряда от их концентраций. В первой области доминирует модель бимолекулярной рекомбинации, по которой скорость рекомбинации определяется концентрацией основных носителей заряда. Во второй области доминирует схема, учитывающая разбаланс концентраций по выражению ОСОВ. При этом скорость рекомбинации определяется концентрацией неосновных носителей заряда. При концентрациях 10^{18} см^{-3} и выше, вероятно, доминирует безизлучательная рекомбинация на дефектах легирования. в области малых и средних концентраций (до 10^{18} см^{-3}) легирующей примеси.

ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ГС С КЯ ОПТИЧЕСКИМИ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

В данной главе приводятся результаты экспериментальных исследований ГС с КЯ на основе барьера InGaN/GaN оптическими и электрофизическими методами с целью проверки участия фононов и их энергии, генерируемых при захвате носителей зарядов на состояния в КЯ, а так же исследования емкостных и резистивных свойств гетероструктур с КЯ на основе барьера InGaN/GaN. Пробные оптические исследования показали повышение концентраций фононов с энергиями (0,18 – 0,22) и (0,35 – 0,36) эВ в процессе генерации оптического излучения. По результатам электрофизических исследований на основе модели захвата Шокли-Рида-Холла предложена феноменологическая модель захвата носителей заряда квантовой ямой. Предложена эквивалентная схема ГС с КЯ, включающая в себя основные процессы тока протекания, а так же процессы взаимодействия носителей заряда с КЯ. Выполнен расчет активных и реактивных элементов эквивалентной схемы. На основании полученных результатов предложен метод резистивного профилирования концентрации свободных носителей заряда в ГС с КЯ.

Результаты данной главы опубликованы в работах [143, 144].

3.1 Фононный спектр и модель захвата носителей зарядов

Захват носителей заряда КЯ является первым процессом, обеспечивающим генерацию излучения ГС. Для феноменологического описания захвата носителя заряда и его эмиссии с уровня РК могут быть использованы модели: модель Дж. Томсона [145], каскадная модель Лэкса [146], модель Абакумова – Переля [120,147], модель Шокли-Рида-Холла [148 -151] и т.д. Однако в рассматриваемом случае имеется принципиальное отличие захвата носителя ямой от захвата на глубокий уровень примеси в классической теории полупроводников. Прежде всего оно связано с преобразованием электрона-частицы на состояние, где он проявляет волновые свойства, меняя свою природу на волновую. На настоящий момент феноменологическая теория захвата в нанoeлектронике, применяемая в методе эквивалентных схем, нам неизвестна. Это накладывает определенные сложности на интерпретацию результатов экспериментальных исследований излагаемых в данной главе.

3.1.1 Исходные положения

На рисунке 3.1 представлена энергетическая диаграмма КЯ, состоящей из двух минизон: электронной (n - КЯ), находящейся в зоне проводимости (ЗП) полупроводника и дырочной (p - КЯ) – в валентной зоне (ВЗ). Такое разделение является удобным для рассмотрения процесса захвата и эмиссии носителей зарядов разных знаков КЯ. Показано, что носители зарядов, взаимодействуя с КЯ, могут быть захвачены её верхними энергетическими уровнями.

Параллельно с процессом захвата носителей заряда протекает и обратный процесс - эмиссия электронов из КЯ. Вероятности протекания данных процессов, описывающих переход электрона из одного квантово-механического состояния в другое, могут быть описаны с помощью характерных временных параметров: $\tau_{\text{зах}}^{(n)}$ и $\tau_{\text{эм}}^{(n)}$ -характерное время захвата и эмиссии электрона, соответственно [152]. Избыточная энергия, выделившаяся при переходе захваченного электрона на первый УРК, реализуется в виде фонона с энергией $E_{\text{ф1}}^{(n)}$. Энергия фонона выделившегося при захвате КЯ дырки может быть описана аналогичным образом: $E_{\text{ф1}}^{(p)}$.

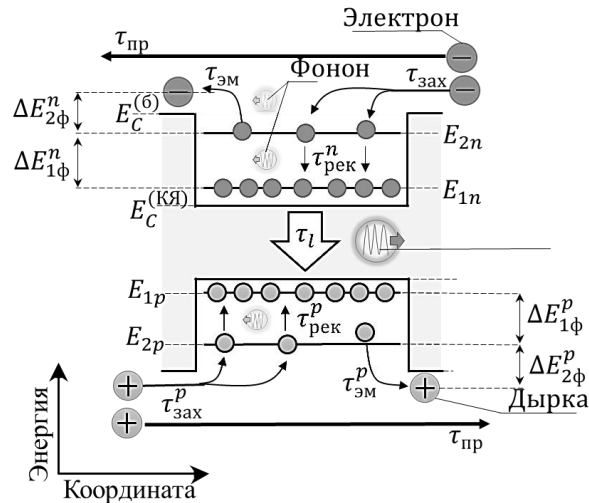


Рисунок. 3.1 – Захват и эмиссия носителей заряда КЯ с генерацией фононов [143]

Предполагается, что вероятность однофононного перехода, при котором на один захваченный электрон приходится рождение одного фонона с избыточной энергией, выше, чем вероятность многофононного перехода, при котором рождаются несколько фононов с разной энергией, суммарно равной выделяемому избытку энергии.

Далее, через время τ_r захваченные электроны (дырки) опускаются на более глубокие УРК $E_{1\text{ф}}^{(n)}$, постепенно достигая последнего УРК, лежащего у дна минизоны КЯ, с которого осуществляются зон-зонные излучательные переходы в ВЗ со временем рекомбинации τ_l . Каждый переход электрона с уровня на уровень сопровождается испусканием фононов разностных энергий. Таким образом, следует ожидать фононный спектр, содержащий набор пиков, соответствующих энергиям между уровнями РК.

Данное представление, описывающее взаимодействие свободных носителей заряда с КЯ предполагает, что для повышения внутренней квантовой эффективности излучения ГС необходимо добиться определенного соотношения между временами захвата, эмиссии, безизлучательной релаксации и временем излучательной рекомбинации. Так, временные

отрезки, характеризующие скорость поставки и захвата носителей зарядов КЯ ($\tau_{\text{зах}}^{(n)}, \tau_{\text{зах}}^{(p)}, \tau_r, \tau_l$) должны быть минимальны, а другие, снижающие эффективность излучения, максимальными ($\tau_{\text{эм}}^{(n)}, \tau_{\text{эм}}^{(p)}$).

Описываемая модель предполагает пребывание электрона в двух различных состояниях.

Первое состояние: электрон, находится в барьерном слое ГС в виде частицы и не испытывает квантово-размерных ограничений.

Второе состояние: электрон захвачен КЯ и испытывает размерное квантование, пребывая в состоянии стоячей волны.

Если пребывания электрона в этих двух состояниях хорошо изучено и не требует детального рассмотрения, то его переход между этими состояниями предполагает взаимодействие электрона со сторонним участником - оптическим или акустическим фононом [153-155], что нуждается в отдельном рассмотрении.

Теоретические и экспериментальные исследования, в которых проводилось изучение фононных спектров КЯ на основе InGaN и интерфейса GaN/InGaN, описаны в литературе. Из чего можно сделать вывод, что основными участниками процесса захвата электронов (дырок) в КЯ являются именно оптические фононы [153-155].

Для выявления базовой структуры фононного спектра излучающей ГС, а также частоты оптических фононов и особенностей режима излучения света, нами проведены экспериментальные исследования фононного спектра ГС с КЯ на основе InGaN/GaN [143, 144]. Полученные результаты представляются как предварительные, требующие дополнительного уточнения.

3.1.2 Экспериментальное исследование фононного спектра гетероструктуры с квантовыми ямами

Исследовалась ГС на основе барьеров InGaN/GaN во включенном и выключенном состоянии. В качестве метода измерения фононного спектра ГС выбран метод Фурье-спектроскопии [156], описание которого приведено в главе 1. Диапазон регистрируемых измерений спектра диффузионного отражения лежал в пределах от 0,04 – 0,5 эВ (400 – 4000 см⁻¹). Измерения проводились при помощи ИК-Фурье спектрофотометра (ИКФС) Shimadzu IRTracer-100 с приставкой DRS-8000A [156]. Когерентное излучение из красной части видимого спектра выступало в роли источника возбуждения неравновесного состояния в исследуемом образце. Для отработки методики эксперимента измерялись фононные спектры диффузионных светодиодов на основе арсенид-галлиевых светодиодов красного цвета. В исследовании приняло участия около десятка СД ГС с КЯ, показавшие качественно одинаковые результаты измерения.

Спектральный анализ образцов диффузионных светодиодов и СД гетероструктур предоставляет возможность достаточно точно выделить области спектра ГС, которых нет в спектре диффузионных светодиодов.

Для исключения систематической ошибки измерения эксперимент проводился сначала на выключенной, а затем на включенной ГС. Спектр включенной ГС рассматривался в качестве фоновый спектр, затем из спектра, полученного при записи на включенной ГС, вычитался ее темновой фоновый спектр. Получившийся в результате спектр рассматривали, как итоговый результат эксперимента.

В программном обеспечении LabSolutions IR, работающем с ИКФС Shimadzu IRTracer-100, полученные спектры диффузного отражения с помощью преобразования Кубелки-Мунка вычислялись спектры поглощения исследуемого объекта [157, 158] а также доложены на научных конференциях различного уровня [164].

3.1.3 Результаты эксперимента и их обсуждение

На рисунке 3.2, показана форма длинноволнового спектра полупроводниковой ГС, измеренного в видимом диапазоне излучения. Сравнение полученного спектра излучения диффузионного светодиода с его фоновым спектром выявило различие в форме спектра LED ГС, которое проявляется в двух пиковых областях коэффициента отражения - поглощения с энергиями в диапазоне (0,18 – 0,22) эВ и (0,35 – 0,36) эВ.

Причиной тому является влияние КЯ, оказываемое на генерацию оптического излучения с образованием фононов в ГС с КЯ. Об этом может так же свидетельствовать наличие большого числа пиков длинноволнового излучения в спектре отражения –поглощения, снятого при включённой ГС. Наибольшую ценность всех пиков с энергией 0,09 эВ в научно-технической литературе связывают с продольными оптическими фононами [159]. Пики же, попавшие в область энергий от 0,48 до 0,50 эВ, представляют собой шумы, вызванные аппаратными особенностями работы спектрофотометра.

Если воспользоваться классической моделью Лоренца в рамках однофононного резонанса [156] и рассмотреть полученные результаты измерения спектров ГС, можно прийти к следующему выводу – с большой долей вероятности энергию фононов, образующихся в ГС при излучении видимого света, можно связать с указанными на рисунке 3.2 значениями энергий фононов. Следовательно, пиковые значения энергии, изображенные на фоновом спектре ГС с КЯ - это и есть энергия, которую электрон отдаёт решетке вещества КЯ, опускаясь из зоны проводимости барьера на верхний УРК квантовой ямы.

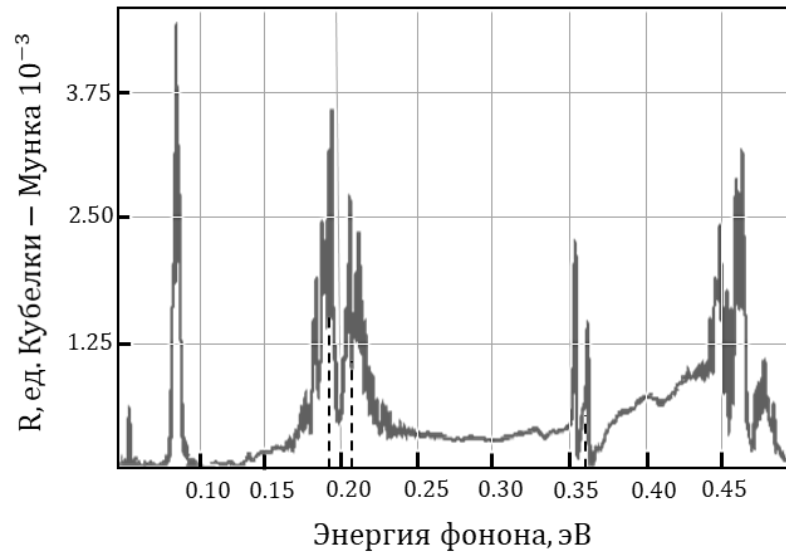


Рисунок. 3.2 – Фононный спектр излучающей гетероструктуры InGaN/GaN, спектр выключенной гетероструктуры вычтен

Глубина n -КЯ в LED гетероструктурах, подобных исследуемой, как правило, составляет 0,40 эВ, доля индия в КЯ при такой глубине равна $x = 0,12$. Следовательно, в КЯ на базе материала $\text{In}_{0,12}\text{Ga}_{0,88}\text{N}$ и толщиной 1,9 нм может поместиться не больше двух УРК с энергиями $E_{1n} \approx 0,06$ эВ и $E_{2n} \approx 0,24$ эВ. Тогда захват электрона на верхний уровень будет сопровождаться высвобождением избытка энергии величиной $E_{1\phi}^{(n)} \approx 1,8kT + \Delta E_c - E_{2n} \approx 0,05 + 0,40 - 0,24 = 0,21$ эВ. Это значение энергии испускаемого фонона близко к энергии пика фононного спектра (рисунок 3.2), где $E_2 = 0,207$ эВ.

Вторым каналом генерации фононов в СД ГС является релаксация захваченных электронов с верхнего уровня на нижний, излучательный уровень. Выделяемая при этом энергия равна разности энергий верхнего и нижнего УРК и в этом случае она составляет $E_{2\phi}^{(n)} \approx E_{2n} - E_{1n} \approx 0,24 - 0,06 = 0,18$ эВ, что в пределах точности попадает в область пика фононного спектра $E_1 = 0,193$ эВ (рисунок 4.2)

Второй пик плотности фононов с энергией 0,18 эВ вызван, вероятно, захватом дырки на УРК в дырочной яме. Действительно, ввиду различия эффективных масс электронов m_n^* и тяжёлых дырок m_p^* в веществе $\text{In}_{0,12}\text{Ga}_{0,88}\text{N}$ энергетический спектр для дырок плотнее электронного в $E_{kp} = E_{kn} \left(\frac{m_n^*}{m_p^*} \right)$ - раз. Тогда УРК в p -КЯ будут иметь следующие значения энергий:

$$E_{1p} = E_{1n} \left(m_n^* / m_p^* \right) = 0,06 \cdot (0,189m_0 / 0,90m_0) = 0,06 \cdot 0,21 \approx 0,01 \text{ эВ},$$

$$E_{2p} = E_{2n} \left(m_n^* / m_p^* \right) = 0,24 \cdot (0,189m_0 / 0,90m_0) = 0,24 \cdot 0,21 = 0,05 \text{ эВ}.$$

При заданной глубине р-КЯ $\Delta E_v = 0,24 \text{ эВ}$ и известном распределении УРК, энергия образующихся в ней фононов может быть вычислена. Так, переход захваченной КЯ дырки с уровня E_{1p} на уровень E_{2p} будет сопровождаться испусканием фонона с энергией 0,18 эВ. Это значение энергии можно интерпретировать, как второй пик в экспериментальном спектре фононов. Используемые численные значения параметров гетероструктуры с КЯ из InGaN соответствуют параметрам реальных ГС [136,160].

3.2 Последовательно-параллельная эквивалентная схема гетероструктуры с квантовыми ямами

Результаты составления эквивалентной схемы ГС с КЯ и расчет её активных и реактивных элементов опубликованы в публикациях автора [161 – 162], а также доложены на научных конференциях различного уровня [164].

В главе 1 рассматривалась работа [181, 182], в которой предпринимались первые шаги в создании эквивалентной схемы (ЭС) гетероструктуры (ГС) с КЯ. Несмотря на то, что сравнение результатов расчета элементов схемы замещения качественно совпадают с экспериментальными данными, полученными при снятии вольтфарадных и вольт-сименесных характеристик исследуемой гетероструктуры с КЯ, предложенная в этой работе [190], физическая модель является упрощённой, так как предполагает объединение двух процессов - поставки и захвата носителей заряда КЯ. Помимо этого, модель предполагает, что сквозной ток, который не участвует в заполнении квантовой ямы, значительно меньше, чем ток, текущий через КЯ. В реальной же ГС с КЯ сквозной ток может достигать половины тока, текущего через ГС. Поэтому использование данного подхода, для количественной оценки параметров ГС с ЭС, может привести к неточному результату.

Для повышения точности измерения параметров ГС с ЭС необходимо устранить допущенные упрощения в физической модели, использованной для составления последовательно-параллельной ЭС гетероструктуры с КЯ:

- корректно учесть захват носителей заряда квантовой ямой;
- не пренебрегать сквозным током, текущим через структуру, считая его пренебрежимо малой величиной;

- учесть последовательность расположения слоёв в ГС, их резистивные и емкостные свойства.

3.2.1 Составление эквивалентной схемы

Методика составления корректной ЭС, способной достаточно точно описать свойства ГС, предполагает следующие действия:

Первый шаг. Необходимо разбить ГС на отдельные участки, такие как: эмиттер, барьерный слой, КЯ и т.д.

Второй шаг. Заменить каждый, из выделенных участков, на цепочку элементов состоящих из параллельно соединённых R и C элементов, параметры которых должны дублировать резистивные и емкостные свойства участка, который они замещают. Выбор варианта параллельного соединения R и C элементов не случаен и определяется тем, что дисперсионные и кинетические свойства замещаемых областей ГС проявляются в каждой ее точке.

Принцип составления ЭС с множественными КЯ продемонстрирован на рисунка 3.3:

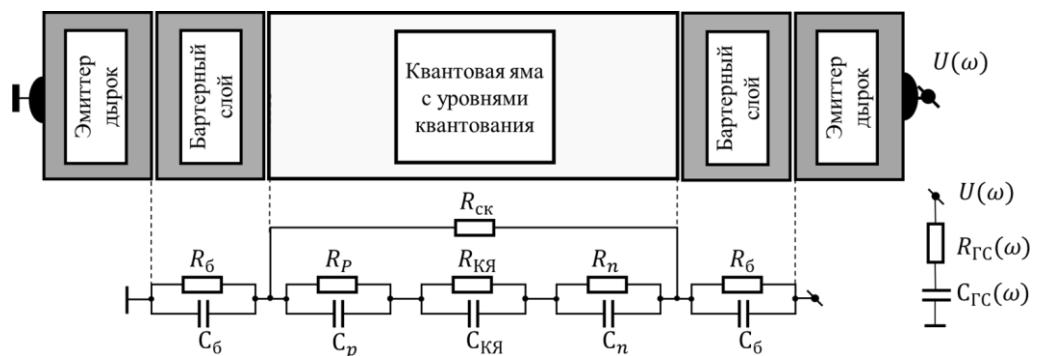


Рисунок 3.3 – Методика составления ЭС ГС с КЯ [162]

количество соединяемых КЯ составляет: m -штук. Верхний часть рисунка 3.3 изображает топологию слоев ГС с КЯ, нижний – ЭС, описывающую выделенные слои ГС. Здесь обозначено: $C_б$ и $R_б$ – геометрическая ёмкость барьерного слоя и его дифференциальное сопротивление, соответственно. Эти элементы ЭС отражают токопротекание по барьерным слоям (слои для множественных КЯ) и учитывают преодоление носителями заряда заключённой между соседними КЯ части потенциального барьера p - n перехода; $R_н, R_р$ и $C_н, C_р$ – сопротивление и емкость процесса захвата-эмиссии носителей заряда в КЯ. Эти элементы цепи учитывают захват носителей заряда КЯ. Излучательные свойства и инерционность этого процесса в КЯ описываются элементами $R_{кя}, C_{кя}$. Сопротивление $R_{ск}$ – элемент, отражающий протекание сквозного тока через ГС, чьи электроны и дырки пролетают КЯ без захвата.

Некоторые элементы, не являющиеся важными для понимания принципа построения ЭС, исключены из рассмотрения. К таким элементом относятся две параллельные RC - цепочки,

располагающиеся по обе стороны ЭС и отражающие свойства эмиттера и коллектора ГС. Учесть данные элементы можно путем введения в конечную ЭС двух параллельных RC - цепей с ёмкостью C_3 и малым сопротивлением R_3 .

Используя описанную выше методику составления ЭС для ГС с множественными КЯ, можно легко, увеличением числа КЯ и барьерных слоёв, подогнать свойства составляемой ЭС под реальные параметры исследуемого прибора (светодиода).

Перевод ЭС в схему замещения. Для исследования свойств полупроводниковой ГС с помощью её ЭС замещения необходимо сопоставить экспериментальные измерения с найденными из ЭС теоретическими зависимостями. Под экспериментальными измерениями понимаются измерения зависимостей элементов схемы замещения ($C_{ГС}$ и $R_{ГС}$) от частоты тестового сигнала ω и напряжения смещения V . Сравнение экспериментальных и теоретических зависимостей позволяет корректно определить времена перезарядки параллельных цепей в исследуемом полупроводниковом приборе, а также оценить накопительные и резистивные свойства отдельных слоев ГС.

Помимо этого, экспериментальная зависимость емкости $C_{ГС}$ и сопротивления $R_{ГС}$ от частоты тестового сигнала позволяет оценить параметры ГС – высоту потенциального барьера между эмиттером и носителями заряда, а также высоту потенциального барьера каждой квантовой ямы, участвующей в релаксации тока. Алгоритм измерения импеданса, заложенный в промышленных измерителях, позволяет напрямую измерить резистивные и емкостные свойства ГС, представляемой в виде параллельной или последовательной RC – цепи. Выбор схемы замещения определяется выбранной моделью и численными значениями измеряемых емкостей и сопротивлений. В этой связи схема замещения выбрана в виде последовательной RC - цепочки. На рисунке 3.4 представлен алгоритм действий по приведению ЭС всей ГС к схеме замещения - последовательной RC-цепочке.

Это действие произведено с каждой из m КЯ. Математически операция, соответствующая результату замены (рисунок 3.4, преобразование «1 → 2»), на примере первой КЯ, будет выглядеть так:

$$C'_n = C_n \frac{1 + \omega^2 \tau_n^2}{\omega^2 \tau_n^2}, R'_n = R_n \frac{1}{\omega^2 \tau_n^2}, \quad C'_{КЯ} = C_{КЯ} \frac{1 + \omega^2 \tau_{КЯ}^2}{\omega^2 \tau_{КЯ}^2}, R'_{КЯ} = R_{КЯ} \frac{1}{\omega^2 \tau_{КЯ}^2}$$

$$C'_p = C_p \frac{1 + \omega^2 \tau_p^2}{\omega^2 \tau_p^2}, R'_p = R_p \frac{1}{\omega^2 \tau_p^2}, \quad R_{КЯ}^{(1)'} = R'_{КЯ} + R'_n + R'_p, \quad C_{КЯ}^{(1)'} = (1/C'_{КЯ} + 1/C'_n + 1/C'_p)^{-1},$$

здесь обозначено: $\tau_{КЯ} = C_{КЯ} \cdot R_{КЯ}$, $\tau_n = C_n \cdot R_n$, $\tau_p = C_p \cdot R_p$.

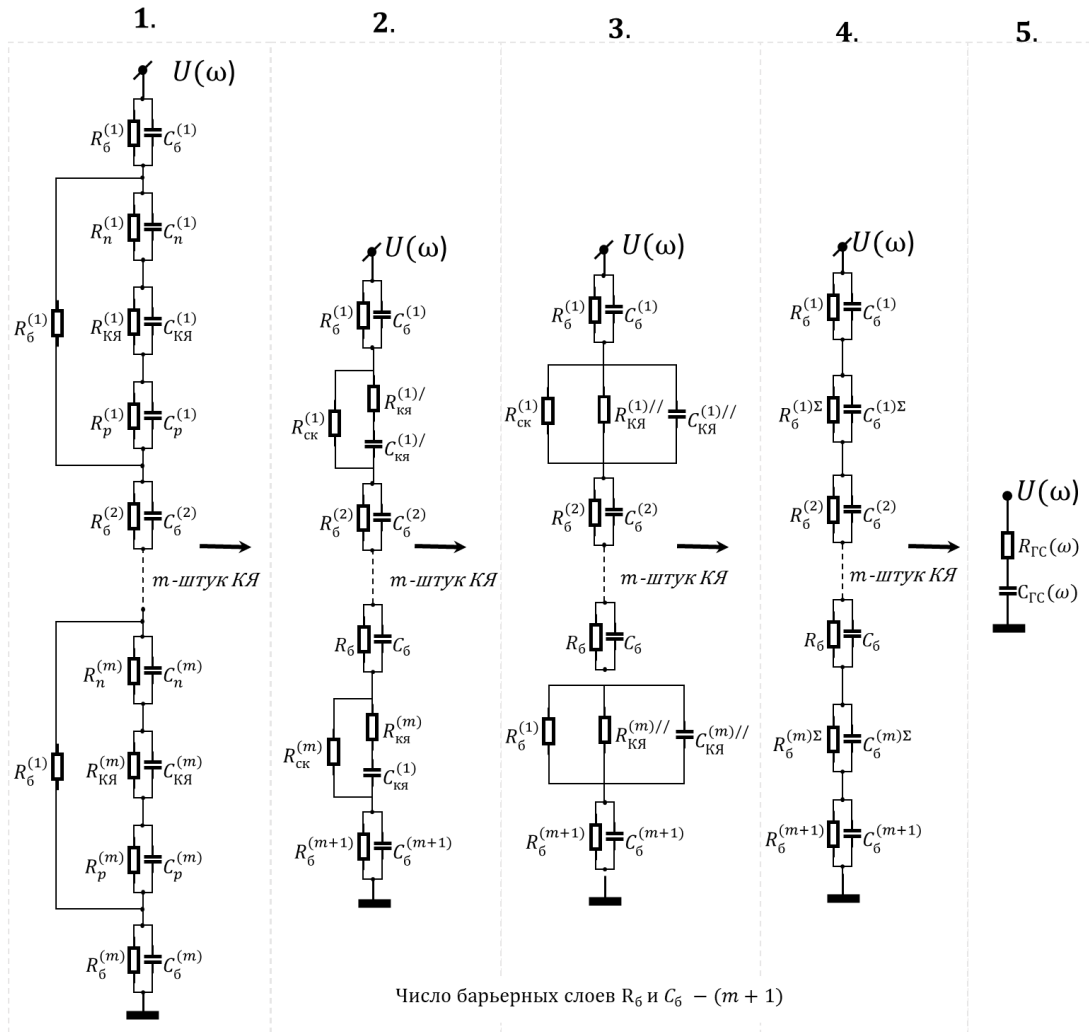


Рисунок 3.4 – Преобразования последовательно-параллельной ЭС в последовательную RC – цепь замещения [162]

Переход ЭС из состояния «2» в состояние «3» включает в себя преобразование последовательной цепи $C_{кя}^{(1)/} \cdot R_{кя}^{(1)/}$ в цепь с параллельным соединением $C_{кя}^{(1)//} \cdot R_{кя}^{(1)//}$:

$$C_{кя}^{(1)//} = \frac{C_{кя}^{(1)/}}{1 + \omega^2 (\tau_{кя}^{(1)/})^2}, \quad R_{кя}^{(1)//} = \frac{1 + \omega^2 (\tau_{кя}^{(1)/})^2}{\omega^2 (\tau_{кя}^{(1)/})^2}.$$

На рисунке 3.4 (вид «4»), ЭС содержит сопротивление $R_{кя}^{(1)\Sigma}$, которое получено в результате объединения параллельно соединённых сопротивлений $R_{кя}^{(1)//}$ и $R_{кя}^{(1)}$ (рисунок 3.4, «3») в одно сопротивление $R_{кя}^{(1)\Sigma}$. Математически операция объединения выглядит следующим образом:

$$R_{кя}^{(1)\Sigma} = R_{кя}^{(1)//} \cdot R_{ск}^{(1)} / (R_{кя}^{(1)//} + R_{ск}^{(1)}), \quad C_{кя}^{(1)\Sigma} = C_{кя}^{(1)//}.$$

Заключительное преобразование ЭС из цепи (рисунок 3.4, «4») в цепь вида (рисунок 3.4, «5») происходит в два этапа. Сначала, цепочка, состоящая из параллельно соединённых (m) КЯ и ($m+1$) барьерных слоёв, преобразуется в последовательную схему, а затем полученные элементы цепи суммируются друг с другом. В результате образуются следующие два элемента:

$$R_{гс}(\omega) = \frac{(m+1)R_{\bar{c}}}{1 + \omega^2 \tau_{\bar{c}}^2} + \frac{mR_{кя}^{(k)\Sigma}}{1 + \omega^2 (\tau_{кя}^{(k)\Sigma})^2}, C_{гс}(\omega) = \left[\frac{m+1}{C_{\bar{c}}} + \sum_{k=1}^m \left(\frac{1}{C_{кя}^{(k)\Sigma}} \right) \right]^{-1}.$$

Поскольку предполагается, что барьерный слой значительно толще чем КЯ, параметры $C_{гс}$ и $R_{гс}$ описывают только ёмкостные и резистивные свойства p - n перехода, полупроводниковой ГС, без учета квантовых ям, параллельно соединённых C_{pn}, R_{pn} . Если заменить параллельную цепь p - n перехода на последовательную цепь, получим выражения для активного сопротивления ГС (3.1) и ее емкости (3.2):

$$R_{гс}(\omega) = \frac{R_{pn}}{1 + \omega^2 \tau_{pn}^2} + \sum_{k=1}^m \left[\frac{R_{кя}^{(k)\Sigma}}{1 + \omega^2 (\tau_{кя}^{(k)\Sigma})^2} \right], \quad (3.1)$$

$$C_{гс}(\omega) = \left[\left(\frac{1}{C_{pn}} \cdot \frac{\omega^2 \tau_{pn}^2}{1 + \omega^2 \tau_{pn}^2} \right) + \sum_{k=1}^m \left(\frac{1}{C_{кя}^{(k)\Sigma}} \cdot \frac{\omega^2 (\tau_{кя}^{(k)\Sigma})^2}{1 + \omega^2 (\tau_{кя}^{(k)\Sigma})^2} \right) \right]^{-1}, \quad (3.2)$$

здесь: C_{pn}, R_{pn} - время перезарядки p - n перехода ГС без учёта КЯ.

3.2.2 Обсуждение результатов составления ЭС

При детальном анализе формул (3.1) и (3.2) можно сделать два вывода.

Вывод 1. Экспериментальные зависимости ёмкости и сопротивления ГС с КЯ от частоты тестового сигнала можно рассматривать как результат объединения двух зависимостей. Одна из них сформирована частотными свойствами классического p - n перехода (без КЯ), а вторая – это частотные свойства квантовых ям с их особенностями захвата носителей заряда и излучательной рекомбинации. Так как, геометрические размеры p - n перехода и КЯ отличаются на порядок и более, то характеристические времена их перезарядок должны также сильно отличаться, причем время перезарядки p - n перехода τ_{pn} должно быть больше, чем времена перезарядок КЯ. Этот подход основе полученных частотных зависимостей позволяет исследовать отдельно свойства p - n перехода и свойства КЯ.

Вывод 2. При проведении измерений на разных частотах можно выделить две области частот, на которых будут в разной степени доминировать либо ёмкостные, либо резистивные свойства ГС. Так, например, на низких частотах тестового сигнала доминируют резистивные

свойства ГС, а ёмкостные - лучше всего проявляются на высоких частотах. Это позволяет отдельно исследовать ёмкостные и резистивные свойства ГС с КЯ, измеряя импеданс ГС на высокой и низкой частоте, соответственно.

Случай низких частот. Чтобы получить значения дифференциальных сопротивлений схемы замещения полупроводниковой структуры с КЯ, необходимо проводить измерения на низких частотах. Получившиеся в результате такого эксперимента зависимости представляют из себя, по меньшей мере, сумму двух измерений, которая одновременно содержит информацию о сопротивлении $p-n$ перехода и последовательно соединенных сопротивлений, характеризующих механизм поставки свободных носителей заряда к КЯ с последующим их захватом. Данное обстоятельство наглядно иллюстрирует выражение для сопротивления ГС на низких частотах:

$$R_{\text{ГС}}(\omega \approx 0, V) \approx R_{pn}(V) + \sum_{k=1}^m \left[\frac{R_{\text{кя}}^{(k)'}(V) \cdot R_{\text{ск}}^{(k)}(V)}{R_{\text{кя}}^{(k)'}(V) + R_{\text{ск}}^{(k)}(V)} \right]. \quad (3.3)$$

Частотные измерения могут быть дополнены измерениями напряжения смещения. Снятие зависимости эквивалентного сопротивления от напряжения смещения позволит проанализировать динамику поставки и последующего захвата носителей зарядов ямой.

Величина напряжения смещения определяет процесс взаимодействия носителей заряда с КЯ. Так, в ситуации, когда напряжение смещения велико, потенциальный барьер $p-n$ перехода практически не влияет на измеряемое сопротивление ГС. Поскольку вольтамперная характеристика $p-n$ перехода $R_{pn}(V) = [\partial j_{p-n}(V) / \partial V]$ известна, то из низкочастотных полевых зависимостей можно извлечь информацию об излучательных свойствах КЯ и о величине сквозного тока:

$$R_{\text{ГС}}(\omega \approx 0, V) - R_{pn}(V) = \sum_{k=1}^m \left[\frac{R_{\text{кя}}^{(k)'}(V) \cdot R_{\text{ск}}^{(k)}(V)}{R_{\text{кя}}^{(k)'}(V) + R_{\text{ск}}^{(k)}(V)} \right]. \quad (3.4)$$

Особенно показателен случай запертых напряжений, в котором дифференциальное сопротивление перехода постоянно. Тогда по выражению (3.4) оценивают излучающие свойства КЯ.

Случай высоких частот. Использование полученной ЭС на высокой частоте тестового сигнала позволяет использовать связи между свойствами КЯ и величиной эквивалентной емкости с условиями поставки свободных носителей заряда в КЯ и условиями измерений.

Резистивные свойства дифференциального сопротивления, при высокочастотных измерениях будут значительно меньше любого емкостного реактивного сопротивления, подключенной к нему параллельно. По этой причине резистивными свойствами такого сопротивления можно пренебречь. Следовательно, при исследовании ГС с КЯ на высокой

частоте сигнала ее ЭС может быть упрощена до схемы, состоящей только из емкостей, соединённых между собой последовательно:

$$C_{ГС}^{-1} = \frac{1}{C_{pn}} + \sum_{k=1}^m \left(\frac{1}{C_{кя}^{(k)}} + \frac{1}{C_n^{(k)}} + \frac{1}{C_p^{(k)}} \right). \quad (3.5)$$

В случае, когда поданное напряжение смещения велико, можно пренебречь такими ёмкостными свойствами ГС, как процесс поставки и захвата носителей заряда КЯ. В таком случае, выражение (3.5), примет следующий вид:

$$C_{ГС}^{-1} = \frac{C_{pn} \cdot \left[\sum_{k=1}^m \left(\frac{1}{C_{кя}^{(k)}(V)} \right) \right]^{-1}}{C_{pn} + \left[\sum_{k=1}^m \left(\frac{1}{C_{кя}^{(k)}(V)} \right) \right]^{-1}}. \quad (3.6)$$

Как следует из выражения (3.6), при измеренной емкости ГС, зная емкость p - n перехода, можно вычислить емкость всех параллельно соединенных одинаковых по толщине КЯ, а затем и количество КЯ (m) в ГС.

Промежуточные частоты. Измерения зависимости эквивалентной ёмкости $C_{ГС}(V)$ и сопротивления $R_{ГС}(V)$ ГС с КЯ на промежуточных частотах позволяют вычислить кинетические параметры электронно-дырочных процессов в ГС, одним из которых является время захвата носителей зарядов КЯ. Если на частотных зависимостях эквивалентной емкости и сопротивления будут области частот с плавным уменьшением эквивалентного параметра, то по спаду частотной зависимости можно найти частоты среза f_c , из которых можно оценить время релаксации τ_t :

$$\tau_t = 1/f_c.$$

Согласно выражениям (3.1), (3.2) количество «палочек» будет от двух и более. Величина получившихся «палочек» будет зависеть от напряжения смещения. По частотам их срезов, находят времена перезарядки, определяющие инерционность электронных процессов в различных областях ГС с КЯ.

3.2.3 Расчет элементов эквивалентной схемы

Получение аналитических выражений, пригодных для вычисления резистивных и емкостных свойств введенных ранее отдельных областей гетероструктуры, является не тривиальной и довольно сложной задачей [174].

Введенные ранее элементы ЭС, а именно - сопротивления и емкости отдельных областей гетероструктуры, могут быть рассчитаны исходя из упрощённой физической модели p - n перехода с КЯ. В этой модели предполагается, что:

- толщины барьерных слоев много больше толщин КЯ, которых они окружают;

- электрический заряд, накопленный в КЯ, не влияет на распределение поля в p - n переходе, т.к. считается, что он слишком мал, чтобы повлиять на распределение электрического поля в p - n переходе;
- двойные заряженные слои, возникающие на интерфейсах, игнорируются.

Энергетическая диаграмма ГС с КЯ, иллюстрирующая протекающие в ней токи, изображена на рисунке 3.5, а. Их направление и величина определяют будущие резистивные и ёмкостные параметры элементов, входящих в состав ЭС.

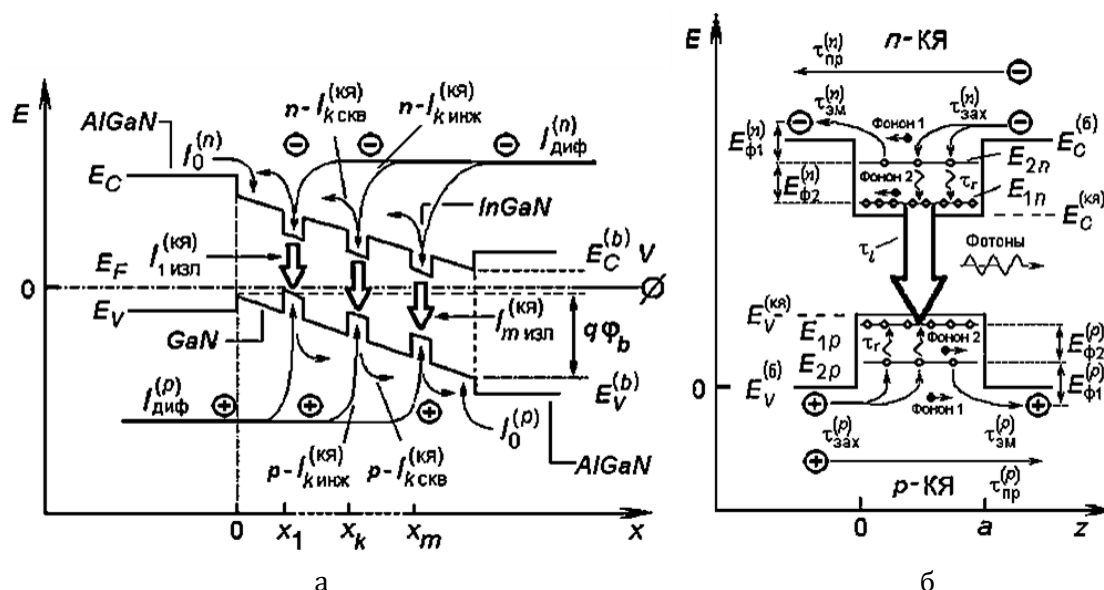


Рисунок 3.5. – Энергетическая диаграмма и схема токопротекания в ГС с КЯ (а), механизмы взаимодействия носителей заряда с КЯ (б) [163]

В роли источников электронов и дырок используются слои, сильно легированные донорной или акцепторной примесями. Ширина запрещенной зоны материала источника электронов и дырок берётся большей (или равной) ширине зоны материала GaN, например, AlGaIn. В качестве материала барьерного слоя выступает GaN, тогда как КЯ представляет собой тонкий слой тройного соединения InGaIn. На рисунке 3.5, «а» обозначено: v и p - $j_{\text{диф}}$ – диффузионные токи носителей заряда, протекающие по надбарьерному механизму от эмиттера по барьерным слоям, поочередно протекая ко всем КЯ; n - $j_{\text{зах}}^{(\text{КЯ})}$ и p - $j_{\text{зах}}^{(\text{КЯ})}$ – ток захвата. Часть диффузионного тока электронов и дырок, захваченного КЯ из барьерных слоев на ее УРК; n - $j_{\text{эм}}^{(\text{КЯ})}$ и p - $j_{\text{эм}}^{(\text{КЯ})}$ – ток эмиссии (выброса) электронов и дырок из квантовых ям. Это часть захваченных КЯ носителей зарядов, перешедших обратно с квантового уровня ямы в барьерный слой; n - $j_{\text{ск}}$ и p - $j_{\text{ск}}$ сквозные токи ГС. Последние из упомянутых токов являются суммами двух

токов разной природы: одна часть - это диффузионные токи, не взаимодействовавшие с ямами, а другая часть – токи эмиссии носителей зарядов из квантовых ям $n - j_{эм}^{(КЯ)}$ и $p - j_{эм}^{(КЯ)}$.

Наиболее важные токи – это токи, возникшие в результате излучательной рекомбинации носителей заряда в ямах $n - j_{изл}^{(КЯ)}$ и $p - j_{изл}^{(КЯ)}$ токи излучения КЯ. Это токи рекомбинирующих в квантовой яме носителей зарядов, они изображаются с указанием номера квантовой ямы. В символах токов, относящихся к квантовым ямам, в нижнем индексе указан также номер квантовой ямы (« l, k, m »). Символом $z_{индекс}$ обозначены координата КЯ с указанием нижним индексом её номера, отсчитываемого от эмиттера дырок (« l, k, m »).

Расчет элементов ЭС. Методика вычисления дифференциальных сопротивлений из ЭС заключается в составлении аналитического выражения для тока в той части ГС, для которой это сопротивление рассчитывается. Основные токи показаны на рисунке 3.5. Этим ограничено число электронных процессов, которые определяют резистивные свойства ГС с КЯ. После составления выражения для тока, он дифференцируется по напряжению смещения, а полученная производная есть выражение величины проводимости. В итоге:

$$R = \frac{1}{\partial j / \partial V}.$$

Расчет емкостей ЭС сводится к определению геометрических емкостей выбранной части ГС или же к использованию выражений для накопленного заряда в этой области и последующему его дифференцированию по напряжению смещения.

Ввиду сложности и громоздкости этих расчетов результатов для всех элементов составленной ЭС они приведены в ПРИЛОЖЕНИИ В и работах [161–163]. В этом приложении также изложена предлагаемая модель захвата носителей зарядов КЯ.

3.2.4 Экспериментальные исследования электрофизических свойств гетероструктуры с квантовыми ямами

Нами проведены исследования с целью экспериментальной проверки работоспособности предложенной (в разделе 3.2.3) теоретической ЭС. Измерения зависимостей эквивалентной ёмкости и сопротивления ГС с КЯ от частоты тестового сигнала велись с помощью прецизионного измерителя импеданса LCR Agilent 4980A. Тестирование ГС на основе барьера InGaN/GaN и с площадью излучения $(0,03 \times 0,03) \text{ см}^2$, проводилось в частотном диапазоне от 10 Гц до 2 МГц при различных значениях напряжения смещения.

На рисунке 3.6 показанные типичные экспериментальные частотные зависимости эквивалентной ёмкости $C_{ГС}(\omega)$ и сопротивления $R_{ГС}(\omega)$ ГС.

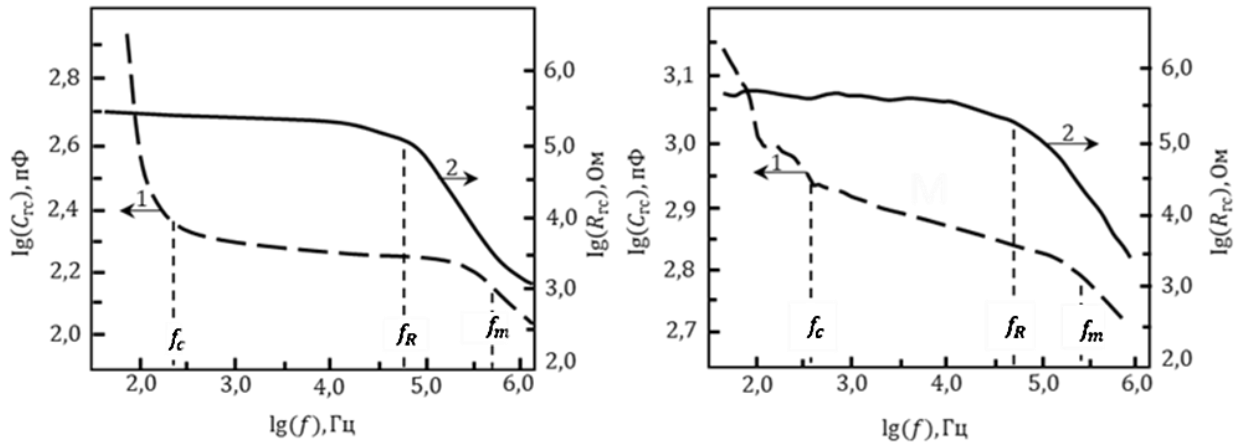


Рисунок 3.6 – Экспериментальные зависимости эквивалентной емкости и сопротивления ГС с КЯ от частоты тестового сигнала [163]

По изображённым на рисунке 3.6 зависимостям дифференциального сопротивления $R_{GC}(\omega)$ и емкости $C_{GC}(\omega)$ гетероструктуры от частоты тестового сигнала можно получить представление о характере изменения их графиков функции. Так, эквивалентная ёмкость имеет вид монотонно убывающей функции. На графике ёмкостной функции можно выделить области сильных зависимостей. Первая область проявляется на низкой частоте тестового сигнала (ниже 100 Гц), вторая область лежит в диапазоне высоких частот (выше 100 кГц). Измерения ёмкости ГС на частотном диапазоне, лежащем между этих двух областей (от 100 Гц до 100 кГц), характеризуются постоянством значения, где $C_{GC} = 104 \text{ пФ} / \text{см}^2$. Измерения эквивалентной ёмкости ГС, проводились при толщине слоя порядка 1 мкм, что указывает на то, что измеренная ёмкость является ёмкостью $p-n$ перехода ГС. Время её перезарядки составляет единицы наносекунд.

Исследование эквивалентного сопротивления, в диапазоне частот от 10 Гц до 10 КГц показало, слабо изменение сопротивления ГС, в сторону его уменьшения. Исследование эквивалентного сопротивления в диапазоне частот от 10 Гц до 10 КГц показало слабое изменение сопротивления ГС в сторону его уменьшения. Дальнейший рост частоты тест-сигнала приводит к значительному уменьшению значения сопротивления. Частота среза, вычисленная по спаду $R_{GC}(\omega)$, равна примерно 800 кГц.

Как можно заметить из рисунка 3.6, частоты, на которых происходит спад значений емкости и сопротивления ГС, отличаются. Важно заметить, что частота среза у низкочастотных зависимостей дифференциального сопротивления выше, чем у высокочастотной зависимости емкости. Подобный эффект так же описан в работах [136].

Если пренебречь вторыми слагаемыми в выражениях (3.1) и (3.2), то данные расчетные зависимости дают хорошее совпадение с частотными зависимостями, показанными на рисунке 3.6. Надо полагать, что информация о наличии КЯ в ГС должна проявляться на частотах выше 10^6 Гц из-за очень малого времени перезарядки RC - цепей, описывающих присущие КЯ механизмы по захвату – эмиссии и излучательной рекомбинации носителей зарядов, так, например, время излучательной рекомбинации в InGaN составляет: $\tau_{\text{кя}} \approx 2 \cdot 10^{-8}$ с.

В ходе проведения экспериментальных исследований частотных характеристик эквивалентных параметров ГС с КЯ было выявлено, что гетероструктуры разных производителей могут иметь разные резистивные $R_{\text{гс}}(\omega)$ и ёмкостные $C_{\text{гс}}(\omega)$ частотные зависимости. Отличия могут проявляться не только в форме этой зависимости, но и в численных величинах.

На рисунке 3.6, б изображена частотная зависимость ГС, прошедшей цикл термополевых испытаний. Такие испытания над ГС изменили форму её частотной зависимости емкости. В области ее низких частот (менее 1 кГц) выявлены места изломов зависимости малой величины. При этом, в этом же диапазоне частот, на частотной зависимости сопротивления четко проявились две «полки». Данное изменение в форме сигнала позволяет предположить наличие структурных RC - неоднородностей, образованных в исследуемой ГС, предположительно, после проведения указанных выше термополевых испытаний.

Подводя итог составлению последовательно-параллельной ЭС для ГС с КЯ можно заключить, что при сравнении экспериментальных частотных и полевых зависимостей эквивалентной емкости и сопротивления имеется возможность выявления электронных процессов в различных частях гетероструктуры в выбранном диапазоне частот, а также определения численных значений сопротивлений и емкостей и частот среза (времен релаксации заряда) при захвате квантовыми ямами свободных носителей заряда в процессе излучательной рекомбинации.

Полученные аналитические выражения для определения эквивалентной емкости и эквивалентного сопротивления схемы замещения исследуемой гетероструктуры через элементы ЭС, а также зависимость их эквивалентных параметров от частоты тестового сигнала позволяют определять роль различных частей ГС в формировании её свойств.

3.3 Метод резистивного профилирования гетероструктуры с квантовыми ямами

Результаты, изложенные в данном параграфе, опубликованы в работах [163], а также докладывались на научных конференциях различного уровня [166,167].

3.3.1 Вводные замечания

В настоящее время основным методом определения числа квантовых ям в ГС является емкостное профилирование. Оработана как материальная часть подобных экспериментов, так и методологическая. Получаемые результаты в виде профиля концентрации электронов в p - n переходе достаточно четкие и наглядные. Однако основной недостаток этого метода – высокая частота измерения емкости перехода (до 1 МГц). По этой причине метод регистрирует только быстро протекающие процессы, тогда как большой объем информации (например, по медленным процессам и структурной перестройке квантовых ям, интерфейсов и барьерных слоев) может бы получен при измерениях профиля концентрации на низких частотах. Как показано в предыдущем параграфе в этом случае в эквивалентной схеме будут доминировать резистивные свойства ГС с КЯ. Следовательно, представляет интерес проверить возможность профилирования не по емкостным измерениям, а по резистивным. Этому вопросу посвящен данный параграф.

Изложенные в нем результаты опубликованы в работах [163, 166] и доложены на конференциях [167].

3.3.2 Теория метода резистивного профилирования

Для разработки метода исследования полупроводниковых приборов будем считать, что рассматриваемая ГС не имеет КЯ, а содержит только p - n переход. Тогда в случае прямых смещений ($V \geq 0$), дифференциальное сопротивление p - n перехода в прямом направлении будет определяться выражением [187]

$$R_{p-n}(V) = \frac{kT}{qI_{p-n}^0} \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right), \quad (3.7)$$

здесь I_{p-n}^0 – обратный ток p - n перехода, который описывается выражением:

$$I_{p-n}^0 = q \left(\sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} n_p + \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} n_n \right), \quad (3.8)$$

здесь обозначено: D_n , D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок; τ_n , τ_p – их времена жизни; $n_p = n_i^2/N_a$ – концентрация электронов в p -области перехода, $p_n = n_i^2/N_d$ – концентрация дырок в n -области; N_a , N_d – концентрации легирующих примесей областей p - n перехода. Будем для простоты считать, что легирование n - и p - областей одинаково: $N_a = N_d = N$. Тогда найденное из (3.7) и (3.8) выражение для определения концентрации будет иметь вид:

$$N = \frac{q^2 n_i}{kT} S n_i \cdot \left(\sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} + \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \right) \cdot \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right). \quad (3.9)$$

Для получения выражения для профиля концентрации носителей заряда необходимо пошаговое изменение напряжения смещения на величину δV и измерение дифференциального сопротивления. Экспериментально изменяемое δV на низкой частоте тестового сигнала эквивалентное сопротивление $p-n$ перехода $R_{p-n}^{(ex)}(V)$ есть экспериментально измеряемое дифференциальное сопротивление $R_{p-n}^{(ex)}(V) = R_d(V)$. Тогда профиль концентрации свободных носителей заряда в диффузионном переходе можно вычислить по формуле:

$$\begin{aligned} n_{n-p}^{(R)}(V_+) &= \delta N(V_+) = \\ &= \frac{q^2 n_i}{kT} S n_i \cdot \left(\sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} + \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \right) \cdot \left[\frac{\partial}{\partial V} (R_{p-n}^{(ex)}(V)) + \frac{q}{kT} R_{p-n}^{(ex)}(V) \right] \cdot \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) \cdot \delta V \end{aligned} \quad (3.10)$$

Знак «+» у аргумента функции в левой части выражения указывает на то, что оно применимо к случаю положительных (открывающих) напряжений смещения.

Выражение (3.10) показывает, что профиль концентрации носителей заряда формируется двумя механизмами, среди которых первый механизм обусловлен скоростью изменения сопротивления $R_{p-n}^{(ex)}(V)$, а второй - величиной экспериментально найденного дифференциального сопротивления. Из общего анализа следует, что первое слагаемое более чувствительно к изменению концентрации носителей заряда, чем второе, которое в распределении концентрации даст экспоненциальный спад с ростом напряжения смещения. В итоге суммарная картина профиля концентрации, измеренная методом резистивного профилирования, будет содержать составляющую в виде экспоненциальной спадающей кривой, а также составляющую, на которой будут находиться максимумы, соответствующие перезарядке поочередно перебираемых КЯ. Смена знака у величины δV должна привести к наблюдению КЯ не в виде максимумов, а в виде минимумов, если напряжение смещения менять от больших значений к меньшим ($\delta V < 0$).

На низкой частоте тестового сигнала экспериментально изменяемое эквивалентное сопротивление гетероструктуры $R_{ГС}^{(exp)}(V)$ равно ее дифференциальному сопротивлению: $R_{ГС}^{(exp)}(V) = R_{p-n}^{(ex)}(V)$ [136]. Поэтому профиль концентрации электронов, определяемый из экспериментальной зависимости $R_{ГС}^{(exp)}(V)$, можно вычислить по (3.10), подставляя в правую его часть экспериментальные значения дифференциального сопротивления ГС.

Подводя итог исследований ГС с КЯ, можно заключить следующее. Предложен новый метод профилирования концентрации свободных носителей заряда по области

пространственного заряда в р-п переходе. Данный метод потенциально обладает большей информативностью, чем емкостной метод, ввиду реальной возможности регистрации медленных процессов, характерных для структурных преобразований в активной области р-п перехода. Получено аналитическое выражение для нахождения профиля концентрации свободных носителей заряда из экспериментально измеренной зависимости дифференциального сопротивления ГС с КЯ от величины прямого напряжения смещения.

Потенциально метод резистивного профилирования можно применить без измерения дифференциального сопротивления (проводимости) полупроводниковой ГС, ограничиваясь измерением её вольтамперной характеристики (ВАХ), поскольку графическое дифференцирование ВАХ дает экспериментально обоснованную зависимость дифференциального сопротивления ГС от напряжения смещения. Если так, то такая методика резистивного профилирования не потребует дорогой измерительной техники для измерения дифференциального сопротивления, поскольку можно обойтись измерителем ВАХ, что доступнее и технически проще.

3.3.3 Экспериментальное исследование метода резистивного профилирования

Нами проведены исследования, направленные на экспериментальную проверку работоспособности предложенной методики резистивного профилирования. Измерения зависимостей эквивалентной ёмкости и сопротивления ГС с КЯ от частоты тестового сигнала велись с помощью прецизионного измерителя импеданса LCR Agilent 4980A. Тестирование ГС на основе барьера InGaN/GaN с площадью излучения (0,03 x 0,03) см² проводилось в частотном диапазоне от 10 Гц до 2 МГц с амплитудой тестового сигнала 10 мВ при изменении напряжения смещения от 0,00 В до 2,85 В с шагом 15 мВ. Измерение ВСХ ГС также производилось посредством прибора «Адмиттанса Е7-20» с погрешностью $\pm 0,1\%$ с шагом до 1.0 мВ.

На рисунке 3.7 показана экспериментальная зависимость дифференциального сопротивления ГС с КЯ на основе барьеров InGaN/GaN.

Частота тестового сигнала составляла 1 кГц. Напряжение смещений на ГС изменялось от 0 до 3 В с шагом 1.0 - 10 мВ. Полученные с измерителя данные поступали на персональный компьютер, который посредством специального программного обеспечения обрабатывал экспериментальные данные.

Профиль концентрации свободных носителей заряда, рассчитанный из этой зависимости по выражению (3.10) без учета второго слагаемого в нем, дающим экспоненциальный спад сопротивления, приведен на рисунке 3.8.

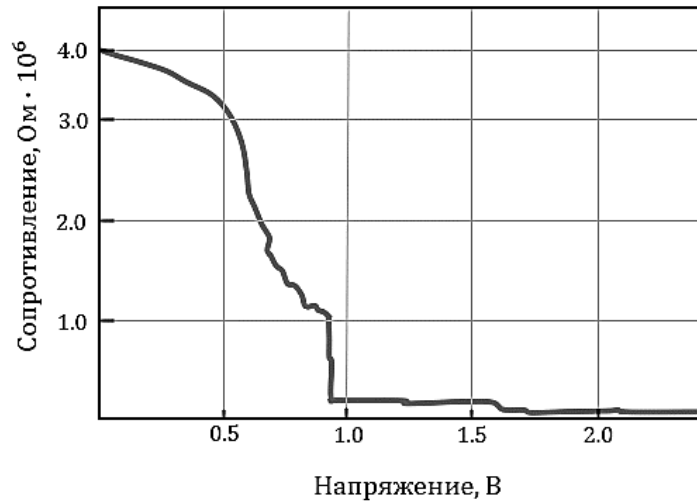


Рисунок 3.7 – Вольтсимиенная характеристика ГС с КЯ

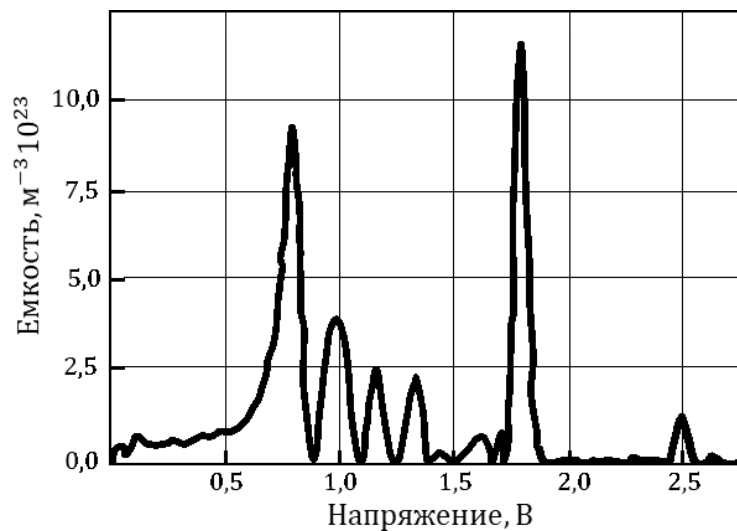


Рисунок 3.8 – Профиль концентрации свободных носителей заряда светодиодной ГС InGaN/GaN, полученный методом резистивного профилирования

Как следует из рисунка, полученный профиль концентрации содержит информацию о числе КЯ в количестве пяти штук и их взаимном расположении в области *p-n* перехода. Полученный результат согласуется с числом ям, указанным разработчиком в паспорте на светодиодную ГС.

3.3.4 Сравнение профилей концентрации электронов по ВФХ и ВСХ

Для качественного сравнения резистивного метода с методом емкостного профилирования, измерялись зависимости сопротивления и ёмкости ЭС ГС от напряжения в области прямых смещений с шагом 10 мВ на частотах тестового сигнала 100 кГц и 1 кГц, соответственно. На рисунке 3.9 представлена ВСХ экспериментального образца, а на рисунке 3.10 - зависимость

дифференциала ВСХ, который пропорционален профилю концентрации электронов в активной области ГС.

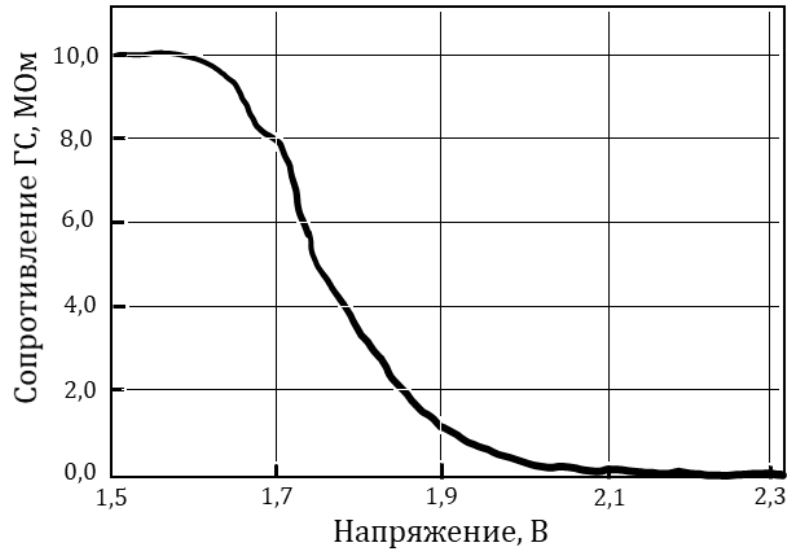


Рисунок 3.9 – ВСХ образца

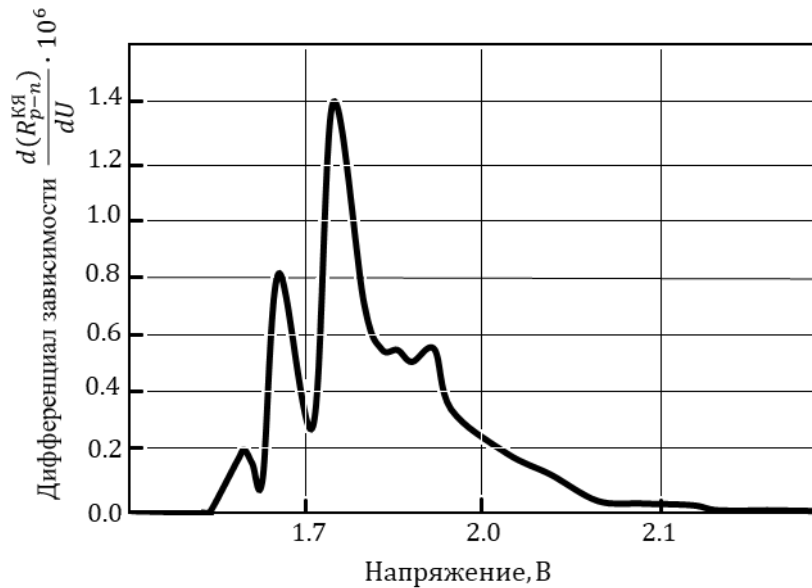


Рисунок 3.10 – Зависимость дифференциала проводимости от напряжения смещения

Соответственно, на рисунках 3.11 приведена ВРХ образца и графический дифференциал зависимости $\frac{1}{C^2(U)}$, который пропорционален профилю концентрации электронов в области p - n перехода ГС.

Смещение области падения сопротивления относительно области роста вероятно связано с различием тестовых частот для ВРХ и ВФХ (1 кГц и 1 МГц); Из представленных графиков следует: область резкого падения сопротивления смещена относительно области резкого роста

емкости, это также, вероятно, связано с различием тестовых частот для ВСХ и ВФХ (1 кГц и 100 кГц). Данный эффект известен и ранее рассмотрен в работе [191].

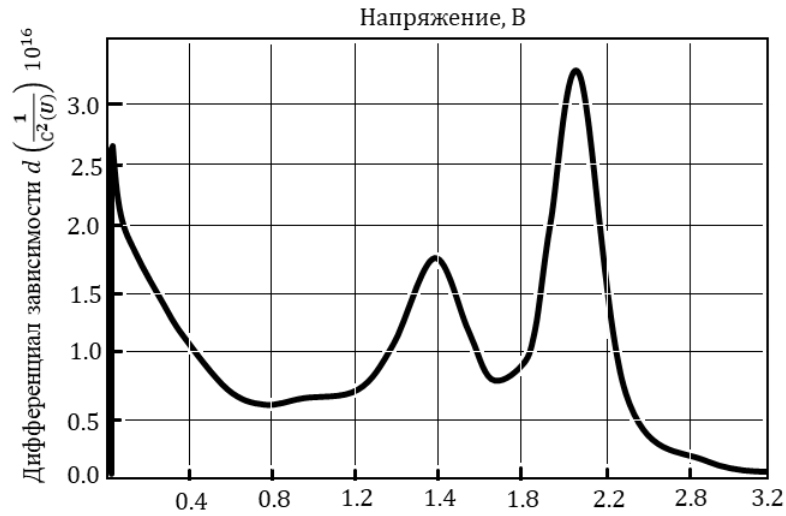


Рисунок 3.11 – Профиль концентрации по методу емкостного профилирования

Изменения угла наклона зависимостей, которые отображаются пиками на зависимостях $d\left(\frac{1}{C^2(U)}\right)/dU$ и dR/dU .

Таким образом, экспериментально установлено, что метод резистивного профилирования позволяет определять профиль концентрации свободных носителей заряда в ГС с КЯ, изготовленных на основе барьера InGaN/GaN. Причем данный метод по своим возможностям обнаружения ям принципиально не уступает методу емкостного профилирования.

Отметим некоторые технические сложности в экспериментальном исследовании дифференциального сопротивления ГС. Дело в том, что в настоящее время исследования дифференциального сопротивления ГС. Дело в том, что в настоящее время данные об экспериментальных исследованиях резистивных свойств (проводимости) полупроводниковых гетероструктур и приборов на их основе в литературе практически отсутствуют. Причина этого заключается в сложности экспериментального исследования резистивных свойств полупроводниковых объектов – велик уровень сопутствующих помех, а также отсутствие достаточно апробированной методики выбора параметров измерений и обработки их результатов. Ещё одной причиной слабой изученности резистивных свойств ГС, на наш взгляд, является их экспоненциальная зависимость от напряжения смещения, что сужает диапазон прикладываемых напряжений и измеряемых сигналов, тогда как емкостные свойства p - n перехода имеют плавную полевую зависимость.

Сопоставляя емкостные и резистивные методы исследования полупроводниковых гетероструктур, можно заключить, что представляется целесообразным использовать их совместно, что, с одной стороны, позволит получить больший объем информации из емкостных измерений и дополнить её информацией, получаемой из резистивных измерений. Так, например, при исследовании деградационных свойств, которые в значительной части связаны со структурными изменениями в активной области прибора, такое взаимное дополнение видится наиболее перспективным.

ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 3

1. Экспериментально установлено, что в фонном спектре светоизлучающей ГС с КЯ из $\text{In}_{0,12}\text{GaN}_{0,88}/\text{GaN}$ имеются два пика с энергиями $E_1 = 0,193$ эВ и $E_2 = 0,207$ эВ, которые связываются нами с захватом носителей заряда квантовыми ямами. На основании сопоставления найденных значений энергий фононов и энергетических зазоров между УРК сделан вывод, что фононы с энергией $E_2 = 0,207$ эВ образуются в результате захвата электронов на второй (верхний) уровень размерного квантования в электронной яме. Последующая релаксация электронов на излучательный уровень сопровождается генерацией фононов с энергией $E_1 = 0,193$ эВ. Построена энергетическая диаграмма квантовой ямы с включением в неё захвата электрона и генерацию фононов. На основании полученных результатов предложена феноменологическая схема захвата носителей заряда квантовой ямой.

2. Составлена последовательно-параллельная эквивалентная схема гетероструктуры с квантовыми ямами, в которой учтены все области и электронные процессы, включающие процессы захвата квантовой ямой и эмиссию из неё электронов, их излучательную рекомбинацию в КЯ и диффузию в барьерных слоях. Сравнение расчетных зависимостей эквивалентной емкости и эквивалентного сопротивления от частоты тестового сигнала позволяет определить численные значения ряда параметров ЭС ГС. Получены аналитические выражения для активных и реактивных элементов ЭС.

3. Предложен метод профилирования концентрации носителей заряда в гетероструктурах с квантовыми ямами, основанный на низкочастотных измерениях зависимости дифференциального сопротивления гетероструктуры от напряжения смещения. Получено аналитическое выражение для профиля концентрации свободных носителей заряда в р-п переходе. Проведено сравнение экспериментально найденных спектров профилирования вычисленных из высокочастотных (ВФК) и низкочастотных (ВСХ) характеристик, позволившее сопоставить информативность примененных методов измерения электрофизических параметров ГС.

ГЛАВА 4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ГС С МКЯ РАЗЛИЧНОГО ПРОФИЛЯ

В данной главе рассматриваются: физические ограничения в ГС с КЯ (приводящие к ограниченному значению интенсивности излучения), модели захвата носителей заряда КЯ, роль оптических фононов в их захвате, а также значение интенсивности генерируемого излучения и влияние спектра УРК на это излучение. Основной объем главы посвящен методологии формирования квантовых ям комбинированного профиля из треугольных и прямоугольных КЯ.

4.1 Интенсивность излучения квантовой ямы

Результаты, изложенные в данной главе, опубликованы в работах [190 – 193] и доложены на научных конференциях различного уровня [194- 203]. Во всех указанных трудах соискатель является полноправным соавтором.

4.1.1 Модель генерации излучения квантовой ямы

В данном параграфе рассматриваются вопросы, связанные с вычислением интенсивности излучения ГС с КЯ прямоугольного и комбинированного профилей. В приближении модели бимолекулярной излучательной рекомбинации в собственном материале КЯ значение интенсивности генерируемого излучения в одиночной КЯ может быть рассчитано следующим образом [125]:

$$I_{\text{КЯ}}^{(\text{од})} \approx \hbar\omega \cdot B_r n \cdot p, \quad (4.1)$$

где берется произведение концентрации неравновесных электронов и дырок (n, p) в КЯ, умноженное на энергию фотона $(\hbar\omega)$, созданного в результате рекомбинации, а также на коэффициент вероятности излучательной рекомбинации (B_r) электрона в n-КЯ с нижележащей дыркой (рисунок 2.1).

Если в КЯ прямоугольного профиля находится не один, а несколько УРК, то интенсивность излучения может быть найдена с использованием результатов работы [137,143]. При этом предполагается, что захватываемые на верхние состояния электроны безизлучательно релаксируют на нижний УРК (рисунок 2.1), который является единственным излучательным уровнем и, следовательно, выражение (4.1) не изменяется.

Как правило, ГС содержит не одну, а несколько десятков (множество) последовательно нанесенных КЯ – МКЯ. Максимальное значение интенсивности излучения в такой ГС единичной площади с множеством ПКЯ можно рассчитать, как сумму интенсивностей от отдельно взятой КЯ:

$$I_{\text{КЯ}}^{(\text{од})} \approx \hbar\omega \cdot B_r \sum_{k=1}^m n \cdot p; \quad (4.2)$$

Концентрация электронов и дырок в КЯ, может быть найдена как функция Ферми - Дирака для электронов и дырок $f_{n,p}(E_{s,l})$, умноженная на функцию плотности состояния $n_{2D}^{(n,p)}(E_{s,l})$, которая определяет количество энергетических уровней в единичном интервале энергий на единицу объема КЯ [206, 209]. Следует иметь ввиду, что используемые в выражении (4.2) распределения Ферми-Дирака энергии уровня Ферми для электронов и дырок должны быть вычислены как квазиуровни Ферми.

Тогда выражение для гетероструктуры с «m» числом КЯ для электронов (n-КЯ) и для дырок (p-КЯ) (4.2) может быть переписано в следующем виде:

$$I_{\text{КЯ}}^{(\text{од})} \approx \hbar\omega \cdot B_r \cdot a^2 \sum_{k=1}^m \left\{ \sum_{s=1}^N [n_{2D}^{(n)}(E_s) \cdot f_n(E_s)] \cdot \sum_{l=1}^P [n_{2D}^{(p)}(E_l) \cdot f_p(E_l)] \right\}, \quad (4.3)$$

где $f_n(E_s), f_p(E_l)$ - функции Ферми для заполнения УРК электронами в n-КЯ и дырками в p-КЯ соответственно; N - количество уровней размерного квантования для электронов; P - количество УРК для дырок, a – длина УРК, равная ширине КЯ.

Как видно из выражения (4.3), основными факторами, влияющими на интенсивность излучения, является: функции Ферми-Дирака $f_n(E_s), f_p(E_l)$ и функция плотности электронного и дырочного состояния (ПЭС) в КЯ, а также коэффициент B_r и длина УРК.

Функция плотности электронного состояния. ПЭС в КЯ прямоугольной либо же треугольной формы, можно определить как [125]:

$$n_{2D}(N, m_e^*) = N \frac{m_e^*}{\pi \cdot \hbar^2}; \quad (4.4)$$

где m_e^* - эффективная масса электрона.

Как следует из (4.4), функция плотности состояния зависит только от эффективной массы электронов в КЯ и числа УРК. ПЭС для первого энергетического уровня в КЯ с заданной глубиной фазового состава и эффективной массой, принимает значение $n_{2D}(N, m_e^*) = 4,9 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3}$. Следовательно, КЯ с более плотным распределением УРК в их объеме будут обладать преимуществом в накоплении зарядов и последующей их излучательной рекомбинацией.

Из сказанного следует, что для повышения интенсивности излучения светодиодной ГС с КЯ необходимо рассмотреть роль параметров энергетического спектра на генерацию излучения КЯ прямоугольного и треугольного профиля.

4.1.2 Особенности энергетического спектра квантовой ямы различной формы

Особенности спектра прямоугольной КЯ. Положение и плотность распределения уровней размерного квантования в прямоугольной квантовой яме можно определить, воспользовавшись выражением (1.6). Нами проведен расчет спектра прямоугольной КЯ разной толщины, которая изменялась от 2 до 16 нм. Расчеты проводились при заданных параметрах барьерного слоя $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}/\text{GaN}$, глубины КЯ $\Delta E_C = 0.56$ эВ и при постоянной эффективной массе электрона в КЯ $m_e^* = 0.19m_0$. На рисунке 2.1 показаны энергетические спектры прямоугольных КЯ для двух предельно разных (контрастных) случаев: узкой КЯ с $a = 6$ нм (рисунок 2.1,а) и широкой – $a = 12$ нм (рисунок 2.1,б).

Как следует из рисунка, увеличение ширины ПКЯ приводит к значительному уплотнению энергетического спектра КЯ за счет роста числа УРК, которые способна вместить в себя ПКЯ. Отсюда следует вывод, что увеличение толщины КЯ приводит к соразмерному увеличению числа УРК: увеличивая толщину в верхней части квантовой ямы, можно увеличить число захватываемых электронов, а значит, увеличить интенсивность излучения СД гетероструктуры. Увеличение интенсивности излучения в этом случае возможно, если фактором, ограничивающим скорость излучательной рекомбинации в КЯ является число захватываемых носителей заряда на уровни КЯ, а не скорость излучательной рекомбинации задаваемая временем излучательной рекомбинации τ_i^* . Имеющиеся литературные данные [115, 116] указывают на то, что в слоях InGaN оно составляет порядка 10^{-8} с. При коэффициенте полезного действия порядка 50% время захвата носители заряда на уровни КЯ составляет так же порядка 10^{-8} с [115, 116]. Таким образом, увеличение интенсивности за счет роста числа УРК является целесообразным до уменьшения времени захвата (10^{-9} - 10^{-10}) с.

Особенности спектра треугольной КЯ. Аналогично, как и для ПКЯ, распределение энергетических уровней в треугольных квантовых ямах может быть вычислено по формуле (1.30). Подробнее рассмотрим два случая - с узкой (4 нм) и широкой (12 нм) ТКЯ, представленными на рисунке 2.2.

Если с выбором ПКЯ в качестве элемента источника излучения не вызывает вопросов, так как такой профиль широко используется в светоизлучающих ГС, то выбор треугольного профиля может показаться странным, так как треугольный профиль КЯ дает укороченные УРК по сравнению с прямоугольной КЯ в два раза и, следовательно, даст более низкую интенсивность излучения. Но, по мнению автора, энергетические возможности ТКЯ могут оказаться полезны для усовершенствования СД гетероструктур, так как в них совмещение центроидов зарядов

электронов и дырок более плотное, чем в прямоугольной квантовой яме со спонтанной поляризацией, как в InGaN/GaN.

Анализ спектров ТКЯ (рисунок 2.2) показал, что в ТКЯ спектр уплотняется с ростом номера энергетического состояния. При этом первый уровень размерного квантования находится выше аналогичного уровня в прямоугольной КЯ. Но количество уровней РК в квантовой яме треугольного профиля оказывается меньше, чем в прямоугольной. Тем самым, при равных условиях энергетический спектр треугольной КЯ более разряжен. Также как и для ПКЯ на распределение УРК большое влияние оказывает ширина квантовой ямы: чем она больше, тем более плотным становится энергетический спектр. Более того, в верхней части квантовой ямы он более плотный, чем в нижней.

Общий вывод, который следует из представленного материала, таков: количество уровней в верхней части квантовой ямы, как прямоугольной, так и треугольной формы, увеличивается с ростом ее толщины, что должно увеличить число захватываемых носителей заряда, а значит увеличить и интенсивность излучения. Дополнительное уплотнение спектра в верхней части КЯ может быть достигнуто за счет использования в верхней части квантовой ямы увеличения толщины КЯ, что достигается комбинированием из квантовых ям различной толщины.

4.2 Энергетический спектр комбинированной квантовой ямы

4.2.1 Исходные положения

Для преодоления физических ограничений связанных с пространственного разделения зарядов при использовании «широких» КЯ, и большому времени захвата «узкой» КЯ будущих источников оптического излучения целесообразно изготавливать из нескольких квантовых ям разной толщины и глубины путем их объединения в одну яму. Так, добавление «широкой» КЯ в верхней части КЯ позволило бы увеличить число захватываемых носителей заряда, а сохранение «узкой» КЯ внизу позволяет получить нужный спектр излучения.

Теоретически для достижения желаемых результатов, размеры комбинируемых КЯ должны быть выбраны исходя из заданных требований на излучающие свойства ГС. Следовательно, для уменьшения времени захвата верхняя КЯ должна быть широкой среди всех объединяемых квантовых ям, но не больше длины волны де Бройля. Ввиду большой толщины верхней КЯ, расстояние между ее уровнями будет в несколько раз меньше, чем в нижней.

4.2.2 Составление комбинированной квантовой ямы из треугольных квантовых ям

Основное преимущество ТКЯ по сравнению с прямоугольной видится в большей площади пересечения волновых функций электронов за счет действия внутреннего поля ТКЯ. Результатом этого должна стать более высокая скорость рекомбинации электронов и дырок по сравнению с

квантовыми ямами прямоугольной формы. Однако это явление требует более детального анализа [2-6, 136].

Ниже рассматривается принцип построения ККЯ, полученной вертикальным совмещением двух ТКЯ с разной толщиной и наклоном одной из граней квантовой ямы. При таком построении можно выделить два возможных варианта их объединения в яму.

Первая конфигурация: «Узкая-широкая» - предполагает расположение «узкой» ТКЯ (ТКЯ с наименьшим углом наклона) под «широкой» ТКЯ (рисунок 4.5, «б»), так чтобы уровень энергии отсчитывался от дна «узкой» ямы и заканчивался у края «широкой» ТКЯ.

Вторая конфигурация: «Широкая-Узкая» - имеет обратную последовательность расположения (рисунок 4.1, а).

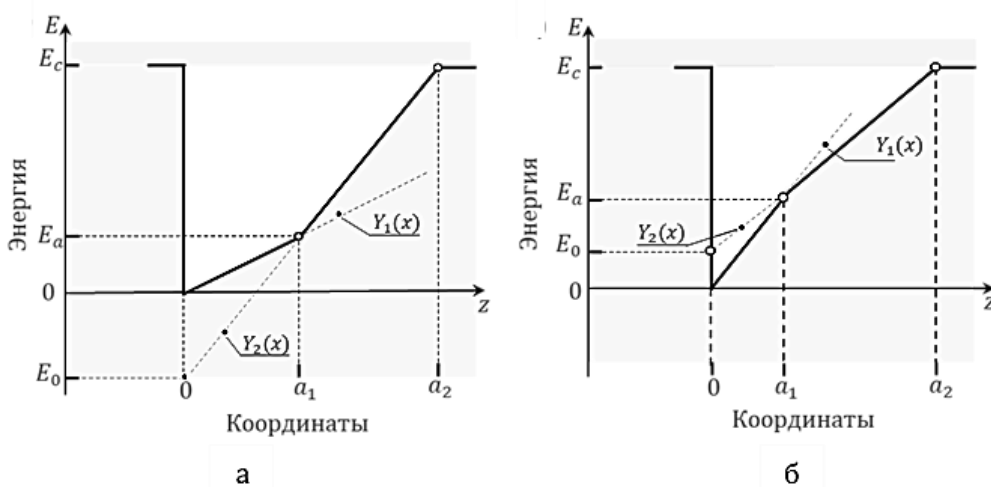


Рисунок 4.1 – Возможные конфигурации треугольной КЯ с комбинированным профилем: «широкая - узкая» (а), «узкая - широкая» (б) [193]

На рисунке 4.1 обозначено: $Y_1(x) = qF_1x$ и $Y_2(x) = E_0 + qF_2x$, где $E_a = qF_1a_1 = qF_2a_1 + E_0$ и $E_0 = E_a - qF_2a_1$. Для нахождения УРК в ККЯ подобного типа необходимо задать параметры объединяемых ям. В первом случае (рисунок 4.1,а), наклон нижней и верхней ямы будет описываться линейными зависимостями $Y_1(x)$ и $Y_2(x)$, соответственно. Суммарный профиль такого объединения $Y^{(a)}(x)$ можно записать математической операцией, позволяющая найти наибольшее значение из двух объединяемых [183]:

$$Y^{(a)}(x) = Y_1(x) + Y_2(x) = q \left(F_1x + \frac{E_0}{q} + F_2x \right). \quad (4.5)$$

Во втором случае (рисунок 4.1,б) при обратном расположении объединяемых ТКЯ суммарный профиль будет описан математической функцией, вычисляющей из двух заданных величина наименьшую величину – как обратная сумма обратных величин [183]:

$$Y^{(\delta)}(x) = \frac{Y_1(x)Y_2(x)}{Y_1(x)+Y_2(x)} = q \frac{F_1 x \cdot \left(\frac{E_0}{q} + F_2 x \right)}{F_1 x + \left(\frac{E_0}{q} + F_2 x \right)}, \quad (4.6)$$

где F_1, F_2 – напряжённость электрического поля верхней и нижней ТКЯ.

Точный расчет спектра ККЯ треугольного типа предполагает решение уравнения Шредингера по определению собственных значений энергии электрона для искомой структуры, но для приблизительной оценки можно ограничиться квазиклассическим правилом квантования Бора-Зоммерфельда [89-91, 136]:

$$\oint_s p \, dx = 2\pi n \hbar;$$

где: p - импульс электрона, попавшего в ККЯ. Зная, что искомая энергия электрона в ККЯ

$(E - Fq) = \frac{p^2}{2m_e}$, можно получить следующее выражение:

$$\oint_s \sqrt{2m_e(E - Fq)} \, dx = 2\pi n \hbar.$$

Задав пределы интегрирования (от 0 до a_2) и форму потенциального барьера в ККЯ $Y^{a,\delta}(x)$, получим:

$$\sqrt{2m_{1,2}} \int_0^{a_2} \sqrt{E - Y^{a,\delta}(x)} \, dx = 2\pi n \hbar; \quad (4.7)$$

где: $Y^{a,\delta}(x)$ - линейная комбинация функций F_1 и F_2 ; $m_{1,2}$ - эффективная масса электронов нижней и верхней ТКЯ, соответственно.

Поставим в подынтегральное выражение функцию (4.7), описывающую поведения барьера по условию «больше-большего», получим:

$$\sqrt{2m(x)} \int_0^{a_2} \sqrt{E - Y_1(x)x} \, dx = \sqrt{2m^*(x)} \int_0^{a_2} \sqrt{E - qF_1x + E_0 + qF_2x} \, dx = 2\pi n \hbar.$$

Для удобства решения будем считать, что значение эффективных масс $m^*(x)$ электронов и дырок, попавших в ККЯ, будут различны для верхней и нижней ТКЯ, но имеют постоянные значения в пределах области их границ.

После всех преобразований получим следующее выражение для расчета УРК в ККЯ для случая (рисунок 4.1,а):

$$E_n^{y/w} = \left[\frac{3\pi n \hbar q F_1}{2\sqrt{2m_1}} - \frac{\sqrt{2m_2} F_1}{\sqrt{2m_1} F_2} \left(\left[qF_2(a_1 + a_2) - \frac{E_a F_2}{F_1} \right]^{3/2} - E_0^{3/2} \right) + (F_2 a_2 q)^{3/2} \right]^{2/3}. \quad (4.8)$$

По аналогии с выражением (4.8) получим выражение для случая, представленного на рисунке 4.1,б:

$$E_n^{ш/у} = \left[\frac{3\pi n \hbar q F_1}{2\sqrt{2m_1}} - \frac{\sqrt{2m_2} F_1}{\sqrt{2m_1} F_2} \left(\left[q(F_2(a_2 - a_1) + 2F_1 a_1) - \frac{E_a F_2}{F_1} \right]^{3/2} - E_0^{3/2} \right) - (F_2 a_2 q)^{3/2} \right]^{2/3}. \quad (4.9)$$

Если устремить форму ККЯ треугольного типа к виду одиночной ТКЯ, т.е. приравнять эффективные массы электронов и углы наклона между нижней и верхней ТКЯ ($m_1^* = m_2^*$, $F_1 = F_2$, $qF_1 a = E_a$, $E_0 = 0$) то выражения (4.8) и (4.9) можно привести к следующему виду:

$$E_n = \left[\frac{3\pi n \hbar q F_1}{2\sqrt{2m_1}} - (-F_1 a_1 q)^{3/2} - (F_2 a_2 q)^{3/2} \right]^{2/3} = \left[\frac{3\pi n \hbar q F_1}{2\sqrt{2m_1}} \right]^{2/3}. \quad (4.10)$$

Выражение (4.10) хорошо согласуется с выражением для определения спектра УРК в одиночной ТКЯ (1.30). На рисунке 4.2 представлено два спектра ТКЯ, полученных при помощи выражений (1.30) и (4.10):

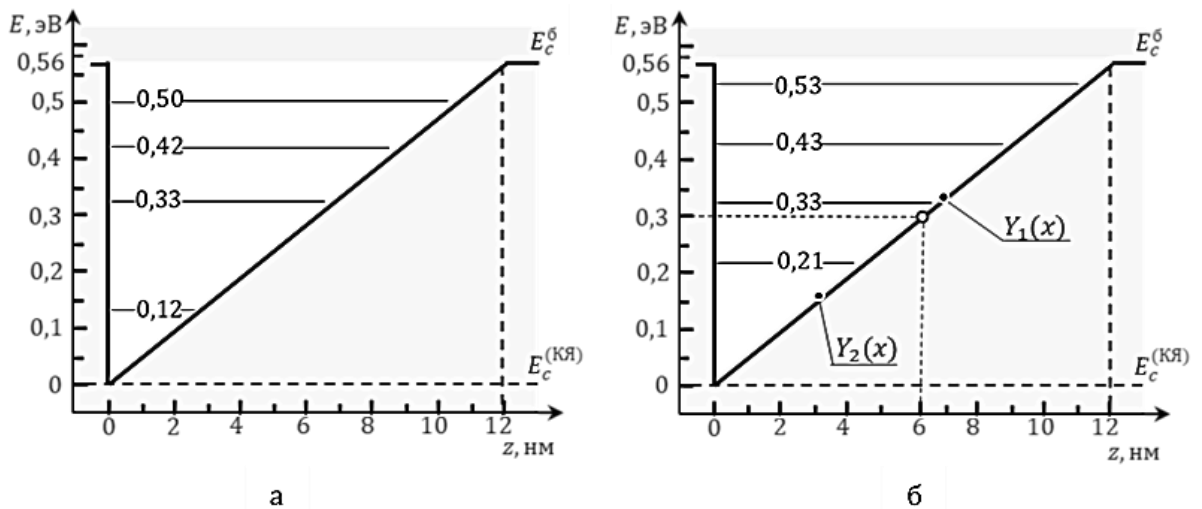


Рисунок 4.2 – спектр, полученный общепринятым выражением для расчета ТКЯ (а), спектр ККЯ при условии равенства углов наклона верхней и нижней ТКЯ (б) [195, 193]

Отсюда следует, что полученные выражения (4.9), (4.10) описывающие поведение УРК в ККЯ треугольного типа, не противоречат общеизвестным представлениям о распределении уровней энергий в ТКЯ, а только дополняют их для двух предельных случаев, описанных выше.

Влияние наклонов в верхней и нижней ТКЯ. На рисунке 4.3 представлены энергетические спектры минизоны проводимости ККЯ треугольного типа различной ширины.

Анализ спектров ТКЯ комбинированного профиля показал, что в приближении равенства эффективных масс в обеих областях ТКЯ изменением наклона верхней и нижней КЯ может как разряжать, так и уплотнять спектр УРК, а также менять энергетическое положения первого

состояния. Наклон нижней ТКЯ оказывает определяющее влияние на положения первого состояния, тогда как наклон верхней ТКЯ больше влияет на плотность спектра всей ККЯ.

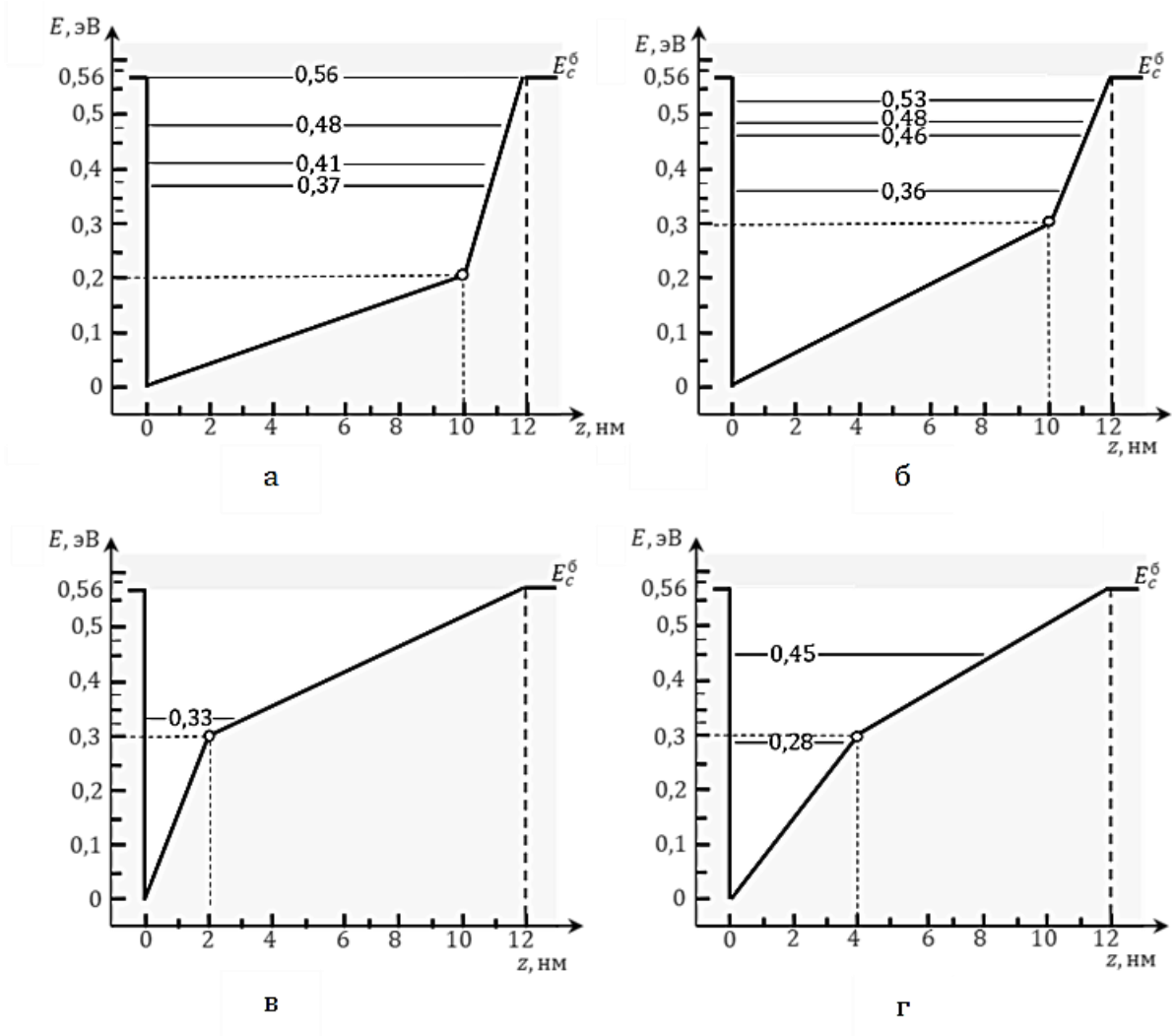


Рисунок 4.3 – Энергетический спектр ТКЯ с комбинированным профилем: «широкая - узкая» (а, б), «узкая- широкая» (в, г) [193]

На рисунке 4.4 представлены энергетические спектры треугольной ККЯ с учетом различия эффективных масс электронов в узкой и широкой ТКЯ. Как следует из рисунка, на положение УРК также оказывают влияние различие эффективных масс в нижней и верхней ТКЯ. Уменьшением эффективной массы в нижней ТКЯ можно добиться уплотнения энергетического спектра в верхней яме. При этом более высокие уровни энергии верхней ТКЯ опускаются вниз. Увеличение эффективной массы верхней КЯ влечет изменение положения первого возбуждённого уровня, а также незначительно уплотняет спектр.

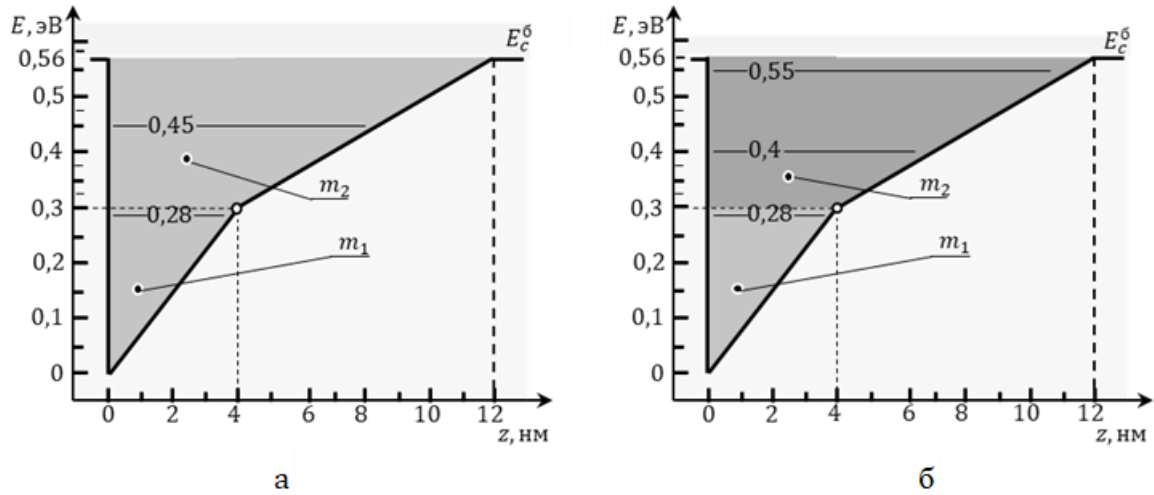


Рисунок 4.4 – Энергетический спектр ТКЯ с комбинированным профилем: «узкая - широкая» при $m_1^* = m_2^*$ (а); «узкая - широкая» при $m_1^* < m_2^*$ (б) [193]

4.2.3 Составление комбинированной квантовой ямы из прямоугольных ям

Исходные положения. Основное отличие предлагаемого профиля КЯ от известных заключается в том, что яма комбинированного профиля (КП) представляет собой многослойную структуру, полученную последовательным нанесением нескольких слоёв разной толщины и состава, каждый из которых образует яму прямоугольного профиля с ограниченным числом уровней. Параметры объединяемых КЯ рассчитываются по методике, позволяющей определить число требуемых ям, их толщины, глубины и подтверждающей положительный результат комбинирования в виде выигрыша в величине интенсивности генерируемого излучения в сравнении с интенсивностью излучения прямоугольной КЯ толщиной, равной толщине нижней КЯ и высотой, равной высоте ямы с КП. Объединение нескольких КЯ в новый квантовый объект производится размещением их одна над другой, чтобы центры ям располагались на одной вертикальной линии. Этим добивается упрощение расчета энергетического спектра и получению «несимметричного» спектра. Толщина каждой последующей КЯ увеличивается по определенному закону. Образованная таким способом комбинированная яма будет иметь профиль подобный профилю «воронки».

При определении параметров комбинируемых ям следует выполнять основные требования к величинам этих параметров. Во-первых, толщины всех ям не должны превышать длину волны де Бройля λ_B , во-вторых, каждая лежащая выше яма делается толще предыдущей и, в-третьих, в каждой яме должно быть не более двух УРК. Выполнение этих требований приводит к тому, что в яме комбинированного профиля в верхних ямах расстояние между УРК будет в кратное число раз меньше, чем в нижней. Так, при двукратном увеличении толщины КЯ

расстояния между её уровнями будет в четыре раза меньше, чем у нижней ямы. Этим обеспечится уплотнение уровней энергии в яме КП, а значит, и увеличение числа захватываемых этой ямой носителей заряда.

Важной задачей, определяющей возможности КЯ комбинированного профиля, является задача вычисления её энергетического спектра. Независимо от числа комбинируемых квантовых ям, спектр разрешённых значений энергии для электронов может быть найден решением уравнения Шрёдингера методом Кронига – Пени для стационарного состояния, используя расчет спектра в квантовой яме прямоугольного профиля с «провалом» [90], а для случая более двух квантовых ям – результирующий энергетический спектр находят графическим методом. При комбинировании большего числа квантовых ям решение усложняется и потому его отыскание представляет собой отдельную задачу.

В данном разделе рассматривается возможность увеличения интенсивности излучения КЯ путем комбинирования квантовых ям с оптимальным числом УРК. Поэтому важным является не значение энергий УРК в комбинированной квантовой яме, а значение интенсивности излучения. Поэтому в первом приближении будем считать, что энергетический спектр квантовой ямы комбинированного профиля представляет собой сумму спектров объединяемых квантовых ям, вычисленных отдельно друг от друга без учета их взаимного влияния. Это позволяет понять потенциальные требования к структуре энергетического спектра ККЯ с точки зрения получения максимальной интенсивности излучения.

Параметры комбинируемых ям. При определении параметров комбинируемых ям следует выполнять основные требования к величинам этих параметров. Во-первых, толщины всех ям не должны превышать длину волны де Бройля λ_B , во-вторых, каждая лежащая выше яма делается толще предыдущей и, в-третьих, в каждой яме должно быть не более двух УРК. Выполнение этих требований приводит к тому, что в яме комбинированного профиля в верхних ямах расстояние между УРК будет в кратное число раз меньше, чем в нижней. Так, при двукратном увеличении толщины КЯ расстояния между её уровнями будет в четыре раза меньше, чем у нижней ямы. Этим обеспечится уплотнение уровней энергии в яме КП, а значит и увеличение числа захватываемых ямой носителей заряда.

Корректный расчет спектра УРК комбинированной ямы может быть выполнен решением уравнения Шрёдингера для ямы с «провалом» [90]. Однако для случая, когда объединяются три квантовые ямы (рисунок 4.7) и более вычисления достаточно сложны, и громоздки тем более, что решения ищутся графическим способом.

По этой причине на начальном этапе исследования интенсивности излучения ГС с ямами комбинированного профиля будет использоваться модель «невзаимодействующих ям», когда

суммарный спектр УРК получают суммированием спектров комбинируемых ям. Поэтому для первичного анализа поведения уровней энергии в подобной КЯ можно прибегнуть к упрощениям и воспользоваться моделью, в которой КЯ не взаимодействуют друг с другом, тем самым сохраняя свой парциальный спектр.

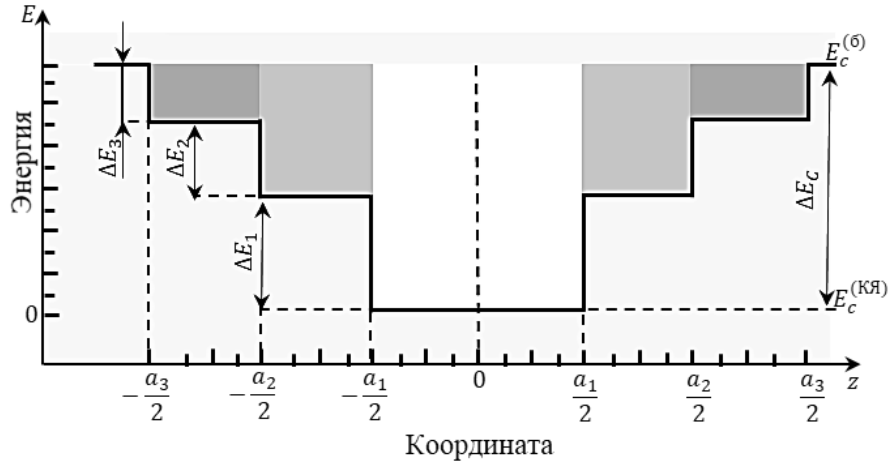


Рисунок. 4.7 – Энергетическая диаграмма комбинированной КЯ, составленной из трех прямоугольных КЯ [191, 192]

Глубины комбинированной ямы. В простейшем случае, когда потенциальный барьер р-п перехода в гетероструктуре устранён полностью напряжением смещения, функции заполнения всех электронных и дырочных состояний можно считать равными единице. Тогда для одиночной КЯ выражение (4.5) упростится и будет вида

$$I_{\text{ГС}}^{(\text{од})} = \hbar\omega \cdot B_r \cdot a^2 m \cdot N \cdot P \cdot \left(\frac{m_n^*}{\pi \cdot \hbar^2} \right) \cdot \left(\frac{m_p^*}{\pi \cdot \hbar^2} \right). \quad (4.11)$$

Из выражения (4.11) следует, что интенсивность излучения гетероструктуры с одиночными КЯ тем больше, чем больше толщина квантовых ям и чем больше их число, а также чем больше число уровней размерного квантования в электронных и дырочных квантовых ямах.

Толщина квантовых ям определяется требуемой длиной волны генерируемого излучения:

$$\lambda = \frac{hc}{\Delta E_g^{(\text{КЯ})} + \Delta E_1^{(n)} + \Delta E_1^{(p)}} = \frac{hc}{\Delta E_g^{(\text{КЯ})} + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2 \cdot a^2} + \left(\frac{1}{m_n^*} + \frac{1}{m_p^*} \right)};$$

и потому не может быть изменена. На число квантовых ям также имеется ограничение, связанное с бессмысленным увеличением числа КЯ в случае 100%-ного захвата этими ямами инжектируемых, с соответствующих эмиттеров, электронов и дырок. Это ограничение приводит к разумному числу квантовых ям $m \leq 25$. Таким образом, остается только один способ повышения интенсивности излучения: увеличение числа уровней размерного квантования в электронной и дырочной квантовых ямах.

Однако в реализации данного способа увеличения интенсивности излучения гетероструктуры имеется одна сложность: число уровней размерного квантования определяется глубиной квантовой ямы и при прямоугольном ее профиле для барьеров InGaN/GaN с КЯ толщиной 4 нм не превышает 2-3 уровня. Причина тому – параболическое увеличение расстояния между этими уровнями с ростом номера состояния.

Содержание индия в ямах. В предлагаемом комбинированном профиле излучающими уровнями будут нижние уровни нижней (первой) прямоугольной ямы. Они определяют длину волны генерируемого излучения, а их заселённость свободными носителями задаст интенсивность излучения. Эти обстоятельства позволяют определить основные параметры нижней ямы: содержание индия в её составе x_1 и толщину a_1 . Содержание индия x_1 в составе вещества КЯ прямоугольного профиля определяется требуемой длиной волны генерируемого излучения λ :

$$\lambda(x_1) = \frac{hc}{\Delta E_g^{(кя)} + E_1^{(n)} + E_1^{(p)}} = \frac{hc}{\Delta E_g^{(кя)}(x_1) + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2a_1^2} (1/m_n^*(x_1) + 1/m_p^*(x_1))}, \quad (4.12)$$

здесь $E_1^{(n,p)}$ – первые УРК в электронной и дырочной ямах, $\Delta E_g^{(кя)}$ – ширина запрещённой зоны состава InGaN. Её зависимость от содержания индия находят аппроксимацией ширины запрещенной зоны GaN и InN с энергией параболического изгиба $E_b = 2.4$ эВ [65]:

$$\begin{aligned} \Delta E_g^{(кя)}(x_1) &= \Delta E_g(GaN) - [\Delta E_g(GaN) - \Delta E_g(InN)] \cdot x_1 - E_b x_1 (1 - x_1) = \\ &= 3.42 - 2.65 \cdot x_1 - 2.4 \cdot x_1 (1 - x_1). \end{aligned} \quad (4.13)$$

Для нахождения двух неизвестных величин x_1 и a_1 необходимо два уравнения, тогда как имеется только одно – выражение (4.12). Из него, ввиду малости в знаменателе (4.13) второго слагаемого по сравнению с первым, методом итераций можно найти x_1 . Так, для генерации синего излучения с $\lambda = 0,15$ мкм содержание индия в яме должно составлять $x_1 \approx 0,15$. Это соответствует ширине запрещённой зоны в первой КЯ примерно равной 2.7 эВ. Толщина первой ямы пока не определена.

Число объединяемых ям и их глубины. При создании одной ямы комбинированного профиля количество объединяемых ям прямоугольного профиля m зависит от величины энергетического зазора (глубины), определяемого, как разность энергий дна зон проводимости барьерного слоя и КЯ: $\Delta E_C = E_C^{(б)} - E_C^{(кя)}$ (рисунок 4.7). Нижняя КЯ имеет толщину a_1 , толщины комбинируемых ям a_k и величина m определяются из условия плотного заполнения энергетического объема ям и ограничения на число уровней в каждой из них, равное двум. Далее из соображений игнорирования малых изменений и считая содержание индия (x) во всех объединяемых ямах

одинаковым и равным x_1 , а эффективные массы носителей заряда в объединяемых ямах не будут зависеть от концентрации индия в них и будут равны массам в первой яме $m_n^*(x_k) \approx m_n^*(x_1)$ и $m_p^*(x_k) \approx m_p^*(x_1)$. В рамках сделанного предположения из условия плотного заполнения энергетического интервала от дна зоны проводимости барьера до дна нижней n-КЯ (рисунок 4.1 $m_n^*(x_k) \approx m_n^*(x_1)$) найдем число объединяемых ям - m :

$$\begin{aligned} \Delta E_C (\text{эВ}) &= \Delta E_1 + \Delta E_2 + \dots + \Delta E_m + m \cdot kT = \\ &= \frac{4\pi^2 \hbar^2}{2m_n^* a_1^2} \left[1 + \left(\frac{a_1}{a_2} \right)^2 + \left(\frac{a_1}{a_3} \right)^2 + \dots + \left(\frac{a_1}{a_m} \right)^2 \right] + m \cdot kT, \end{aligned} \quad (4.14)$$

здесь множитель «4» указывает на то, что в каждой яме находится по два уровня энергии. Последнее слагаемое в данном выражении учитывает энергетический интервал, величиной в один квант теплового колебания решётки, между соседними ямами для ограничения их взаимного влияния через передачу фононов. Поскольку в (4.14) толщина вышележащей ямы больше толщины нижней ямы, то стоящие в круглых скобках дроби можно рассматривать как члены убывающей геометрической прогрессией, в которой каждое последующее слагаемое a_k больше предыдущего a_{k-1} в q раз: $a_k = a_{k-1} \cdot q$, где индекс k принимает значения: $k = 1.2.3 \dots n$. На основании этого по выражению (4.5) можно найти глубину каждой из объединяемых ям.

Толщины объединяемых ям. В выражении (4.14) сумма членов бесконечно убывающей прогрессии составляет 6,1. Однако этот результат с точностью до единиц процентов обеспечат три первые слагаемых, сумма которых равна 1,47. Тогда из (4.14) получим

$$\Delta E_C = 4 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_n^* a_1^2} \left(1 + \left(\frac{1}{1,70} \right)^2 + \left(\frac{1}{2,89} \right)^2 \right) + m \cdot kT \approx 5,9 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_n^* a_1^2} + m \cdot kT. \quad (4.15)$$

Этот результат означает, что при выбранном знаменателе прогрессии комбинированный профиль можно составить из трех ям ($m=3$), толщины которых должны соотноситься как $a_1 : a_2 : a_3 = 1,00 : 1,70 : 2,89$.

Основным параметром, определяющим толщины комбинируемых ям, является ширина нижней ямы a_1 . Её можно найти из выражения (4.14) с использованием значения эффективной массы по найденному из (4.13) значению x_1 :

$$a_1 = \sqrt{6,1 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_n^*(x_1) \cdot (\Delta E_C - 3kT)}}.$$

Толщины остальных ям вычисляются как члены геометрической прогрессии: $a_k = a_{k-1} \cdot q$. Если для упрощения выкладок также считать, что энергии УРК в объединяемых ямах вычисляются для каждой ямы в отдельности, которые считаем независимыми.

В каждой объединяемой яме должны находиться два уровня с энергией и быть энергетический зазор с соседней ямой

$$\Delta E_k = 4\pi^2 \hbar^2 / 2m_n^*(x_k) \cdot a_1^2 q^{2(k-1)} + kT, \quad (4.16)$$

Используя данное выражение, по известному значению ΔE_k можно найти эффективную массу носителей заряда и концентрацию индия в каждой их объединяемых ям. При этом эффективные массы носителей заряда линейно зависят от x_k :

$$\begin{aligned} m_n^*(x_k) &= m_n^*(GaN) - [m_n^*(GaN) - m_n^*(InN)] \cdot x_k = (0,20 - 0,09 \cdot x_k) \cdot m_0; \\ m_p^*(x_k) &= m_p^*(GaN) - [m_p^*(GaN) - m_p^*(InN)] \cdot x_k = (0,80 + 0,83 \cdot x_k) \cdot m_0; \end{aligned}$$

Тогда получим:

$$m_n^*(x_k) = \left(\frac{a_1^2 q^{2(k-1)}}{2\pi^2 \hbar^2} \right) \cdot (\Delta E_k - kT). \quad (4.17)$$

Пользуясь полученными выражениями, можно вычислить значения толщины каждой из объединяемых ям. Ширина первой ямы для выбранной модели будет $a_1 = 4,5$ нм. Толщины остальных объединяемых квантовых ям вычисляются, как члены геометрической прогрессии: $a_k = a_1 \cdot q^{(k-1)}$.

4.2.4 Энергетический спектр прямоугольной квантовой ямы комбинированной формы при «невзаимодействующих» ямах

На рисунке 4.8 представлен энергетический спектр ККЯ полученной путем объединения широкой и узкой КЯ без учета их взаимодействия. В данном расчете энергий УРК в квантовых ямах разной толщины предполагалось, что суммарный энергетический спектр аддитивно складывается из трех спектров: спектра нижней КЯ, на который накладываются спектры второй и третьей квантовых ям. Эти спектры при объединении квантовых ям никак не меняются и не зависят друг от друга. Это предположение является довольно грубым, т.к. физически взаимодействие квантовых ям существует и может оказаться сильным. Однако оно не изменяет главной сути предлагаемого технического решения. Уточнение модели можно провести с

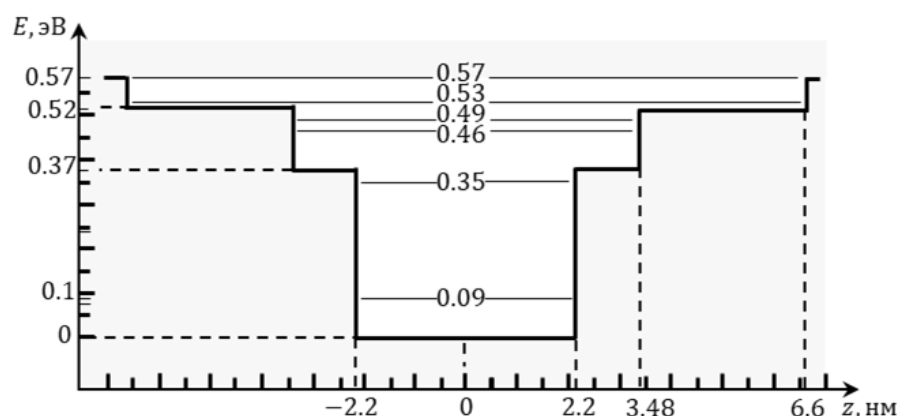


Рисунок 4.8 – Аддитивный энергетический спектр прямоугольной КЯ с комбинированным профилем, составленным из трех ям [191, 192]

использованием расчета спектра прямоугольной КЯ с «потенциальным провалом» в терминологии авторов [136].

4.3 Интенсивность излучения квантовой ямы комбинированной формы

Анализируется изменение интенсивности излучения ГС с ямами комбинированного профиля для случая не взаимодействующих ям, а также ям, энергетический спектр которых рассчитан решением уравнения Шредингера для комбинированного профиля потенциальной ямы в приближении Крамерса – Кронига [136].

4.3.1 Интенсивность излучения при «не взаимодействующих» ямах

В данном параграфе рассматривается интенсивность излучения ГС с квантовыми ямами комбинированного профиля из прямоугольных квантовых ям, энергетический спектр которой рассчитан в приближении не взаимодействующих квантовых ям. Показано, что возможный выигрыш в интенсивности излучения за счет использования квантовых ям комбинированного профиля для случая объединения трех квантовых ям больше, чем при объединении двух и может достигать нескольких раз.

Результаты исследований, изложенные в данном параграфе, опубликованы в научных журналах, цитируемых в базах Web of Science, Scopus [190, 191], и доложены на конференциях различного уровня [198-203].

Эмиссионные свойства одиночной ямы комбинированного профиля ($M=1$), полученного объединением трех ям ($m=3$), можно оценить с помощью выражения (4.1) в предположении, что излучательная рекомбинация имеет место только между УРК с одинаковыми номерами электронной и дырочной ямами. Тогда в предположении, что излучательная рекомбинация в яме комбинированного профиля описывается бимолекулярной моделью [2–6,136], интенсивность излучения будет описываться выражением:

$$I_{\Gamma C}^{(\text{комб})} = \hbar\omega \cdot B_l \cdot \left(\frac{m_n^*(x_1)}{\pi \cdot \hbar^2} \right) \cdot \left(\frac{m_p^*(x_1)}{\pi \cdot \hbar^2} \right) \cdot (a_1^2 N_1 P_1 + a_2^2 N_2 P_2 + a_3^2 N_3 P_3), \quad (4.18)$$

где N_1, N_2, N_3 и P_1, P_2, P_3 - количество УРК для электронов (N_k) и дырок (P_k), в объединяемой в ступенчатый профиль яме. В выражении (4.18) учтено, что предположение постоянства содержания индия в объединяемых ямах приводит не только к постоянству эффективных масс электронов и дырок, но и одинаковым значениям их функций плотности состояний и коэффициентов бимолекулярной рекомбинации. Тогда выражение (4.18) можно переписать в виде:

$$I_{\Gamma C}^{(\text{комб})} = \hbar\omega \cdot B_l \cdot a_1^2 \cdot \left(\frac{m_n^*(x_1)}{\pi \cdot \hbar^2} \right) \cdot \left(\frac{m_p^*(x_1)}{\pi \cdot \hbar^2} \right) \cdot [N_1 P_1 + q^2 N_2 P_2 + q^4 N_3 P_3]. \quad (4.19)$$

В рассмотренной выше реализации принципа составления КЯ комбинированного профиля из трех ям полная глубина ямы взята равной 0,60 эВ. При этом энергия первого УРК в яме толщиной $a_1 = 4,5$ нм равна 0,09 эВ, второго 0,35 эВ, а третий будет иметь энергию примерно 0,80 эВ: $E_3^{(1)} = E_1^{(1)} \cdot n^2 = 0,88 \cdot 9 = 0,792$ эВ. Это означает, что в прямоугольной яме указанной глубины поместится только два УРК. По этой причине целесообразно провести сравнение интенсивности генерируемого излучения КЯ комбинированного профиля с интенсивностью генерируемого излучения прямоугольной квантовой ямы $I_{\Gamma C}^{(\text{ип})}$ толщиной $a_1 = 4,45$ нм и глубиной $\Delta E_C = 0,60$ эВ коим является первое слагаемое в (4.19). Нормирование интенсивности излучения ямы с комбинированным профилем на интенсивность излучения прямоугольной ямы с толщиной КЯ, равной толщине нижней ямы комбинированного профиля даст

$$\frac{I_{\Gamma C}^{(\text{комб})}}{I_{\Gamma C}^{(\text{ип})}} = 1 + q^2 \left(\frac{N_2 P_2}{N_1 P_1} \right) + q^4 \left(\frac{N_3 P_3}{N_1 P_1} \right), \quad (4.20)$$

где: $I_{\Gamma C}^{(\text{ип})}$ - интенсивность излучения гетероструктуры с одной прямоугольной КЯ, определяемая выражением (4.12). Теперь нетрудно записать выражение для интенсивности излучения ямы, комбинируемый профиль которой составлен по описанному алгоритму из m числа прямоугольных ям

$$\frac{I_{\Gamma C}^{(\text{комб})}}{I_{\Gamma C}^{(\text{ип})}} = 1 + q^2 \left(\frac{N_2 P_2}{N_1 P_1} \right) + q^4 \left(\frac{N_3 P_3}{N_1 P_1} \right) + \dots + q^{2(m-1)} \left(\frac{N_m P_m}{N_1 P_1} \right). \quad (4.21)$$

Как следует из (4.20), (4.21), выигрыш в интенсивности излучения ямы комбинированного профиля по сравнению с прямоугольной ямой определяется количеством объединяемым ям и числом УРК в каждой из них. Хотя число УРК в p -КЯ в работе не подсчитывалось, но с точностью, достаточной для оценки возможностей ям с комбинированным профилем, в первом

приближении их число можно взять равными значениям, найденным для n -КЯ: $P_3 = N_3$, $P_2 = N_2$, $P_1 = N_1$. Для краткости записи и удобства анализа (4.21) обозначим $R_2 = N_2/N_1$, $R_3 = N_3/N_1$. Тогда оно примет простой вид

$$\frac{I_{\Gamma C}^{(\text{комб})}}{I_{\Gamma C}^{(\text{од})}} = 1 + q^2 R_2^2 + q^4 R_3^2. \quad (4.22)$$

Отсюда следует, что для увеличения выигрыша в величине генерируемого излучения, получаемого от использования КЯ комбинированного профиля необходимо увеличивать количество объединяемых ям прямоугольного профиля (число слагаемых в правой части) с наибольшей разницей в их ширине (параметр q), а также увеличивать число УРК в верхней яме (числа N_m , P_m).

Исходя из принципа уплотнения УРК в яме, в рассмотренном примере комбинирования ямы из трех прямоугольных ям для увеличения числа разрешенных состояний при минимальном энергетическом объеме предложено брать число уровней во всех ямах не более двух [115,116, 136]. В прямоугольной КЯ выбранной глубины число уровней также равно двум. Тогда выигрыш в интенсивности излучения от использования комбинированной ям из трех КЯ выражение (4.22) будет:

$$\frac{I_{\Gamma C}^{(\text{комб})}}{I_{\Gamma C}^{(\text{од})}} = 1 + q^2 + q^4 \cong 12,3. \quad (4.23)$$

При комбинировании КЯ из двух прямоугольных ям выражение (4.23) преобразуется к виду

$$\frac{I_{\Gamma C}^{(\text{комб})}}{I_{\Gamma C}^{(\text{од})}} = 1 + q^2 \cong 4,0. \quad (4.24)$$

Полученные оценки являются предельными, т.к. получены в предположении максимального заполнения УРК во всех ямах. Тем не менее, они указывают на возможность кратного повышения интенсивности излучения светодиодной гетероструктуры за счет использования в ней ям с КП.

На рисунке 4.9 показана конструкция гетероструктуры с КЯ комбинированного профиля. Активная область ГС с КЯ комбинированного профиля содержит множественные КЯ, полученные объединением трех КЯ разной толщины согласно описанному алгоритму. Комбинированный профиль ямы получен нанесением нескольких слоев $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с образованием последовательности объединяемых КЯ вида $\text{In}_{x_3}\text{Ga}_{1-x_3}\text{N}/\text{In}_{x_2}\text{Ga}_{1-x_2}\text{N}/\text{In}_{x_1}\text{Ga}_{1-x_1}\text{N}/\text{In}_{x_2}\text{Ga}_{1-x_2}\text{N}/\text{In}_{x_3}\text{Ga}_{1-x_3}\text{N}$, отличающихся содержанием индия в соседних слоях: $x_3 < x_2 < x_1 > x_2 > x_3$.

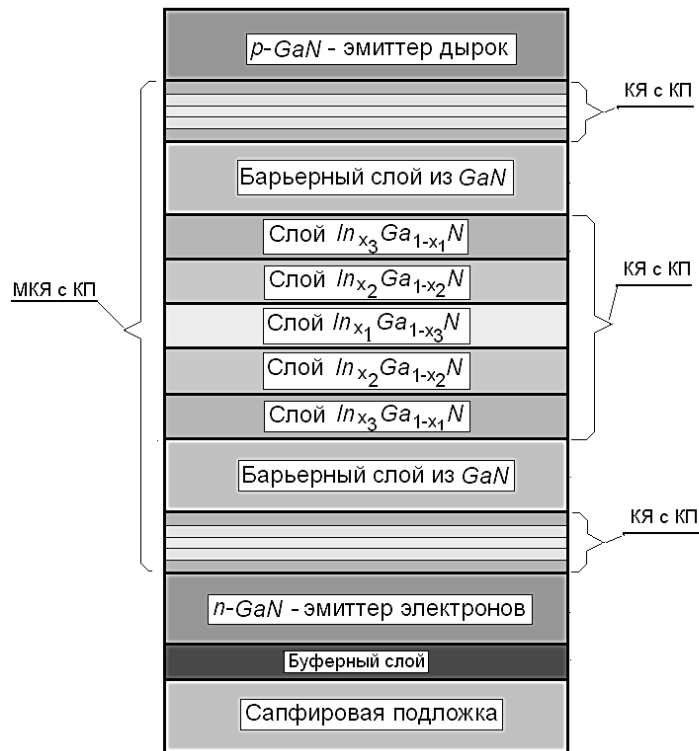


Рисунок 4.9 – Топология СД гетероструктуры с ККЯ [191, 192]

Наряду с увеличением интенсивности излучения комбинирование ям в светодиодных гетероструктурах за счёт увеличения числа неравновесных носителей заряда в КЯ вероятно возможен дополнительный рост интенсивности их излучения [213] из-за увеличения площади перекрытия волновых функций электронов и дырок в n - и p -КЯ одного слоя за счёт уменьшения пьезоэлектрического поля поляризации внутри излучающей ямы, вызванного уменьшением рассогласования постоянных решёток в излучающей и соседних с ней ямами.

Итак, в данном разделе предложен и рассмотрен способ увеличения интенсивности генерируемого светодиодной гетероструктурой излучения за счет увеличения числа УРК в её квантовых ямах, получаемых пространственным объединением нескольких прямоугольных ям разной толщины, глубины и фазового состава. Яма комбинированного профиля имеет более плотный энергетический спектр, чем одиночные ямы той же глубины и толщины.

Описана методика составления ямы комбинированного профиля из прямоугольных ям. Произведен расчет интенсивности генерируемого излучения на примере изменения толщины ям в виде геометрической прогрессии. Показано, что рост числа УРК в яме комбинированного профиля увеличивает число инжектируемых в её носителей заряда. Увеличение эффективности инжекции в КЯ происходит за счёт увеличения числа захватываемых носителей заряда ямой комбинированного профиля. Численные оценки, выполненные на примере аддитивного спектра комбинированной ямы, показывают возможность увеличения интенсивности излучения до несколько раз по сравнению со случаем ям прямоугольной формы.

4.3.2 Энергетический спектр для «взаимодействующих» ям

При описании свойств КЯ комбинированного профиля предполагалось, что суммарный энергетический спектр состоит из двух и более спектров: спектра нижней КЯ, над которым находится спектр верхней ямы и т.д. Все спектры рассчитываются по формулам прямоугольной КЯ со своей толщиной и никак не зависят друг от друга. Это предположение является довольно грубым, т.к. взаимодействие ям существует и может оказаться определяющим в формировании спектра. В действительности энергетический спектр комбинированной КЯ, полученной объединение узкой и широкой прямоугольных ям не будет суммой объединяемых ям из-за их «взаимодействия». Комбинированная яма рассматривается как целостный квантовый объект.

Случай объединения двух ПКЯ. Пример решения уравнений (1.20) и (1.21) графическим методом с вычислением точек пересечения представлен на рисунке 4.10.

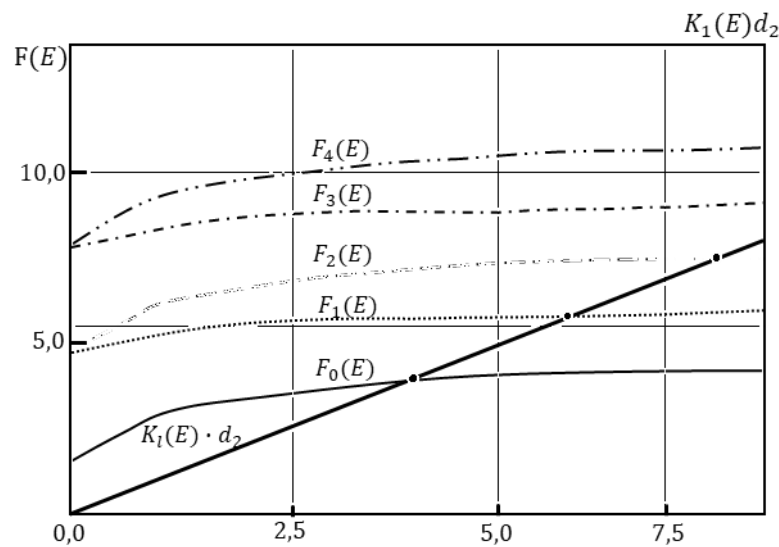


Рисунок 4.10 – Графическое решение системы уравнений для ККЯ с размерами

$$a_1 = 4,4 \text{ нм} \quad a_2 = 7,4 \text{ нм} \quad \text{с энергией } \Delta E_1 = 0,2 \text{ [эВ]} \quad \Delta E_2 = 0,57 \text{ [эВ]}$$

Точный расчет спектра можно провести с использованием модели ямы с «потенциальным провалом» (рисунок 1.9), изложенной в работе [90]. Поскольку в рассматриваемом случае заданы конкретные параметры объединяемых ям для получения спектр разрешенных значений энергий необходимо выполнить расчет, который изложен в параграфе 1.3. При этом рассматривается спектр состояний в провале и в верхней яме. Для этого решается уравнение Шредингера (1.4) по определению собственных значений энергии электрона, находящегося в двойной КЯ, в которой он обладает разной эффективной массой [89, 90]. Точки пересечения функции (1.20) и (1.21) определяют энергии УРК для заданных толщин нижней и верхней ПКЯ входящих в состав ККЯ (рисунок 4.10).

Энергетический спектр. Далее демонстрируется влияние глубины нижней квантовой ямы, (рисунок 4.11,б - 4.11,в). Как следует из этого рисунка, уменьшение глубины нижней квантовой ямы приводит к уменьшению числа уровней РК в нижней квантовой яме и к увеличению их в верхней яме. При сравнительно больших значениях глубины нижней квантовой ямы ΔE_1 (примерно 0,40 эВ), в ней помещаются два УРК с энергиями $E_1 = 0,07$ эВ и $E_2 = 0,27$ эВ (рисунок 4.11, б).

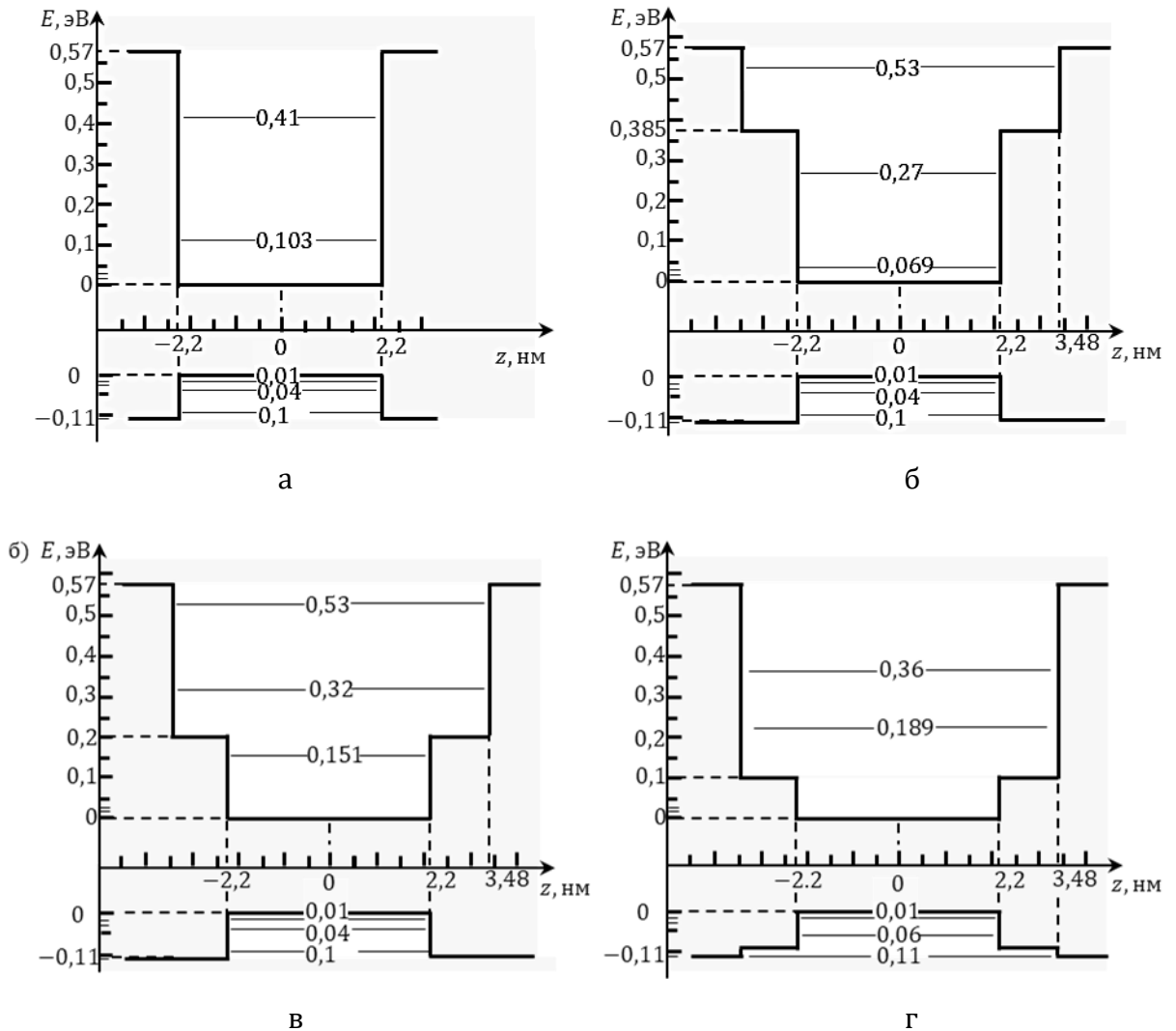


Рисунок 4.11 – Зонная диаграмма комбинированной квантовой ямы при объединении двух прямоугольных квантовых ям разной глубины и при уменьшении глубины нижней квантовой ямы

Эффект увеличения интенсивности излучения достигается при увеличении числа этих уровней в верхней квантовой яме. Этот эффект может быть получен, если уменьшить глубину первой квантовой ямы до 0,20 эВ (рисунок 4.11, б), тогда число уровней РК в нижней квантовой яме становится равным единице, а в верхней - увеличивается до двух. Дальнейшее уменьшение

глубины нижней квантовой ямы до 0,10 эВ приводит к исчезновению УРК в нижней квантовой яме и сохранению числа уровней в верхней КЯ, но с большими, чем в предыдущем случае, значениями энергий. Из проведенного расчетного эксперимента можно сделать вывод, что для получения и оценки эффекта увеличения интенсивности от комбинирования профиля КЯ лучшим образом подходит глубина нижней квантовой ямы, равная 0,20 эВ.

Интенсивность излучения. Для расчета интенсивности излучения комбинированной квантовой ямы с $\Delta E_1 = 0,20$ эВ и $\Delta E_2 = 0,37$ эВ используем выражение (4.22):

$$\frac{I_{\Gamma C}^{(\text{комб})}}{I_{\Gamma C}^{(\text{пр})}} = 1 + q^2 R_2^2 + q^4 R_3^2.$$

В этом выражении, кроме отбрасывания последнего слагаемого правой части, необходимо учесть, что в нижней квантовой яме КП имеется всего лишь один уровень РК, а не два:

$$\frac{I_{\Gamma C}^{(\text{комб})}}{I_{\Gamma C}^{(\text{од})}} = 1 + q^2 R_2^2 + q^4 R_3^2.$$

Получаемое из данного выражения значение интенсивности несколько ниже значения, полученного для случая аддитивного спектра, однако при любых значениях R_2, R_3 оно больше единицы, т.е. эффект увеличения интенсивности для объединения двух прямоугольных квантовых ям в яму комбинированного профиля, с учетом трансформации его энергетического спектра, возможен.

Случай объединения большего числа прямоугольных ям

Рассмотрим влияние неограниченного числа ПКЯ на положение УРК. Так же, как и для случая объединения двух ПКЯ, рассмотренных выше - квантовые ямы пространственно-объединяются друг с другом по вертикали в одну квантовую структуру таким образом, что самая «узкая» КЯ располагается внизу, а самая «широкая» находится наверху. Энергетический «горизонт» в такой структуре отсчитывается от самой широкой «n-ой» ПКЯ, располагающейся на самом верху всей конструкции.

Графическое представление мини - зоны проводимости ККЯ прямоугольного типа при объединении n-ого числа ПКЯ изображено на рисунке 4.12.

Общий вид решения волновой функции для искомой структуры будет иметь следующий вид для областей 1,2, 3... n, n+1 соответственно:

Общий вид решения волновой функции:

$$\begin{cases} \Psi_{1.3...n} = A_{1.3...n} \cos(K_{1.3...n} d_{1.3...n} + \alpha), & d_{0.1...n-1} \leq x \leq d_{1.2...n}, \\ \Psi_{n+1} = C_n \exp(\pm K_{n+1} d_{n+1}), & d_n \leq x, \end{cases}$$

где $A_{1.3...n}, C_n$ – амплитуды бегущих волн, $K_n d_n$ – волновой вектор, равный:

$$K_{1,2,3\dots n-1} = \sqrt{\frac{2m_{1,2,3\dots n-1}^* \left[E + \sum_{i=1}^{N=1,2,3\dots n-1} \Delta E_i \right]}{\hbar^2}}; \quad K_n = \sqrt{\frac{2m_n^*}{\hbar^2} (E)}; \quad K_{n+1} = \sqrt{\frac{2m_{n+1}^*}{\hbar^2} (\Delta E_n - E)}; \quad (4.25)$$

По аналогии с ранее использованным решением (см. параграф 1.3), воспользуемся условием непрерывности волновой функции на границе объединяемых КЯ, с помощью которого выразим значение $K_n d_n$ и свяжем их друг с другом:

$$F(E) = \arctan \left[\frac{m_{n+1}^* K_n}{m_n^* K_{n+1}} \right] + K_n d_{n-1} - K_n \sum_{i=1}^{n-2} \frac{1}{K_{i+1}} \left[\arctan \left[\frac{m_{i+2}^* K_{i+1}}{m_{i+1}^* K_{i+2}} \cdot \operatorname{tg}(K_{i+2} d_{i+1}) \right] - d_i \right] - \frac{K_n}{K_2} \arctan \left[\frac{m_1^* K_2}{m_2^* K_1} \cdot \operatorname{tg}(K_1 d_1) \right]. \quad (4.26)$$

где n – определяет номер УРК и может принимать целочисленные значения от 0.1.2.3...

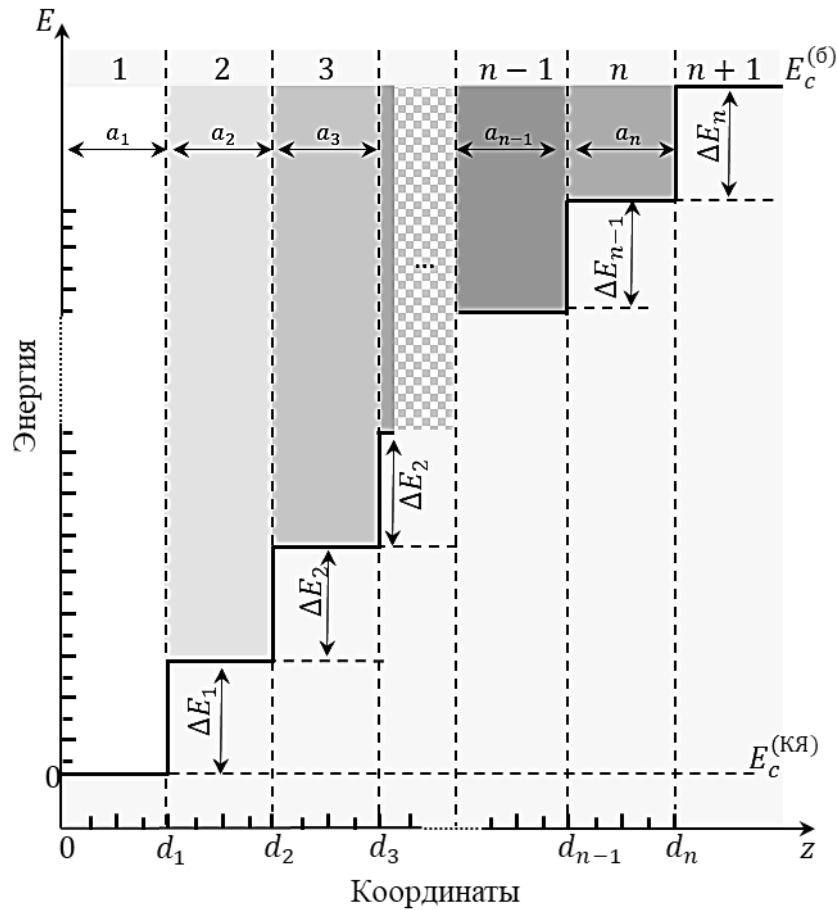


Рисунок 4.12 - Зонная диаграмма КЯ, полученной из «N» прямоугольных ям

Таким образом, выражением (4.26) позволяют определить положение УРК в ККЯ, полученной путем объединения любого числа ПКЯ. Перепишем выражение (4.26) для случая объединения трех ПКЯ в одну ККЯ:

$$F(E) = n\pi + \arctan \left[\frac{m_4^* K_3}{m_3^* K_4} \right] - \frac{K_3}{K_2} \arctan \left[\frac{m_2^* K_1}{m_1^* K_2} \cdot \operatorname{tg}(K_1 d_1) \right] - \frac{K_3}{K_2} \arctan \left[\frac{m_3^* K_2}{m_2^* K_3} \cdot \operatorname{tg}(K_3 d_2) \right] + \quad (4.27)$$

$$+ K_3 d_2 + K_3 d_1.$$

Воспользуемся выражениями (4.27) и (4.28) и зададим параметры гетероструктуры так, чтобы перебором глубины первой и второй квантовых ям определить размеры ККЯ, при которых будет возможно получить оптимальный энергетический спектр, обеспечивающий максимальный выигрыш в интенсивности излучения ГС с комбинированной КЯ (таблица 4.1).

Для этого основным варьируемым параметром будет глубина первой КЯ ΔE_1 , под которую подгонялись глубины второй и третьей квантовых ям, чтобы скорректировать полученный спектр и выполнить условие равенства суммы глубин всех объединяемых квантовых ям по глубине барьера «дно барьера – дно n-КЯ», равной 0,66 эВ. Соответственно получим три различные формы энергетического спектра, показанного на рисунке 4.14.

Таблица 4.1 – размеры ККЯ с тремя ПКЯ

Параметр	ΔE (эВ)	E_0 (эВ)	E_1 (эВ)	E_2 (эВ)	a_1 (нм)	a_2 (нм)	a_3 (нм)
Численное значение	0,66	а)0,40	а)0,40	а)0,10	4,5	7,7	13,2
		б)0,25	б)0,25	б)0,15			
		в)0,10	в)0,10	в)0,20			

При выборе параметров объединяемых ям будем также считать, что толщины объединяемых прямоугольных ям подчиняются закону геометрической прогрессии с $q = 1,7$, введенного нами в предыдущем разделе. Исходя из этих условий найдем спектр УРК в ККЯ с тремя ямами для различных значений глубины нижней ямы из объединяемых КЯ (рисунок 4.13 – 4.14).

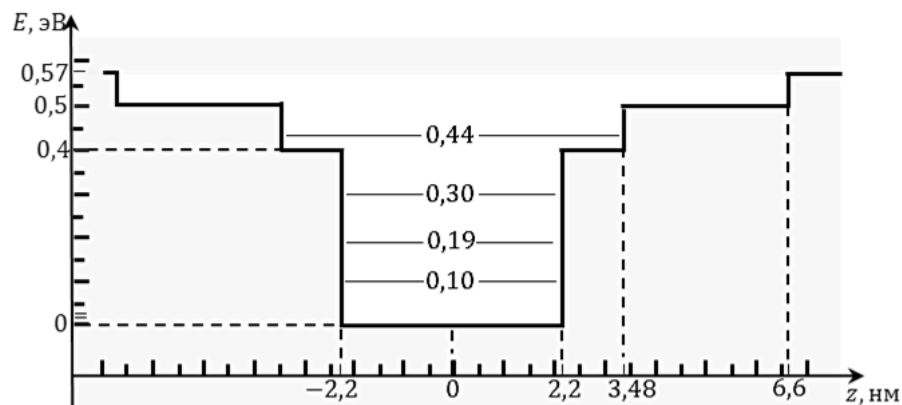
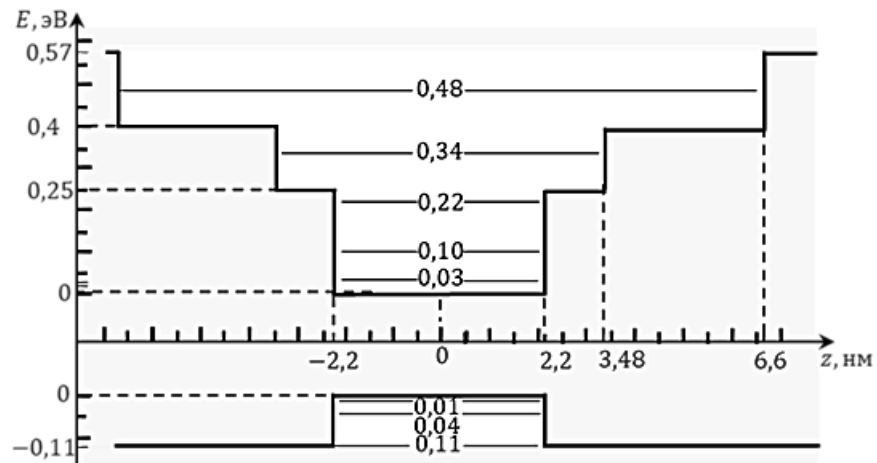
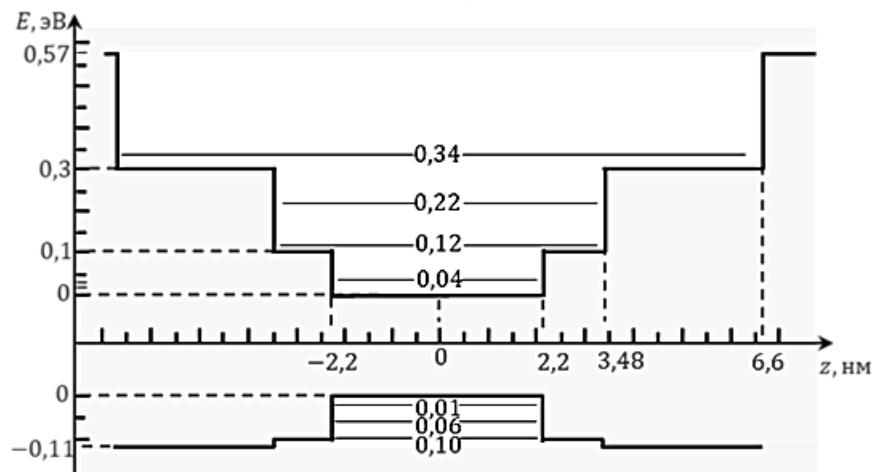


Рисунок 4.13 – Энергетический спектр комбинированной КЯ из трех объединяемых прямоугольных ям различной глубины



а



б

Рисунок 4.14 – Энергетический спектр комбинированной КЯ из трех объединяемых прямоугольных ям различной глубины

4.3.3 Обсуждение результатов

Анализ выражения (4.27) показывает, что увеличением толщины и глубины нижней КЯ можно «затянуть» энергетические уровни из толстой квантовой ямы в узкую яму, тем самым изменив в нужную сторону спектр уровней в комбинированной КЯ. Анализ (4.27) показывает, что

- уменьшение эффективной массы сдвигает разрешенный уровень энергии в область больших энергий (то есть повышает его);
- увеличение ширины и глубины провала понижает первого уровня энергий;
- результирующее смещение уровня энергии определяется суперпозицией данных эффектов, при этом влияние эффективной массы слабее, чем влияние параметров провала.

Интенсивность излучения. Для расчета интенсивности излучения комбинированной ямы с $\Delta E_1 = 0,20$ эВ и $\Delta E_2 = 0,37$ эВ используем выражение (4.22).

$$\frac{I_{\Gamma C}^{(\text{комб})}}{I_{\Gamma C}^{(\text{од})}} = 1 + q^2 R_2^2 + q^4 R_3^2,$$

в котором необходимо учесть, что в комбинированной яме число уровней в объединяемых ямах меняется от одного до трех в разных вариантах.

Тогда для случая, показанного на рисунке 4.13 выражение (4.22) с учетом отсутствия уровней в третьей яме переписывается в виде:

$$\frac{I_{\Gamma C}^{(\text{комб})}}{I_{\Gamma C}^{(\text{од})}} = \frac{9}{4} + \frac{1}{4} q^2 R_2^2 \approx 2,5 + \frac{2,9}{4} \approx 2,5 + 0,14 \approx 2,65.$$

При этом, для случая, показанного на рисунке 4.14, а выигрыш по интенсивности излучения по сравнению со случаем прямоугольной ямы шириной 4.5 нм будет описываться выражением

$$\frac{I_{\Gamma C}^{(\text{комб})}}{I_{\Gamma C}^{(\text{од})}} = \frac{9}{4} + \frac{1}{4} q^2 + \frac{1}{4} q^4 \approx 2,5 + 0,14 + 2,10 = 4,74.$$

Для случая, показанного на рисунке 4.14, б, выражение (4.22) примет вид

$$\frac{I_{\Gamma C}^{(\text{комб})}}{I_{\Gamma C}^{(\text{од})}} = \frac{1}{4} + q^2 + \frac{1}{4} q^4 = 0,25 + 2,9 + 2,10 = 5,25.$$

Из сравнения полученных значений выигрышей в интенсивности можно сделать вывод, что наибольшая интенсивность будет генерироваться в случае энергетического спектра, показанного на рисунке 4.14, б за счет увеличения концентрации свободных носителей на состояниях второй ямы. Полученное значение интенсивности можно дополнительно увеличить, уменьшив глубину средней ямы так, чтобы в ней помещался бы только один уровень, а в третьей яме стало два уровня РК.

Полученное значение увеличения интенсивности несколько ниже значения, полученного для случая аддитивного спектра, т.е. эффект увеличения интенсивности для объединения трех прямоугольных ям в яму комбинированного профиля с учетом трансформации его энергетического спектра имеет место и превосходит до двух раз выигрыш, достигаемый при объединении двух ям.

Наряду с увеличением интенсивности излучения комбинирование ям в светодиодных гетероструктурах за счёт увеличения скорости захвата неравновесных носителей заряда в КЯ, вероятно, возможен дополнительный рост интенсивности их излучения [213] из-за увеличения площади перекрытия волновых функций электронов и дырок в *n*- и *p*-КЯ одного слоя за счёт уменьшения пьезоэлектрического поля поляризации внутри излучающей ямы, вызванного уменьшением рассогласования постоянных решёток в излучающей и соседних с ней ямами.

Однако данный эффект уменьшения поля спонтанной поляризации в ямах прямоугольных ямах комбинированного профиля в работе не рассматривался.

4.4. Спектр и интенсивность излучения треугольной квантовой ямы комбинированного профиля

В данном параграфе рассматривается интенсивность излучения треугольной квантовой ямы комбинированного профиля с целью получения эффекта увеличения интенсивности за счет комбинации треугольных ям разного наклона и глубины.

Материал данного параграфа частично опубликован в работах соискателя [193] и докладывался на научных конференциях различного уровня [195,198].

4.4.1 Исходные положения

Из предыдущего рассмотрения треугольной квантовой ямы комбинированного профиля можно заключить, что для получения эффекта увеличения интенсивности излучения необходимо увеличить число уровней в верхней части квантовой ямы. Это означает, что поиск условий увеличения интенсивности излучения ГС с треугольной КЯ комбинированного профиля целесообразно вести в комбинации квантовых ям «узкая – широкая». Для простоты будем считать, что треугольный барьер имеет бесконечно высокий левый барьер. Однако узкая нижняя яма как «провал» [90] не будет «затягивать» уровни верхней ямы в нижнюю яму и потому общее число уровней в двух треугольных ямах может оказаться недостаточно большим что отрицательно скажется на интенсивности излучения. Следовательно, треугольные ямы с профилем «широкая – узкая» необходимо рассмотреть.

Поставленную задачу вычисления интенсивности излучения ГС с треугольной КЯ комбинированного профиля будем решить в два этапа. На первом этапе по известным параметрам составной КЯ вычисляется спектр разрешенных энергий для электронов и длина УРК в направлении роста ямы. На втором этапе по известному спектру энергии и числу уровней и их длины в объединяемых ямах по выражению (4.14) рассчитывается интенсивность излучения.

4.4.2 Энергетические возможности треугольной ямы «узкая – широкая»

На рисунке 4.15 приведены энергетические спектры одиночной ТКЯ и комбинированной ТКЯ с профилем «узкая – широкая». Можно видеть, что в одиночной яме шириной 4 нм имеется всего один уровень с энергией $E = 0,43$ эВ длиной $l_{од} = 2,9$ нм. В яме комбинированного профиля, в которой глубина узкой ямы составляет 0,30 эВ, имеется уровень с энергией 0,28 эВ и длиной $l_{к1} = 3,8$ нм. Второй уровень в широкой яме имеет энергию 0,45 эВ и длину $l_{к2} = 9,14$ нм.

Сравнение интенсивностей излучения одиночной ТКЯ и ТКЯ комбинированного профиля

описывается выражением:

$$\frac{I_{\Gamma C}^{(\text{комб})}}{I_{\Gamma C}^{(\text{пр})}} \approx \frac{l_{\kappa 1}^2 + l_{\kappa 2}^2}{l_{\text{од}}^2} = \frac{3,8^2 + 9,1^2}{2,9^2} = 11,7.$$

Как следует из приведенного расчета, повышение интенсивности в ТКЯ комбинированного профиля вызвано почти трехкратным увеличением длины уровня, а значит и числа носителей заряда, захватываемых его верхним уровнем с энергией 0,45 эВ.

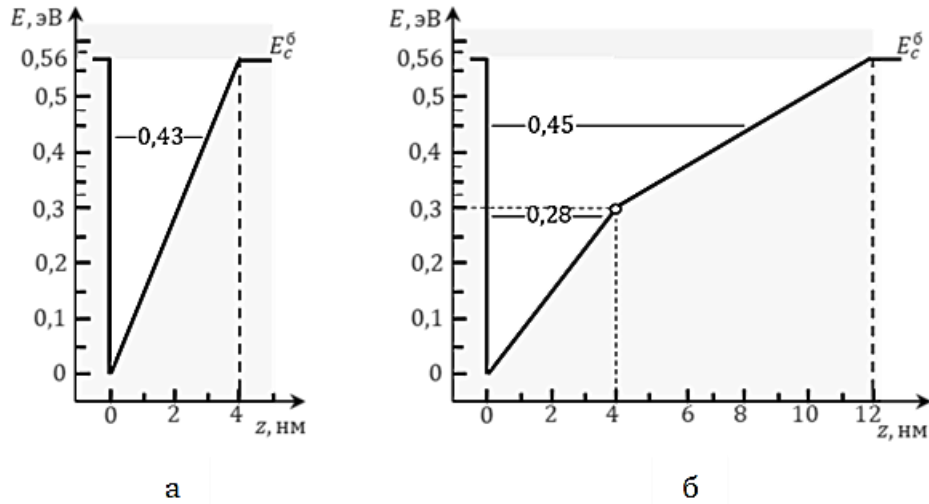


Рисунок 4.15 – Энергетическая диаграмма одиночной треугольной ямы и треугольной ямы комбинированного профиля «узкая – широкая»

4.4.3 Энергетический возможности треугольной ямы «широкая – узкая»

На рисунке 4.16 приведены энергетические спектры одиночной ТКЯ и комбинированной ТКЯ с профилем «широкая – узкая». Как следует из рисунка, в одиночной яме шириной шириной 7,8 нм имеется три уровня с энергиями $E = 0,20$ эВ, 0,39 эВ и 0,54 эВ и с длинами $l_{\text{од}}^{(1)} = 2,87$ нм, $l_{\text{од}}^{(2)} = 5,20$ нм, $l_{\text{од}}^{(3)} = 6,93$ нм, соответственно.

В яме комбинированного профиля глубина узкой ямы составляет 0,30 эВ и шириной 4,4 нм имеется два уровня с энергией 0,32 эВ длиной $l_{\kappa 2} = 5,80$ нм. Второй уровень в широкой яме имеет энергию 0,46 эВ и длину $l_{\kappa 2} = 6,59$ нм. Интенсивность излучения такой ямы в условных единицах будет составлять

$$I_{\Gamma C}^{(\text{од})} \propto l_{\text{од}}^{(1)2} + l_{\text{од}}^{(2)2} + l_{\text{од}}^{(3)2} = 2,87^2 + 5,20^2 + 6,93^2 \cong 48,0.$$

Сравнение интенсивностей излучения одиночной ТКЯ шириной 7,8 нм и ТКЯ комбинированного профиля описывается выражением:

$$\frac{I_{\Gamma C}^{(\text{комб})}}{I_{\Gamma C}^{(\text{од})}} \approx \frac{l_{\kappa 1}^2 + l_{\kappa 2}^2}{l_{\Gamma C}^{(\text{од})}} = \frac{5,80^2 + 6,59^2}{48,0} \cong 1,47.$$

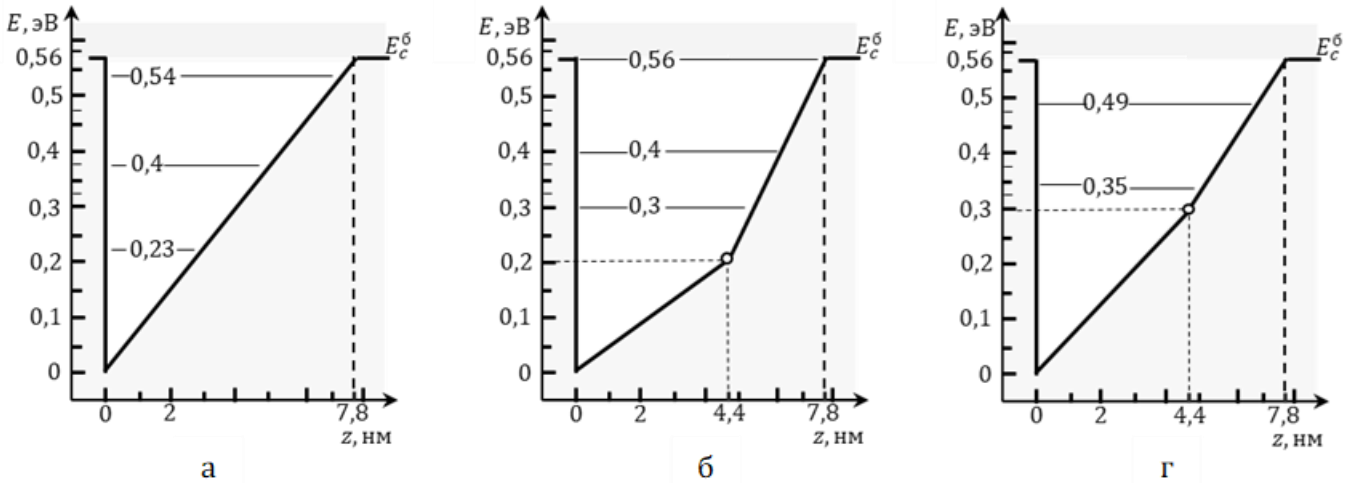


Рисунок 4.16 – Энергетическая диаграмма одиночной треугольной ямы (а) и треугольной ямы комбинированного профиля «широкая – узкая» с различным наклоном (б, г)

Как следует из приведенного расчета, незначительное увеличение интенсивности излучения в ТКЯ комбинированного профиля связано со снижением числа уровней РК в квантовой яме комбинированного профиля при одновременном некотором увеличении их суммарной длины. Уменьшение глубины нижней ТКЯ до значения 0,20 Эв приводит к росту числа уровней до четырех с энергиями 0,25 эВ, 0,36 эВ, 0,45 эВ и 0,53 эВ. Их длины соответственно равны: 4,96 нм, 5,55 нм, 6,41 нм и 7,45 нм. Тогда выигрыш в интенсивности излучения такой ТКЯ комбинированного профиля по сравнению с одиночной ТКЯ будет

$$\frac{I_{\Gamma C}^{(\text{комб})}}{I_{\Gamma C}^{(\text{од})}} \approx \frac{l_{\kappa 1}^2 + l_{\kappa 2}^2 + l_{\kappa 3}^2 + l_{\kappa 4}^2}{l_{\Gamma C}^{(\text{од})}} = \frac{4,96^2 + 5,55^2 + 6,41^2 + 7,45^2}{48,0} \cong 3,17.$$

Такой значительный выигрыш в интенсивности связан с увеличением числа уровней квантования, а значит и росту числа захватываемых ямой свободных носителей.

4.4.4 Обсуждение результатов

Таким образом, рассмотрение выражения для интенсивности излучения ТКЯ комбинированного профиля по сравнению с одиночной треугольной ямой показывает, что предлагаемое комбинирование способно увеличить интенсивность ГС до трех раз.

В данном рассмотрении не учитывается наличие внутреннего электрического поля в треугольных ямах. Однако его роль может оказаться значительной за счет частичной компенсации поля спонтанной поляризации весьма большого для кристаллов GaN, которое

разъединяет в пространстве ямы центриды положительного и отрицательного зарядов свободных носителей и тем самым существенно снижает скорость излучательной рекомбинации. Однако решение этого вопроса, весьма важного для обсуждения интенсивности излучения ГС, выходит за рамки данной работы.

4.5 Получение белого света при помощи комбинированных квантовых ям

Теоретически, для получения в белой светодиод без использования люминофора гетероструктура с МКЯ, должна содержать три КЯ с разным содержанием индия $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, соответствующих получению синего, зеленого и красного цветов излучения. Необходимая ширина запрещенной зоны в каждой яме достигается в процессе роста слоя квантовых ям, путем выбора нужным уровням легирования GaN индием. Требуемое процентное содержание индия в газовой среде реактора МЛЭ при выращивании КЯ рассчитывается по формуле (в эВ):

$$\Delta E_g^{(n)} = 3,4 - 2,63 \cdot x; \quad (4.28)$$

Значение величины энергетического зазора для излучательной рекомбинации в каждой яме больше ширины запрещенной зоны КЯ и составляет следующие значения: для получения красного цвета $\Delta E_g^{(1)} = 1,94 [\text{эВ}]$; для ямы зеленого цвета $\Delta E_g^{(2)} = 2,25 [\text{эВ}]$; и для ямы, генерирующей синий цвет $\Delta E_g^{(3)} = 2,75 [\text{эВ}]$; . Различие в величинах $\Delta E_g^{(n)}$ и $\Delta E^{(n)}$ вызвано тем, что излучательная рекомбинация идет преимущественно между первыми уровнями размерного квантования для электронов $E_1^{(n)}(x) = \hbar^2 \pi^2 / 2a^2 m_n^*(x)$ и для дырок $E_1^{(p)}(x) = \hbar^2 \pi^2 / 2a^2 m_p^*(x)$. Их энергии зависят от эффективных масс носителей заряда, которые в свою очередь зависят от x по линейному закону:

$$\begin{aligned} m_n^*(x) &= m_n^*(\text{GaN}) - [m_n^*(\text{GaN}) - m_n^*(\text{InN})] \cdot x = (0,20 - 0,09 \cdot x) \cdot m_0; \\ m_p^*(x) &= m_p^*(\text{GaN}) - [m_p^*(\text{GaN}) - m_p^*(\text{InN})] \cdot x = (0,8 - 0,83 \cdot x) \cdot m_0; \end{aligned} \quad (4.29)$$

Формула для вычислить концентрации индия в КЯ излучающей на требуемой длины волны будет иметь вид:

$$\Delta E_g^{(\text{КЯ})} (\text{эВ}) = \left(\frac{h\nu}{e\lambda_c} \right) - \frac{\hbar^2 \pi^2}{2e \cdot a^2} \left(\frac{1}{m_n^*(x_c)} + \frac{1}{m_p^*(x_c)} \right) = 3,40 - 2,63 \cdot x_c; \quad (4.30)$$

где $\Delta E_g^{(\text{КЯ})}$ – ширина запрещенной зоны. Решить равенство (4.3) относительно x_c предполагает решение уравнения третьей степени, что является довольно сложной задачей. По этому это равенство легче решать графическим методом. Для этого перепишем равенство (4.30):

$$Y_1(x) = \left(\frac{hc}{e\lambda_c} \right) - \frac{\hbar^2 \pi^2}{2e \cdot a^2} \left(\frac{1}{m_n^*(x_c)} + \frac{1}{m_p^*(x_c)} \right); \quad (4.31)$$

$$Y_2(x) = 3,40 - 2,63;$$

где верхняя часть равенства (4.31) представлять собой гиперболу, а нижняя – прямую линию. Решением (4.31) для заданных значений длине волны представлены в таблице 4.2:

Таблица 4.2 – Размеры квантовых ям и концентрация в них индия (In) RGB-ГС

λ , мкм	a, нм	x (%)
0.65	4	0.5
0.55	3,5	0.44
0.45	2	0.3

Как видно из таблицы 4.2, зеленый и красные цвета требуют изготовления КЯ шириной больше 2 нм, что ведет к значительному снижению эффективности их работы, в следствие уменьшению перекрытия волновых функций, при переходе от синего к зеленому цвету глубины КЯ с ростом содержания индия будет увеличивается, что приводит к уменьшению скорости захвата, носители из-за большой разницы между первым энергетическим уровнем КЯ и зоной проводимости что создает определённые трудности при смешении RGB-цветов. Дополнительные трудности создаёт снижение интенсивности красной и зеленой ямы за счет выделения индия в виде второй фазы в процессе выращивания и эксплуатации КЯ. Все это приведет к рассогласованию в комбинации RGB цветов, а значит и изменению цвета суммарного излучения и его уходу от белого цвета [3, 196,197].

4.5.1 Баланс смешения RGB цветов

Как показано в разделе 4.3, КЯ комбинированного профиля способны генерировать излучение более высокой интенсивности по сравнению с одиночные ПКЯ той же глубины и толщины, причем управляя параметрами комбинированной ямы, можно менять интенсивность излучения [194 - 199]. Таким образом, светодиодный источник белого света можно изготовить по технологии RGB на одном чипе, балансируя интенсивности излучения трех источников изменением числом объединяемых ям, их шириной и глубиной.

Для правильного смешения RGB цветов по средством ККЯ необходимо снять спектральную характеристику гетероструктуры с МКЯ, выращенными по заданным параметрам, представленным (таблице 4.2). По результатам анализа можно будет определить, на сколько

сильно различаться друг от друга спектры излучения каждой из длины волны, тем самым правильно определив параметры будущей RGB-гетероструктуры с ККЯ, которая может обеспечить нужный баланс цветов.

Для наглядности зададим некоторый средний параметр отставания для цветов по интенсивности. Пусть интенсивность излучения генерируемой красной-КЯ(R) буде ниже интенсивности излучения синей-КЯ(B) в 1.5 раза, тогда как, зеленая-КЯ(G) будет уступать КЯ(B) в 1.7 раз. Что позволит задать условия для ККЯ, при которых наблюдается сбалансированное смешение триады RGB цветов [3, 196, 197]: для КЯ(R) $I_{\text{ГС}}^{(\text{Комб})} : I_{\text{ГС}}^{(\text{Один})} = 1 + R^2 = 1.7$; для КЯ(G):

$$I_{\text{ГС}}^{(\text{Комб})} : I_{\text{ГС}}^{(\text{Один})} = 1 + R^2 = 1.5;$$

Количество комбинируемых КЯ, определяется следующей формулой, подробно рассмотренной в разделе 4.2.3:

$$\Delta E_c \text{ (эВ)} \cong 4 \frac{\hbar^2 \pi^2}{2e \cdot m_e^* a_{(1)}^2} \sum_{c=1}^{m-1} \left(\frac{a_1}{a_k} \right)^2 + m \cdot \left(\frac{kT}{e} \right) = 4 \frac{\hbar^2 \pi^2}{2e \cdot m_e^* a_{(1)}^2} \left(\frac{q^2}{q^2 - 1} \right) + m \cdot \left(\frac{kT}{e} \right); \quad (4.32)$$

где $a_{1,2,3}$ - толщина нижняя КЯ, q - коэффициент геометрической прогрессии (1.7) для красного цвета), $a_c = a_{c-1} \cdot q$. По заданной длинны волны излучения вычислены размер КЯ: для КЯ(R): $a_1 : a_1 = 4 : 6.8$, нм; Для КЯ(G): $a_1 : a_1 = 3.5 : 5.25 : 6.13$, нм;

Энергетическая диаграмма такой структуры представлена на рисунке 4.17. Это в определенном смысле идеальная картина. Однако известно, что при высоком содержания индия в InGaN, особенно при нагревании, он выходит из указанного состава в межузельное пространство, образуя преципитаты [3, 209, 210]. Как результат, фазовый состав вещества квантовой ямы оказывается нарушен как с химической точки зрения, так и физической – появляются неоднородности состава от металла (преципитаты индия) до диэлектрика (GaN).

Устранения эффекта выделения второй фазы в яме красного цвета – КЯ(R), по мнению автора, возможно двумя способами. Первый способ заключается в том, что в вещество этой ямы вводится люминесцентное вещество, например, из группы лантанидов, генерирующее при возбуждении красное излучение. Работы в этом направлении показывают значительный рост интенсивности [2]. Для сохранения состава и структуры КЯ(R) её фазовый состав целесообразно сделать аналогичным составу КЯ(G).

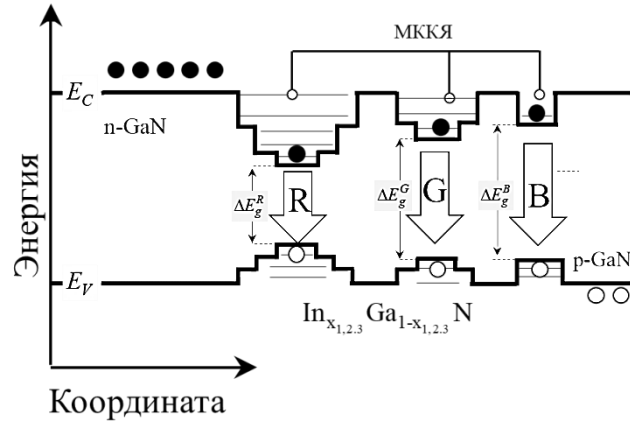


Рисунок 4.17 Энергетическая диаграмма RGB- гетероструктуры с комбинированными квантовыми ямами [196]

На рисунке 4.18 показана энергетическая диаграмма RGB гетероструктуры с использованием.

Однако более эффективным методом генерации красного излучения следует признать введение в структуру квантовой ямы короткопериодной сверхрешетки из InGaN/GaN [22], позволяющее получить излучение требуемой длины волны с высоким коэффициентом преобразования [230, 231].

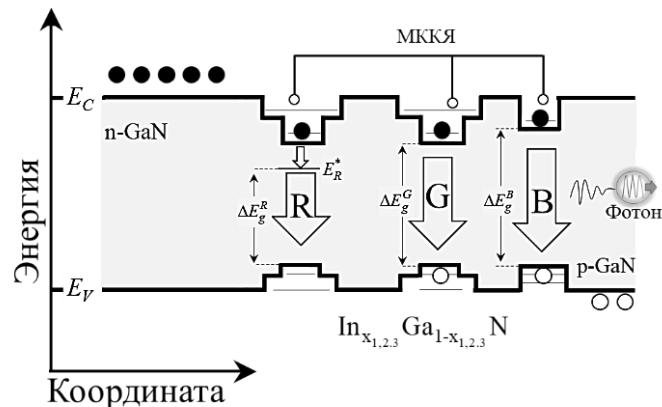


Рисунок 4.18 Энергетическая диаграмма RGB - гетероструктуры с комбинированными квантовыми ямами с добавлением лантанидов в КЯ(R)

ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 4

1. В рамках модели бимолекулярной излучательной рекомбинации получено аналитическое выражение для интенсивности излучения ГС с КЯ, показавшее возможность её увеличения за счет роста числа захватываемых носителей заряда с дополнительных уровней размерного квантования в верхней части энергетического спектра ямы.

Предложена методика составления КЯ комбинированного профиля из прямоугольных и треугольных квантовых ям с различными значениями глубины, ширины и наклона, обеспечивающая уплотнение энергетического спектра в верхней части спектра квантовой ямы и, тем самым, увеличение скорости захвата электронов / дырок на состояния квантовой ямы.

2. Описана методика составления квантовых ям комбинированного профиля с более плотным энергетическим спектром для носителей заряда в верхней части комбинированной квантовой ямы. Составлено математическое выражение для расчета интенсивности излучения ГС с КЯ комбинированного профиля. Численные оценки интенсивности излучения в предположении «невзаимодействующих» квантовых ям показали возможность в общем случае увеличение интенсивности излучения в несколько раз по сравнению с ГС с одиночными (не комбинированными) квантовыми ямами.

3. Проведен расчет спектра электронных состояний в квантовых ямах комбинированного профиля, составленного из двух и более прямоугольных квантовых ям разной толщины и глубины. На основании полученного спектра энергий УРК оценен выигрыш в интенсивности излучения, получаемый за счет комбинированного профиля из трех прямоугольных квантовых ям на основе InGaN/GaN, оказавшийся равным по величине 5,25 раза по сравнению с интенсивностью ГС на некомбинированных квантовых ямах.

4. Проведен расчет спектра электронных состояний в квантовых ямах комбинированного профиля, составленного из двух треугольных квантовых ям разной толщины, глубины и наклона. На основании полученного спектра энергий оценен выигрыш в интенсивности излучения, получаемый за счет комбинированного профиля квантовых ям из InGaN/GaN, оказавшийся по величине до 5.3 раза для конфигурации профиля «узкая яма – широкая яма». При объединении двух треугольных квантовых ям в комбинированный профиль «широкая яма – узкая яма» выигрыш по интенсивности с ГС треугольного профиля достигает 3,17 раза. Полученные значения интенсивности излучения рассчитаны для случая без оптимизации параметров комбинированной ТКЯ, которая может увеличить выигрыш.

5. Предложено практическое применение разработанной методики повышения эффективности излучения гетероструктуры с квантовыми ямами для разработки источника белого света по RGB технологии на одном чипе. Для создания источников зеленого и голубого излучения используются прямоугольные квантовые ямы комбинированного профиля, тогда как для получения излучения красного цвета в комбинированную квантовую яму вводится дополнительно короткопериодная сверхрешетка или в состав вещества красного светодиода вводится люминесцирующее вещество, дающие красное излучение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При выполнении диссертационного исследования получены следующие основные результаты:

1. На основе проведенного обзора научно-технической литературы по светодиодным гетероструктурам на основе р-п перехода с квантовыми ямами InGaN/GaN установлено, что основным вопросом совершенствования их излучательных свойств является вопрос повышения эффективности преобразования в них электрического тока в световое излучение. Установлено, что нет полной ясности влияния структуры энергетического спектра уровней размерного квантования на интенсивность генерируемого излучения, а также пространственного распределения КЯ по области пространственного заряда р-п перехода на скорость излучательной рекомбинации в ямах. Также недостаточно информация о феноменологической модели процесса захвата свободных носителей заряда КЯ.

2. Анализа свойств энергетического спектра прямоугольной и треугольной ям показал, что спектр прямоугольной ямы разрежен в его верхней части. Это ограничивает число захватываемых ямой свободных носителей заряда, а значит и интенсивность генерируемого излучения. Для увеличения их скорости захвата целесообразно увеличить толщину ямы в её верхней части, сохранив толщину ямы в её нижней части, которая определяет длину волны генерируемого излучения. Выполнение этих требований приводит к тому, что оптимальная форма ямы должна быть составной, сочетая узкую нижнюю часть и широкую верхнюю.

3. На основании анализа физической картины протекания излучательной рекомбинации в квантовых ямах, характеризующихся большим различием в значениях в них концентраций электронов и дырок, предложено, что при высоких уровнях легирования полупроводника и малом уровне инжекции неравновесных носителей заряда, бимолекулярная модель излучательной рекомбинации имеет ограничение, связанное пропорциональным снижением концентрации неосновных носителей заряда. При высоких уровнях легирования (по аналогии с моделью Шокли-Рида-Холла рекомбинации через глубокий уровень) предложено пользоваться вычислением скорости излучательной рекомбинации функцией обратной суммы обратных величин, которая дает независимость скорости излучательной рекомбинации от уровня легирования. Сравнение с экспериментальными данными по времени жизни носителей заряда в GaAs показывает наличие области концентрации легатуры ($10^{16} \div 10^{18}$) см^{-3} , в пределах которой время их жизни не зависит от уровня легирования. Составлена модель излучательной рекомбинации, в которой в области низких уровней легирования доминирует бимолекулярная модель, а в области высоких концентраций – модель независимости скорости излучательной рекомбинации от легирования полупроводника.

4. На основе анализа физических процессов, протекающих в различных элементах гетероструктуры с квантовыми ямами, разработана методика составления последовательно-параллельной эквивалентной схемы гетероструктуры с квантовыми ямами, в которой корректно учтены все области и электронные процессы, включающие процессы захвата квантовой ямой и эмиссии из неё электронов, их излучательную рекомбинацию в квантовых ямах и диффузию в барьерных слоях. Получены аналитические выражения для всех активных и реактивных элементов, входящих в ЭС. Сравнение расчетных зависимостей эквивалентной емкости и эквивалентного сопротивления от частоты тестового сигнала с экспериментальными данными по частотным зависимостям эквивалентной емкости и эквивалентного сопротивления позволяет определять численные значения ряда параметров ЭС.

5. Предложен метод профилирования концентрации свободных носителей заряда в гетероструктурах с квантовыми ямами, основанный на низкочастотных измерениях дифференциального сопротивления гетероструктуры от напряжения смещения. Получено аналитическое выражение для профиля концентрации свободных носителей заряда в р-п переходе. Экспериментальные исследования подтвердили возможности метода резистивного профилирования по обнаружению квантовых ям и их особенностей. Проведено экспериментальное сравнение предложенного метода с методом емкостного профилирования, показавшее высокую чувствительность резистивного профилирования к особенностям распределения концентрации свободных носителей заряда в пределах р-п перехода с квантовыми ямами.

6. Методом Фурье – спектроскопии экспериментально установлено, что в фононном спектре светоизлучающей ГС с КЯ из $\text{In}_{0,12}\text{GaN}_{0,88}/\text{GaN}$ имеются два пика с энергиями $E_1 = 1,93$ эВ и $E_2 = 0,207$ эВ, которые могут быть связаны с захватом носителей заряда квантовыми ямами. Предполагается, что фононы с энергией $E_2 = 0,207$ эВ образуются в результате захвата электронов на второй (верхний) уровень размерного квантования в электронной яме. Последующая релаксация электронов на излучательный уровень сопровождается генерацией фононов с энергией $E_1 = 1,93$ эВ. Построена энергетическая диаграмма квантовой ямы с включением в неё захвата электрона и генерацию фононов.

7. В рамках модели бимолекулярной излучательной рекомбинации Шокли получено аналитическое выражение для интенсивности излучения ГС с КЯ, показавшее возможность её увеличения за счет роста числа захватываемых носителей заряда.

8. Предложена методика составления КЯ комбинированного профиля из прямоугольных и треугольных ям с различными параметрами: глубиной, шириной и наклоном,

обеспечивающая уплотнение энергетического спектра в верхней части ямы и тем самым увеличение скорости захвата носителей на энергетические состояния в яме.

9. Предложена методика получения из двух и более прямоугольных ям ямы комбинированного профиля с более плотным энергетическим спектром в верхней части комбинированной ямы. Выведено математическое выражение для расчета интенсивности излучения ГС с КЯ комбинированного профиля. Численные оценки интенсивности излучения в предположении «невзаимодействующих» ям показали возможность роста интенсивности по сравнению с ГС с одиночными (некомбинированными) ямами до несколько раз, определяемых значениями параметров объединяемых квантовых ям.

10. Рассчитан спектр электронных состояний в ямах комбинированного профиля, составленных из двух треугольных ям разной толщины, глубины и наклона. На основании полученного спектра энергий оценен выигрыш в интенсивности излучения, получаемый за счет комбинированного профиля ям на основе InGaN/GaN, оказавшийся равным по величине 5,3 раза для конфигурации профиля «узкая яма – средняя яма - широкая яма». При объединении двух треугольных ям в профиль «широкая яма – узкая яма» выигрыш по интенсивности с ГС треугольного профиля достигает 3,2 раза. Приведённые численные значения выигрыша получены без оптимизации параметров объединяемых ТКЯ, которая может увеличить указанные значения.

11. Предложено практическое применение разработанной методики повышения эффективности излучения гетероструктуры с квантовыми ямами комбинированного профиля при разработке источника белого света по RGB технологии на одном чипе. Ямы комбинированного профиля целесообразно использовать для изготовления источников зеленого и голубого излучения. Для получения красного излучения можно ввести в квантовую яму короткопериодную сверхрешетку.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНОЧЕНИЙ

ВАХ	вольтамперная характеристика
ВИР	время излучательной рекомбинации
ВСХ	вольтсименсная характеристика
ВФХ	вольтфарадная характеристика
ГС	гетероструктура
ККЯ	комбинированная квантовая яма
КЯ	квантовая яма
МКЯ	множественные квантовые ямы
ОПЗ	область пространственного заряда
ОСОВ	обратная сумма обратных величин
ПКЯ	прямоугольная квантовая яма
ПЭС	плотность электронных состояний
РК	размерное квантование
СД	светодиод
ТКЯ	треугольная квантовая яма
УРК	уровни размерного квантования
ЭС	эквивалентная схема

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алферов Ж.И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур / Ж.И. Алферов // Физика и техника полупроводников. – 1998. – Т.32, № 1. – С. 3–18.
2. Шуберт Ф.Е. Светодиоды / Ф.Е. Шуберт; под ред. А.Е. Юновича. – 2-е изд. – М: Физматлит, 2008. – 496 с.
3. Schubert E. F. Solid-state light sources getting smart / E.F. Schubert, J. K. Kim // Science. – 2005. – V.308. – P. 1272 – 1278.
4. Юнович А.Э. Светодиоды и их применение для освещения: Светодиоды и их перспективы для применения в освещении / А.Э. Юнович. – М: Знак, 2012. – 280 с.
5. Status and future of high-power light-emitting diodes for solid-state lighting / M.R Krames, O.B Shchekin, R. Mueller-Mach [et al.] // Journal of Display Technology. – 2007. – V.3. – P. 160 – 175.
6. Щука А.А. Нанoeлектроника / А.А. Щука; под ред. Профессора А.С. Сигова. – Санкт-Петербург: ВХВ – Петербург, 2006. – 799 с.
7. Евтушенко Г.С. Лазерные системы в медицине/ Г.С. Евтушенко, Аристов А.А. – Томск: Томский политехнический университет, 2003. – 123 с.
8. Чаплыгина Ю. А. Нанотехнологии в электронике / Ю. А. Чаплыгина. — М: Техносфера, 2005. – 476 с.
9. Авдонин Б. Н. Электроника. Вчера... Сегодня. Завтра? / Б. Н. Авдонин, В. В. Мартынов – М: Дека, 2005. – 650 с.
10. Георгобиани А.Н. Электролюминесценция полупроводников и полупроводниковых структур / А.Н. Георгобиани // Соросовский образовательный журнал. – 2000. – Т.6, № 3. – С.105 – 111.
11. Юнович А.Э. Исследования и разработки светодиодов в мире и возможности развития светодиодной промышленности в России / А.Э. Юнович // Светотехника. – 2007. – № 6. – С.13.
12. Павлюченко А.С. Российский опыт создания высокоэффективных светодиодов на основе нитрида галлия для общего освещения / А.С. Павлюченко, И.В. Рожанский, Д.А. Закгейм // Физика и техника полупроводников. – 2009.– Т.43, №10. – С. 1391– 1397.
13. Исследование тепловых процессов в мощных InGaN/GaN флип-чип светодиодах с использованием инфракрасной тепловизионной микроскопии / Д.А. Закгейм, И.П Смирнова, И.В.Рожанский [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2005. – Т.44, № 3. – С. 390 – 396.
14. Влияние джоулева разогрева на квантовую эффективность и выбор теплового режима мощных голубых InGaN-GaN светодиодов / А.А. Ефремов,¶, Н.И. Бочкарева, Р.И. Горбунов, [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2006. – Т.40, № 5.– С 621 – 627.

15. Effect of the joule heating on the quantum efficiency and choice of thermal conditions for high-power blue InGaN/GaN LEDs / M. Yamada, T. Mitani, Y. Nurukawa, S. Shioji, I. Niki, S. Sonobe, K. Deguchi, M. Sano, T. Mukai // *J. Appl. Phys.* – 2002. – V41. – P. 1431–1441.
16. Влияние температуры на механизм инжекции носителей в светодиодах на основе множественных квантовых ям InGaNGa / И.А. Прудаев, И.Ю. Голыгин, С.Б. Ширапов, [и др.] // *Физика и техника полупроводников.* – 2013. – Т.47, № 10. – С. 1391–1396.
17. Рейтинг осветительных установок для освещения производственного цеха Текст: электронный / Lumen magazine: интернет-портал. – URL: http://www.lumen2b.ru/download/lumen_1-2012.pdf (дата обращения: 19.02.2023).
18. Нанотехнологии в полупроводниковой электронике под ред. А. Л. Асеев. — Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2004. – С. 337–336.
19. Пул Ч. Нанотехнологии / Ч. Пул, Ф. Оуэнс изд. 5-е. – М: Техно-сфера, 2010. – 335 с.
20. Питер Ю. Основы физики полупроводников / Ю. Питер, М. Кардона. – М. : Физматлит. – 2002. – 560 с.
21. Влияние хвостов локализованных состояний в InGaN на уменьшение эффективности GaN-светодиодов с ростом плотности ток / Н.И. Бочкарева, В.В. Вороненков, Р.И. Горбунов [и др.] // *Физика и техника полупроводников.* – 2012. – Т.46, № 8. – С. 1054–1060.
22. Использование короткопериодных сверхрешеток InGaNGaN в светодиодах синего диапазон / В.С. Сизов, А.Ф. Цацульников, А.В. Сахаров [и др.] // *Физика и техника полупроводников.* – 2010. – Т.44, № 7. – С. 955–962.
23. Бочкарева Н.И. Падение эффективности GaN-светодиодов при высоких плотностях тока туннельные токи утечки и неполная латеральная локализация носителей в квантовых ямах InGaNGa / Н.И. Бочкарева, Ю.Т. Ребане, Ю.Г. Шретер // *Физика и техника полупроводников.* – 2014. – Т.48, № 8. – С. 1107–1117.
24. Бочкарева Н.И. Рост скорости рекомбинации Шокли–Рида–Холла в квантовых ямах InGaNGaN как основной механизм падения эффективности светодиодов при высоких уровнях инжекции / Н.И. Бочкарева, Ю.Т. Ребане, Ю.Г. Шретер // *Физика и техника полупроводников.* – 2015. – Т.49, № 12. – С. 1714–1719.
25. Орликовский А.А. Проблемы развития кремниевой транзисторной наноэлектроники / А. А. Орликовский // *Вестник международной академии наук.* – 2006. – Т.27, № 17. – С. 53–57.
26. Матвеев А.Н. Оптика / А.Н. Матвеев. – М. : Высшая школа, 1985. – 26 с.
27. Бонч-Бруевич В.Л. Физика полупроводников / В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. – М. : Наука, 1977. – 672 с.
28. Н.И. Бочкарева, Д.В. Тархин, Ю.Т. Ребане, Р.И. Горбунов, Ю.С. Леликов, И.А. Мартынов, Ю.Г. ретер. ФТП, 41, 88 (2007).

29. Two modes of HVPE growth of GaN and related macrodefects / N.I. Bochkareva, V.V. Voronenkov, R.I. Gorbunov [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – V.96, №133. – P. 502 – 512.
30. Mukai T. Characteristics of InGaN-Based UV/Blue/Green/Amber/Red Light-Emitting Diodes / T. Mukai, M. Yamada, S. Nakamura // *Japanese Journal of Applied Physics.* – 1999. –V. 38. – P. 3976 – 3985.
31. Recombination balance in green-light-emitting GaN/InGaN/AlGaIn quantum wells/ P.G. Eliseev, M. Osinski, H. Li [et al.] // *Applied Physics Letters.* – 1999. –V.75. – P. 3838 –3840.
32. Monemar B. Defect related issues in the “current roll-off” in InGaN based light emitting diodes / B. Monemar, B.E. Sernelius. // *Applied Physics Letters.* – 2007. – V.91. – P. 181–191.
33. High light-extraction GaN-based vertical LEDs with double diffuse surfaces / Y.J. Lee, H.C. Kuo, T.C. Lu [et al.] // *IEEE J Quantum Electron.* – 2006. – V.42, №12. – P. 1196 – 1201.
34. Hori A. Nanocluster crystals of lacunary polyoxometalates as structure-design-flexible, inorganic nonlinear materials / A. Hori, D. Yasunaga, A. Satake, K. Fujiwara // *Applied Physics Letters.* – 2001. – V.79. – P. 3723 – 3725.
35. Carrier leakage in InGaN quantum well light-emitting diodes emitting at 480 nm / I.A. Pope, P.M. Smowton, P. Blood, [et al.] // *Applied Physics Letters.* – 2003. – V.82. – P. 2755 – 2757.
36. Improvement in efficiency droop of GaN-based light-emitting diodes by optimization of active regions / M.H. Kim, M.F. Schubert, Q. Dai, [et al.] // *Applied Physics Letters.* – 2007. – V.91. – P. 507 – 514 .
37. Auger recombination in InGaN measured by photoluminescence /Y.C. Shen, G.O. Mueller, S. Watanabe [et al.] // *Applied Physics Letters.* – 2007. – V.91. – 141101 – 141104.
38. Direct measurement of Auger electrons emitted from a semiconductor light-emitting diode under electrical: identification of the dominant mechanism for efficiency droop / J. Iveland, L. Martinelli, J. Peretti [et al.] // *Physical Review Letters.* – 2013. – V.110. –P. 177406 – 177410.
39. High-Power Blue-Violet Semipolar (20 $\bar{2}$)over-bar(1)over-bar) InGaIn/GaN Light-Emitting Diodes with Low Efficiency Droop at 200 A/cm / S.F. Chichibu, T. Azuhata, M. Sugiyama, I.T.Y. Kitamura [et al.] // *Vac Sci Technol B.* – 2001. – V.19, – P.2177.
40. Understanding efficiency droop effect in InGaIn/ GaIn multiple-quantum-well blue light-emitting diodes with different degree of carrier localization. / J.Wang, Wang L, Zhao W [et al.] *Appl Phys Lett.* – 2010. – V.97. – 201112.
41. Effects of macroscopic polarization in III-V nitride multiple quantum wells / V. Fiorentini, F. Bernardini, F. Della Sala [et al.] // *Physical Review B.* –1999. – V.60, № 12. – P.8849 –8858.
42. A combined electro-optical method for the determination of the recombination parameters in InGaIn-based light-emitting diodes / M. Meneghini, N. Trivellin, G. Meneghesso [et al.] // *Applied Physics Letters.* – 2009. – V.106. – P. 114508 – 114512.

43. Chichibu S. Spontaneous emission of localized excitons in InGaN single and multi-quantum well structures / S. Chichibu, T. Azuhata, T. Sota, S. Nakamura // *Applied Physics Letters*. – 1996. – V.69. – P.4188 – 4190.
44. Nishida T. Efficient and high-power AlGaIn-based ultraviolet light-emitting diode grown on bulk GaN / T. Nishida, H. Saito, N. Kobayashi // *Applied Physics Letters*. – 2001. – V.79. – P. 711 – 712.
45. Optical and electrical properties of GaN based light emitting diodes grown on micro- and nano-scale patterned Si substrate / C. Chiu, C. Lin, D. Deng, D. Lin, J. Li // *Applied Physics Letters*. – 2011. – V.47. – P. 899 – 906.
46. Jaehee C. Efficiency droop in light-emitting diodes: Challenges and countermeasures / C. Jaehee, E. Fred Schubert, J. K. Kim // *Laser and Photonics Reviews*. – 2013. – V.7, №3. – P. 408 – 421.
47. Direct measurement of Auger recombination in In_{0.1}Ga_{0.9}N/GaN quantum wells and its impact on the efficiency of In_{0.1}Ga_{0.9}N/GaN multiple quantum well light emitting diodes / M. Zhang, P. Bhattacharya, J. Singh, J. Hinckley // *Applied Physics Letters*. – 2009. – V.95. – P. 201108 – 201109.
48. High-power and high-efficiency InGaIn-based light emitters. *IEEE Trans. Electron Dev.* 57, 79-87 / A. Laubsch, M. Sabathil, J. Baur [et al.] // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2010. – V.57, № 1 – P.79 – 87.
49. On the importance of radiative and Auger losses in GaN-based quantum wells / J. Hader, J. V. Moloney, B. Pasenow [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2008. – V.92. – P. 261103 – 261104.
50. Joachim P. Efficiency droop in nitride-based light-emitting diodes / P. Joachim // *Physics Status Solidi A*. – 2010. – V.17. – P. 1– 9.
51. Nakamura S. High-power InGaIn/GaN double-heterostructure violet light emitting diodes / S. Nakamura, M. Senoh, T. Mukai // *Applied Physics Letters*. – 1993. – V.62. – P. 2390 – 2392.
52. J. Y. Tsao, in: *Solid-State Lighting: Science, Technology and Economic Perspectives*, OPTO Plenary Presentation (SPIE Photonics West, San Francisco, 2010).
53. Ultraviolet InGaIn and GaN Single-Quantum-Well-Structure Light-Emitting Diodes Grown on Epitaxially Laterally Overgrown GaN Substrates / T. Mukai, M. Yamada, S. Nakamura, *Applied Physics Letters*. – 1999. – V.38. – P. 5735– 5740.
54. Yang Y. *Scanning Probe Microscopy in Nanoscience and Nanotechnology* / Y. Yang, X. A. Cao, C. Yan // *IEEE Trans. Electron Devices*. – 2008. – V.55. – P. 1764 –1771.
55. Carrier recombination mechanisms and efficiency droop in GaInN/GaN light-emitting diodes / Q. Dai, Q. Shan, J. Wang [et al.] // *Appl Phys Lett*. – 2010. – V.97. – P. 133507 – 133510.
56. Optical Properties of GaN-Based Green Light-Emitting Diodes Influenced by Low-Temperature p-GaN Layer / Li. Jianfei, C. Duo, L. Kuilong [et al.] // *IEEE Photonics Technol. Lett.* – 2009. – V.21 – P. 477 – 479.

57. Anti-localization suppresses non-radiative recombination in GaInN/GaN quantum wells / A. Hangleiter, C. Netzel, D. Fuhrmann [et al.] // *Philosophical Magazine*. – 2007. – V.87. – P. 2041–2065.
58. Bertazzi F. A numerical study of Auger recombination in bulk InGaN / F. Bertazzi, M. Goano, E. Bellotti // *Applied Physics Letters*. – 2010. – V.97. – P. 231118–231119.
59. Measurement of electron overflow in 450 nm InGaN light-emitting diode structures / K.J. Vampola, M. Iza, S. Keller [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2009. – V.94. – P. 6116 – 6119.
60. Whit light emitting diodes with super-high luminous efficacy / Y. Narukawa, M. Ichikawa, D. Sanga [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2010. – V.43. – P. 354002–354002.
61. Demonstration of nonpolar m-plane InGaN/GaN light-emitting diodes on free-standing m-plane GaN substrates / A. Chakraborty, A. Benjamin, K. Stacia [et al.] // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 2005. – V.44. – P. L173-L175.
62. Dislocation-free m-plane InGaN/GaN light-emitting diodes on m-plane GaN single crystals / Okamoto K // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 2006. – V.45. – P. L1143- L1197.
63. Study of low efficiency droop in semipolar (20-2-1) InGaN light-emitting diodes by time-resolved photoluminescence / H. Fu, Z. Lu, X. Zhao [et al.] // *Journal of Display Technology*. – 2016. – V.12. – P. 736 – 741.
64. Pyroelectric properties of Al(In)GaN/GaN hetero- and quantum well structures / O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys [et al.] // *J Phys Condens Matter*. – 2002. – V.14. – P. 3399.
65. Demonstration of a semipolar (1013) InGaN/GaN green light emitting diode / R. Sharma, P.M. Pattison, H. Masui [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2005. – V.87. – P. 231110 – 354002.
66. Influence of polarity on carrier transport in semipolar (2021) and (202 1) multiple-quantum-well light-emitting diodes / Y. Kawaguchi, C.Y. Huang, Y.R. Wu [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2012. – V.100. – P. 231110 – 231110.
67. Кравченко А.Ф. Электронные процессы в твердотельных системах пониженной размерности / А.Ф. Кравченко, Овсянко В.Н. – Новосибирск: Изд. НГУ, 2000. – 447 с.
68. Фридрихов С.А. Физические основы электронной техники / С.А. Фридрихов, С.М. Мовнин. – М. : Мир, 1985. – 684 с.
69. Зегря Г.Г. Механизмы оже-рекомбинации в квантовых ямах / Г.Г. Зегря, А.С. Полковников // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1998. – Т.4, №133. – С.1491-1521.
70. Рощин В.М. Технология материалов микро-опто- и наноэлектроники / В.М. Рощин – М: БИНОМ, 2010. – 180 с.
71. Игнатов А.Н. Классическая электроника и наноэлектроника / А.Н. Игнатов, Н.Е. Фадеева, В.Л. Савиных. – М. : Флинта, 2009. – 477 с.

72. Абакумов А.Н. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках / А.Н. Абакумов, В.И. Перель Яссиевич И.Н. – С.-Петербург: Изд. Петербургский институт ядерной физики им Б.П. Константинова РАН, 1997. – 376 с.
73. Патент РФ № RU 2012127286 / С1 26.06.2012 Павлюченко А.С. Гетероструктура на профилированной подложке // Патент России № 134362. 2012
74. Патент РФ № RU 2007137160 / С1 26.06.2005 Чуа С.Д., Чен П., Такасука Э. Белый светоизлучающий диод на основе нитрида металла группы // Патент России № 2379787.
75. Патент РФ № RU 008129924 / С1 26.06.2005 Агапов М.Г. Светодиодная гетероструктура с множественными InGaN/GaN квантовыми ямами // Патент России № 114002005
76. Патент РФ № RU 99106911 / С1 24.03.2005. Васильев Ю.Б., Сучалкин С. Д. Инжекционный источник оптического излучения // Патент России № 836552008.
77. Патент РФ № RU 2016149897 / С1 20.12.2018 Веселов Д.А., Николаев Д.Н., Слипченко С.О., Пихтин Н.А., Тарасов И.С. Гетероструктура мощного полупроводникового лазера спектрального диапазона 1400-1600 // № 836552008.
78. Approaches for high internal quantum efficiency green InGaN light-emitting diodes with large overlap quantum wells / Zhao Hongping, Liu Guangyu, Jing Zhang [et al.] // Optics Express. – 2011. – V. 19, № S4. – P. 991-1007
79. Leite R.C. Radiative Recombination from Photoexcited Hot Carriers In GaAs / R.C. Leite, J. Shah // Phys. Rev. Lett. – 1969. – V.22. – P.1304 – 1315.
80. Механизмы деградации фотодиодов с барьером Шоттки на основе монокристаллов ZnS / Н.Е. Корсунская, Е.П. Шульга, Т.Р. Стара [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2016. – Т.50, №1. – С.112 – 119.
81. Nonradiative lifetime extraction using power-dependent 46 relative photoluminescence of III-V semiconductor double-heterostructures / A.W. Walker, S. Heckelmann, C. Karcher [et al.] // Journal of Applied Physics. –2016. – V.119, № 2. – P.155 –162.
82. Фридрихов С.А. Физические основы электронной техники / С.А. Фридрихов, С.М. Мовнин. – М. : Мир, 1985. – 684 с.
83. Мосс, Т. Полупроводниковая оптоэлектроника / Т.Мосс, Г.Баррел, Б.Эллис – М. : Мир, 1976. – 431 с.
84. Бонч – Бруевич, В.Л. Физика полупроводников / В.Л. Бонч – Бруевич, С.Г. Калашников. – М. : Наука, 1990. – 685 с.
85. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках / Ж.Панков; под ред. Ж.И. Алферова, В.С. Вавилова. – М.: Мир, 1973. – 456 с.

86. Nitride Semiconductor Devices. Principle and Simulation / Edited by J. Piprek. – Verlag: WILEY-VCH, 2007, - 496 p.
87. Шишкин Г.Г. Нанoeлектроника: элементы, приборы, устройства / Г.Г. Шишкин, И.М. Агеев – М.: БИНОМ, 2011. – 408 с.
88. Piprek, J. Optoelectronic Devices: Advanced Simulation and Analysis / J. Piprek. – Springer: New York, 2005. – 466 p.
89. Ландау Л.Д. Квантовая механика. Нерелятивистская теория / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М. : Наука, 1989. -521 С.
90. Драгунов В. П. Основы нанoeлектроники, Учебное пособие. 2-е изд./ В. П. Драгунов, И. Г. Неизвестный, В. А. Гридчин. – М.: Логос, 2006. – 496 с.
91. Глуховский Е.Г. Кулоновская блокада и перенос заряда в микрoзернах антимоноида индия / Е.Г. Глуховский, Н.Д. Жуков // Письма в журнал технической физики. – 2015. – Т.41. – №14. – С.47–55.
92. Суздаев И.П. Нанотехнология: физикохимия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов / И. П. Суздаев. – М: КомКнига, 2006. – 592 с.
93. Ченга Л. Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры / Л. Ченга К. Плога. – М. : Мир, 1989. – 737 с.
94. Мосс Т. Полупроводниковая оптоэлектроника / Т. Мосс, Г. Баррел, Б. Эллис. – М: Мир, 1976. – 431 с.
95. Бонч – Бруевич, В.Л. Физика полупроводников / В.Л. Бонч – Бруевич, С.Г. Калашников. – М: Наука, 1990. – 685 с.
96. Общая процедура расчета электрических характеристик туннельных МДП-структур / М.И. Векслер, С.Э. Тягинов, Ю.Ю. Илларионов [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2013. – Т.47, № 5. – С. 675 – 683.
97. Марычев М.О. Практическое руководство по оптической спектроскопии твердотельных наноструктур и объёмных материалов / М.О. Марычев, А.П. Горшков. – Н.Новгород: Нижегородский государственный университет, 2007. – 33 с.
98. Берман С. Емкостные методы исследования полупроводников / С. Берман. – Ленинград: Наука, 1972. – 104 с.
99. Веттингер П. Проект нанопривод / П.Веттингер, Г.Бинниг // В мире науки. – 2003. – Т.5, № 1. – С.53 –57.
100. Дegrаdация кремниевых тонкопленочных микроморфных (α -Si/ μ c-Si) солнечных модулей: оценка сезонной эффективности на основе данных мониторинга / Д.А. Богданов, Г.А. Горбатовский, В.Н. Вербицкий [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2017. – Т.51, № 1. – С.1229-1234.

101. Органические светоизлучающие устройства на основе ряда новых политиенотиофеновых комплексов с использованием высоколюминесцентных квантовых точек / А.А. Вашенко, Д.О. Горячий, А.Г. Витухновский [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2016. – Т.50, №. 1. – С.120 – 124.
102. Вергелис П.С. Влияние облучения электронами низких энергий на оптические свойства структур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN / П.С. Вергелис, Е.Б. Якимов. // Физика и техника полупроводников. – 2015. – Т.49. - №2. – С.149 – 154.
103. К вопросу об электрофизических свойствах монокристаллов n-InSe / А.Ш. Абдинов, Р.Ф. Бабаева, Р.М. Рзаев [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2016. – Т.50, № 1. – С. 35 – 38.
104. Фотодиодная линейка 1x64 на основе двойной гетероструктуры p-InAsSbP / n-InAs_{0.92}Sb_{0.08}/n⁺-InAs / Н.Д. Ильинский, С.А. Карандашев, Н.Г. Карпухина [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2016. – Т. 50, № 5. – С.657 – 662.
105. Температурные особенности релаксации фотопробности в пленках PbSnTe : In при межзонном возбуждении / А.Н. Акимов, А.Э. Климов, И.Г. Неизвестный [и др.] // Физика и техника полупроводников. - 2016. – Т. 50, № 4. – С.447 – 453.
106. Молекулярно-пучковая эпитаксия гетероструктур широкозонных соединений $A^{II}B^{VI}$ для низкопороговых лазеров с оптической и электронной накачкой / С.В. Сорокин, С.В. Гронин, И.В. Седова, М.В. Рахлин // Физика и техника полупроводников. – 2015. – Т. 49, № 3. – С.342-348.
107. Давыдов В.Н. Симметрия и антисимметрия физических свойств кристаллов в полярно-аксиальных явлениях / В.Н. Давыдов Каранкевич О.А // Материалы докладов XVI Международна научно-практическая конференция «Электронные средства и системы управления». – Томск: В-Спектр, 2017. – Ч.1 – С. 96– 98.
108. Давыдов В.Н. Поляризационные свойства MQW-гетероструктур из InGaN/GaN при нагреве / В.Н. Давыдов // Известия вузов. Физика. – 2014. – Т.57, №12. - С.31-38.
109. Таирова Ю.М. Нанотехноогия. Физика, процессы, диагностика, приборы / Ю.М. Таирова. – М: Физматлит, 2006. – 402 с.
110. Shterengas L. Room temperature operated 3.1 μ m type-I GaSb-based diode lasers with 80 mw continuous wave output power, applied / L. Shterengas, G. Belenky, G.Kipshidze // Physics letters. – 2008. – № 92. – V17. – P. 1711-1722.
111. Физика низкоразмерных систем / Шик А.Я., Мусихин С.Ф., Бакуева Л.Г., Рыков С.А. – М.: Наука, 2001. – 55 с.
112. Фотоэлектрические явления в полупроводниковых и размерно-квантованных структурах / Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, Г.Г. Зегря, Д.А. Фирсов. – С.Пб. : Наука, 2001. – 234 с.

113. Landsberg P.T. Recombination in Semiconductors / Landsberg P.T. – Cambridge: Univ. Press, 1991. – 595 p.
114. Beattie A.R. Auger Effect in Semiconductors / A.R. Beattie, P.T Landsberg // Proc. Roy. Soc. – 1959. – A.249. – P.16-29.
115. Скорость захвата электронов в зависимости от глубины квантовой ямы в полупроводниковых лазерах / З.Н. Соколова, К.В. Бахвалов, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян // Физика и техника полупроводников. – 2016. – Т.50, № 5. – С. 679 – 682.
116. Данилов Л.В. Роль электрон-электронного взаимодействия в процессе захвата носителей заряда в гетероструктурах с глубокими квантовыми ямами / Л.В. Данилов, Г.Г. Зегря. // Физика и техника полупроводников. – 2013. – Т.49, №10. – С. 1347 – 1356.
117. Гельмонт Б.Л. Трехзонная модель Кейна и оже-рекомбинация / Б.Л. Гельмонт – Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – 1978. – 536 с.
118. Haug A. Auger recombination in direct-gap semiconductors: band-structure effects // A. Haug // J. Phys. C: Solid State Phys. – 1983. – № 16. – P. 41-59.
119. Takeshima M. Unified theory of the impurity and phonon scattering effects on Auger recombination in semiconductors / M. Takeshima // Phys. Rev. B. – 1982. – № 8.– P. 5390 – 5414.
120. Абакумов В.Н. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках / Абакумов В.Н., Перель И.В., Ясиевич И.Н. – СПб.: ПИЯФ РАН, 1997. – 116 p.
121. Природа температурной зависимости пороговой 45 плотности тока длинноволновых лазеров на основе ДГС InAsSbP/InAs и InAsSbP/InAsSb / М. Айдаралиев, Г.Г. Зегря, Н.В. Зотова [и др.] // Известия вузов. Физика. –1992. – № 26. – С. 249 – 258.
122. Andreev A.D. Thresholdless Auger recombination mechanism in semiconductors in a quantizing magnetic field / A.D. Andreev, G.G. Zegrya // Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 1994.– V.78. – № 4. – P. 539-545.
123. Agrawal G.P. Long-Wavelength Semiconductor Lasers / Agrawal G.P., Dutta N.K. – New York: Van Nostrand Reinhold, 1993. – 213 p.
124. Auger recombination in a quantum-well-heterostructure laser / R.I. Taylor, R.A. Abram, M.G. Burt, C. Smith // IEE Proceedings. – 1985. – V.132. – P. 364 – 370.
125. Мартинес-Дуарт Дж.М. Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники / Дж.М. Мартинес-Дуарт, Р.Дж. Мартин-Палма, Ф Агулло-Руеда; перевод с англ. А.В. Хачояна; под ред. Е.Б. Якимова. – М: Техносфера, 2007. – 367 с.
126. Ермаков О.Н. Прикладная оптоэлектроника / О.Н. Ермаков – М.: Техносфера, 2004. – 416 с.
- 127.
128. Наноматериалы, нанопокртия, нанотехнологии / Н.А. Азаренков, В.М. Берестнев, А.Д. Погребняк, Л.В. Маликов, П.В. Турбин. – Харьков: Изд ХНУ, 2009. – 209 с.

129. Лозовский В.Н. Нанотехнология в электронике / В.Н. Лозовский, Г.С. Константинова, С.В. Лозовский. – Санкт-Петербург, Москва, Краснодар: Лань, 2008. – 336 с.
130. Борисенко В.Е. Наноэлектроника / В.Е. Борисенко, А.И. Воробьева, Е.А. Уткина. – М. : БИНОМ, 2009. – 223 с.
131. Davydov V.N. Effect of doping on the luminescent properties of LED heterostructures with quantum wells / V.N. Davydov, **O.F. Zadorozhny**, O. A. Karankevich // Russian Physics Journal. – 2020. – V.62, № 10. – P. 1770–504.
132. Давыдов В.Н. Влияние легирования на люминесцентные свойства полупроводников / В.Н. Давыдов, **О.Ф. Задорожный**, О.А Каранкевич // Известия вузов. Физика. – 2019. – Т.62, №3. – С.19-25.
133. **Задорожный О.Ф.** Моделирование излучательной рекомбинации в гетероструктурах с квантовыми ямами / **О.Ф. Задорожный**, В.Н. Давыдов, О.А Каранкевич // Сборник материалов XV Международного научного конгресса «Первые шаги в науке». – Новосибирск: Из-во СГУГиГ, 2019. – Т.6, №1. – С 9-15.
134. **Задорожный О.Ф.** Время излучательной рекомбинации с учетом разбаланса концентраций носителей заряда / **О.Ф. Задорожный**, В.Н. Давыдов // Сборник научных трудов IX международной конференции по фотонике и информационной оптике. – М.: Изд-во «МИФИ», 2020. – С. 385–386.
135. **Задорожный О.Ф.** Схема излучательной рекомбинации с учетом большого числа носителей заряда в гетероструктурах с квантовыми ямами / **О.Ф. Задорожный**, В.Н. Давыдов // Сборник научных трудов XVIII Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. – Томск: Изд-во ТПУ, 2021. – С 133-135.
136. Schubert E.F. Light-Emitted Diodes / Schubert E.F. – Cambridge, 2006. – 436 p.
137. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках / Ж. Панков; под ред. Ж.И. Алферов. М.: МИР, 1973. – 535 с.
138. Епифанов Г.И. Физические основы микроэлектроники / Г.И. Епифанов. – М. : Сов. Радио, 1971. – 376 с.
139. Абакумов В.Н. Безизлучательная рекомбинация в полупроводниках / В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.В. Ясиевич. – СПб.: Петербургский институт ядерной физики РАН, 1997. – 376 с.
- 140.
141. Органические светоизлучающие устройства на основе ряда новых полипиррольных комплексов с использованием высоколюминесцентных квантовых точек / А. А. Ващенко, Д. О. Горячий, А. Г. Витухновский [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2016. – Т. 50, № 1. – С. 120–124.

142. Глуховский Е. Г. Кулоновская блокада и перенос заряда в микрозернах антимонида индия / Е. Г. Глуховский, Н.Д. Жуков // Письма в журнал технической физики. – 2015. – Т. 41. – Вып. 14. – С. 47–55.
143. Davydov V.N. Phonon spectrum of led InGan/Gan heterostructure with quantum wells / V.N. Davydov, O.F. Zadorozhny, O.A. Karankevich // Russian Physics Journal. – 2021. –V.64, № 3. – P. 534 –538.
144. Давыдов В.Н. Фононный спектр LED-гетероструктуры InGaN/GaN с квантовыми ямами / В.Н. Давыдов, А. Н. Лапин, **О.Ф. Задорожный** // Известия вузов. Физика. – 2021. – Т.64, №3. – С. 145-147.
145. Thomson J.J. Contribution of the cosmic radiation to the ionization of the upper atmosphere / J.J. Thomson // Philos. Mag. – 1924. – V. 47. – P. 337 – 342.
146. Lax M. Fluctuations from the Nonequilibrium Steady State / M. Lax // Rev. Mod. Phys. – 1960. – V. 32. – P. 25 – 30.
147. Yassievich I.N. Theory of electron capture by attracting centers in photoexcited semiconductors / I. N. Yassievich, V. N. Abakumov // JETP. – 1976. – V. 71. – P. 657 – 667.
148. Hall R N. Recombination processes in semiconductors/ R.N. Hal. // Proc. IEEE. – 1959. – V. 106B. – P. 923.
149. Shockley W. Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons / W. Shockley, W.T. Read // Phys. Rev. J. – 1952. – V. 87. – P. 835.
150. Wertheim G. K. On the effect of a high magnetic field on recombination through centres / Wertheim G. K. // Phys. Rev. J. – 1958. – V. 109. – P. 1086.
151. Соколова З.Н. Фотопроводимость пленок PbTe(In) с варьируемой микроструктурой / З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян // Физика и техника полупроводников. – 2011. – Т. 45, № 11. – С. 1553–1559.
152. Давыдов В. Н. Захват и эмиссия носителей заряда квантовой ямой полупроводникового источника оптического излучения / В. Н. Давыдов, О.А Каранкевич // Изв. вузов. Физика. – 2018. – Т. 61, № 2. – С. 19–25.
153. The Q-T(c) interval is prolonged in a substantial fraction of patients with cirrhosis, thus indicating delayed repolarization / P.W. Bloom, C. Smidt, J.E. Haverkort, J.H. Wolter // Phys. Rev. – 1992. – V. B47. – P. 2072.
154. Wu F. Performance Analysis and Simulating Calculation of Voltage Sensor in Smart GIS / F.Wu, W.Tian, W.Y.Yan // J. Appl. Phys. – 2013 – V. 113. – P. 154505.
155. Beeler M. Special issue on gallium nitride electronics / M. Beeler, E. Trichas, E. Monroy // Semicond. Sci. Technol. – 2013 – V. 28. – P. 074022.

156. Инфракрасная спектроскопия систем пониженной размерности/ А. И. Ефимова, Л. А. Головань, П.К. Кашкаров [и др.]. – СПб.: Лань, 2016. – 246 с.
157. Mitchell. M.B. *Advanced in Chemistry* / M.B. Mitchell; eds. M. Urban et al. – Washington, DC: American Chemistry Society, 1993. – P. 351–375.
158. Fuller M. P. Calculation of serial-parallel equivalent circuit / M.P. Fuller, Griffiths P.R. // *Anal. Chem.* – 1978. – V.50, № 13. – P. 1906–1910.
159. Протасов Д.Ю. Рассеяние электронов в гетероструктурах AlGaIn/GaN с двумерным электронным газом / Д.Ю. Протасов, Т.В., Малин, А.В. Тихонов // *Известия вузов. Физика.* – 2013. – Т. 47. – Вып. 1. – С. 36–47.
160. Vungtman J. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys / J. Vungtman, J.R. Meyer, L. R. Ram-Mohan // *J. Appl. Phys.* – 2001. – V. 89, № 11. – P. 5815–5875.
161. Davydov V.N. Series-parallel equivalent circuit of heterostructure with quantum wells/ V. N. Davydov, **O.F. Zadorozhny** // *Russian Physics Journal.* – 2022. – V.64, № 3. – P. 734-743.
162. Давыдов В.Н. Последовательно-параллельная эквивалентная схема гетероструктуры с квантовыми ямами / В.Н. Давыдов, **О.Ф. Задорожный** // *Известия вузов. Физика.* – 2022. – Т.65. – №4. – С.1133–1142.
163. Давыдов В.Н. Резистивное профилирование как метод исследования гетероструктур с множественными квантовыми ямами / В.Н. Давыдов, **О.Ф. Задорожный** // *Известия вузов. Физика*, 2023. – Т.66, № 2. – С.24–32.
164. **Задорожный О.Ф.** Резистивное профилирование как метод исследования гетероструктур с КЯ / **О.Ф. Задорожный**, В.Н. Давыдов // *Материалы докладов XVI Международная научно-практическая конференция «Электронные средства и системы управления».* – Томск: В-Спектр, 2020. – Ч.1 – С. 96–98.
165. **Задорожный О.Ф.** Последовательно-параллельная эквивалентная схема гетероструктуры с квантовыми ямами / **О.Ф. Задорожный**, В.Н. Давыдов // *Материалы докладов XVI Международная научно-практическая конференция «Электронные средства и системы управления».* – Томск: В-Спектр, 2020. – Ч.1. – С. 93–95.
166. **Задорожный О.Ф.** Расчет параметров элементов последовательно-параллельной эквивалентной схемы гетероструктуры с квантовыми ямами / **О.Ф. Задорожный**, В.Н. Давыдов // *Материалы докладов XVII Международная научно-практическая конференция «Электронные средства и системы управления».* – Томск: В-Спектр, 2021. – Ч.1 – С. 82–85.
167. **Zadorozhny O.F.** Calculation of serial-parallel equivalent circuit elements of a heterostructure with quantum wells / **O.F. Zadorozhny**, V. N. Davydov // *Electronic Devices and Control Systems: XVII International Scientific-practical Conference.* – Tomsk: V-Spektr, 2021. – Part.1 – P. 82–85.

168. Clarysse T. Qualification of spreading resistance probe operations / T. Clarysse, W. Vandervorst // J. Vac. Sci. Technol. B. – 2000. – V. 18. – P. 369–380.
169. Солтанович О.А. Анализ температурных зависимостей вольт-фарадных характеристик светоизлучающих структур InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами / О.А Солтанович, Е.Б. Якимов // Физика и техника полупроводников. – 2012. – Т. 46, № 12. – С. 1597–1603.
170. Бочкарева Н.И. Туннельная инжекция и энергетическая эффективность светодиодов на основе InGaN/GaN. / Н.И. Бочкарева, В.В. Вороненков, Р.И. Горбунов // Физика и техника полупроводников. – 2013. – Т. 47, № 1. – С. 129–136.
171. Солтанович О.А. Частотные и температурные зависимости вольт-фарадных характеристик светоизлучающих структур InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами. / О.А. Солтанович, Н.М. Шмидт, Е.Б. Якимов // Физика и техника полупроводников. – 2011. – Т. 45, № 2. – С. 226 – 229.
172. Супредякина И.А. Исследование поляризаций нитридных соединений (Al,Ga,AlGa)N и зарядовой плотности различных интерфейсов на их основе. / И.А. Супредякина, К.К. Абгарян, Д.И. Бажанов // Физика и техника полупроводников. – 2013. – Т. 47, № 12. – С. 1647–1651.
173. Секен К. Приборы с переносом заряда / К. Секен, М. Томпсон. – М. : Мир, 1978. – 327 с.
174. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: в 2-х кн. Кн. 2: пер. с англ / С. Зи. – М. : Мир, 1984. – 455 с.
175. Зубков В.И. Спектроскопия адмиттанса полупроводниковых наногетероструктур: диссертации на соискание ученой степени доктор физико-математических наук / Зубков В.И. – Санкт-Петербург, 2014. – 334 с.
176. Зубков В.И. Спектроскопия адмиттанса – эффективный метод диагностики полупроводниковых квантоворазмерных структур / В.И Зубков // Вестник РГРТУ. – 2009. – № 4. – С. 1-6.
177. Зубков В.И. Диагностика полупроводниковых наногетероструктур методами спектроскопии адмиттанса / В.И. Зубков. – Санкт-Петербург: Элмор, 2007. – 220 с.
178. Зубков В.И. Моделирование вольт-фарадных характеристик гетероструктур с квантовыми ямами с помощью самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона / В.И. Зубков // Физика и техника полупроводников. – 2006. – Т.40, № 10. – С. 1236 – 1245.
179. Nakhmanson R. S. A technique for directly plotting the doping profile of semiconductor wafers / R.S. Nakhmanson // Sol. Stat. Electron. – 1976. – V. 19, № 9. – P. 745–758.
180. Ван дер Зил. Шумы. Источники, описание, измерение / Зил. Ван дер. – М.: Сов. радио, 1973. – 229 с.
181. Давыдов В.Н. Эквивалентная схема гетероструктуры с множественными квантовыми ямами / В.Н. Давыдов, Д.А. Новиков // Изв. вузов. Физика. – 2015. – Т. 58, № 7. – С. 102–109.

182. Давыдов В.Н. Определение элементов эквивалентной схемы гетероструктур с множественными квантовыми ямами / В.Н. Давыдов, А. Н. Моргунов // Изв. вузов. Физика. – 2015. – Т. 58, № 11. – С. 127–133.
183. Составление аналитического выражения физического процесса по экспериментальной кривой с изломами / В. Н. Давыдов, С.В.Харитонов, Н. Э.Лугина, К. П. Мельник // Физика и техника полупроводников. – 2017. – Т.51, № 9. – С. 1223–1228.
184. Series-Parallel Equivalent Circuit of Heterostructure with Quantum Wells / P.W. Bloom, C. Smit, J.E. Haverkort, J.H. Wolter // Phys. Rev. B. – 1992. – V. 47. – P. 2072 - 2084 .
185. Алёшин В.Я. Каскадный захват электронов на заряженные диполи в слабо компенсированных полупроводниках / В.Я. Алёшин, П.В. Гавриленко // Физика и техника полупроводников. – 2017. – Т. 51. - № 11. – С. 1498–1502.
186. Блошкин А. А. Электронная структура квантовых точек Ge/Si / А.А. Блошкин, А.И. Якимов, А. В. Двуреченский // Известия вузов. Физика. – 2014. – Т. 48, № 8. – С. 1065–1069.
187. Пожела Ю. Взаимодействие электронов с локализованными в квантовой яме оптическими фононами / Ю. Пожела, К.Пожела, В. С. Михрин // Известия вузов. Физика. – 2009. – Т. 43. - № 12. – С. 1634–1640.
188. Давыдов В.Н. Захват и эмиссия носителей заряда квантовой ямой / В.Н. Давыдов, О.А. Каранкевич // Изв. вузов. Физика. – 2018. – Т. 61. - № 2. – С. 18–25.
189. Данилов Л.В. Влияние эффекта электростатического экранирования на фотоэлектрические свойства гетероструктуры с окрашиванием квантовыми ямами / Л. В. Данилов, Г.Г. Зегря // Известия вузов. Физика. – 2013. – Т. 47. - № 10. – С. 1347–1355.
190. Davydov V.N. Energy Possibilities of Led Heterostructures with Combined Profile Quantum Wells / V. N. Davydov, **O.F. Zadorozhny** // Russian Physics Journal. –2022. – V.64, №3. – P. 893-903.
191. Давыдов В.Н. Энергетические возможности светодиодной гетероструктуры с квантовыми ямами комбинированного профиля / В.Н. Давыдов, **О.Ф. Задорожный** // Известия вузов. Физика. – 2022. – Т.65, №5. – С.119-127.
192. Патент РФ № RU 2720046 / С1 17.07.2019 Давыдов. В.Н., **Задорожный О.Ф.**, Туев В.И., Солдаткин В.С., Давыдов М.В., Вилисов А.А., Светодиодная гетероструктура с квантовыми ямами комбинированного профиля // Патент на изобретения РФ № 2019123050.
193. **Задорожный О.Ф.** Анализ конфигураций пространственно объединённых треугольных Квантовых ям / **О.Ф. Задорожный**, В.Н. Давыдов // Вестник НовГУ. Квантовая электроника. – 2022. – № 2. – С.27-30.
194. **Задорожный О.Ф.** Уровни размерного квантования в квантовых ямах различного профиля / **О.Ф. Задорожный**, В.Н. Давыдов // Материалы докладов XIV Международная научно-

практическая конференция «Электронные средства и системы управления». – Томск: В-Спектр, 2018. – Ч.1. – С. 260-263.

195. **Задорожный О.Ф.** Спектр и мощность излучения прямоугольной и треугольной квантовой ямы / **О.Ф. Задорожный**, В.Н. Давыдов // Сборник научных трудов Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Научная сессия ТУСУР-2018». – Томск: В-Спектр, 2018. – Ч.2. – С. 193-196.

196. **Задорожный О.Ф.** Трехцветные гетероструктуры с управляемым смещением RGB-цветов / **О.Ф. Задорожный**, В.Н. Давыдов // Материалы докладов XV Международная научно-практическая конференция «Электронные средства и системы управления». – Томск: В-Спектр, 2019. – Ч.2. – С. 16–18.

197. **Zadorozhny O.F.** Using the heterostructure with staggered QWs for controlled RGB color offset / **O. F. Zadorozhny**, V.N. Davydov // Electronic Devices and Control Systems: XV International Scientific-practical Conference. – Tomsk: V-Spektr. – 2019. – Part.2 – P. 235 – 237.

198. **Zadorozhny O.F.** Triangular quantum well with staggered profile / **O.F. Zadorozhny**, V.N. Davydov // Сборник научных трудов Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Научная сессия ТУСУР-2019». – Tomsk: V-Spektr, 2019. – Part.4 – P. 104-106.

199. **Задорожный О.Ф.** Спектр энергии носителей заряда в квантовых ямах комбинированного профиля/ **О.Ф. Задорожный**, В.Н. Давыдов, О.А Каранкевич // Материалы доклада 57-я Международная научная студенческая конференция. – Новосибирск: НГУ, 2019. – С.12-16.

200. **Задорожный О.Ф.** Энергетический спектр треугольной квантовой ямы комбинированного профиля / **О.Ф. Задорожный**, В.Н Давыдов // Сборник научных трудов VIII международной конференции по фотонике и информатон. оптике. – М.: Изд-во «МИФИ», 2019. - С.485 - 486.

201. **Zadorozhny O.F.** Energy spectrum rectangular quantum well with staggered profile / **O.F. Zadorozhny**, V. N. Davydov // Electronic Devices and Control Systems: XVI International Scientific-practical Conference – Tomsk: V-Spektr, 2020. – Part.2 – P. 239 – 242.

202. **Задорожный О.Ф.** Энергетический спектр LED-гетероструктур с квантовыми ямами комбинированного профиля/ **О.Ф. Задорожный**, В.Н. Давыдов // Материалы докладов XVI Международная научно-практическая конференция «Электронные средства и системы управления». – Томск: В-Спектр, 2020. – Ч.1. – С. 89–92.

203. **Задорожный О.Ф.** Применение квантовыми ямами комбинированного профиля для повышения энергетических возможностей светодиодных гетероструктур / **О.Ф. Задорожный**, В.Н. Давыдов //Сборник научных трудов к XXIII Всероссийской научно-технической конференции СФУ. – Красноярск: Изд-во «Красноярск СФУ», 2022. – С 341-346.

204. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов / С.М. Зи; пер с англ. – М.:Мир, 1984. - 455 с.

205. Войцеховский А.В. Фотоэлектрические МДП-структуры из узкозонных полупроводников. / А.В. Войцеховский, В.Н. Давыдов. – Томск.: Сов. радио. – 1990. – 327 с.
206. Hongping Zhao Surface plasmon dispersion engineering via double-metallic Au/Ag layers for III-nitride based light-emitting diodes / Z. Hongping, J. Zhang, L. Guangyu, N. Tansub // *Appl. Phys. Lett.* – 2009. – V. 95. – P. 061104.
207. Wang H. C. Mesoscale morphologies in polymer thin films / H. C. Wang, S.W. Feng, T. Malinauskas // *Thin Solid Films.* – 2010. – V. 51. – P. 7291.
208. Okamoto K. Influence of Electron Solvation at the Surface of Nanostructured Semiconductors on the Electronic Density of States / K. Okamoto, Y. Kawakami // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* – 2009– V. 15(4). – P. 1199–1209.
209. Zhao H.P. Design and characteristics of staggered InGaN quantum-well light-emitting diodes in the green spectral regime / Zhao H. P., Liu G., Liu G. Y., // *IET Optoelectron.* – 2009. – V.3. - № 6. – P. 283–295.
210. Kash H.L. High-efficiency green light-emitting diodes based on InGaN-ZnGeN₂ type-II quantum wells/ H. L. Kash, H. Zhao // *Proc. SPIE.* – 2014. – V. 9003. – P. 90030W-1 – 90030W-5.
211. Design Analysis of Staggered InGaN Quantum Wells Light-Emitting Diodes at 500–540 nm H. Zhao R.A. Arif, Y.K. Ee // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* – 2009. – V.15(4). – P. 1104– 1114.
212. Wu Z.H. Effect of internal electrostatic fields in InGaN quantum wells on the properties of green light emitting diodes/ Z.H. Wu, A. M. Fisher, F.A. Ponce, // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – V.93, №4. – P. 041915.
213. High-efficiency staggered 530 nm InGaN/InGaN/GaN quantum-well light-emitting diodes / S. Park, H. Ahn, D. Kim // *J. Appl. Phys. Lett.* – 2009. – V. 94, № 4. – P. 041109.
214. Kalna K. Theoretical Study of Carrier Capture into Semiconductor Quantum Wells: PhD Thesis. Slovak Academy of Science / K. Kalna. – Slovakia: Bratislava, 1997. – 51 p.
215. Алёшкин В.Я. Каскадный захват электронов на заряженные диполи в слабо компенсированных полупроводниках / В.Я. Алёшкин, Л.В. Гавриленко // *Известия вузов. Физика.* – 2017. – Т. 51, № 11. – С. 1498–1502.
216. Данилов Л.В. Роль электрон-электронного взаимодействия в процессе захвата носителей заряда в гетероструктурах с глубокими квантовыми ямами/ Л.В. Данилов, Г.Г. Зегря // *Известия вузов. Физика.* – 2013. – Т. 47, № 10. – С. 1347–1355.
217. Варизонная активная область на основе короткопериодных InGaN/GaN – сверхрешеток для мощных светоизлучающих диодов диапазона 4400-470 нм / А.Ф. Цацульников, В.В. Лундин, А.В. Сахаров, Е.Е. Заварин [и др.] // *Физика и техника полупроводников.* – 2010. – Т.44, №1. – С. 96-200.
218. Монолитный белый светодиод с активной областью на основе квантовых ям InGaN/GaN,

разделенных короткопериодными InGaN/GaN – сверхрешетками / А.Ф. Цацульников, В.В. Лундин, А.В. Сахаров, Е.Е. Заварин [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2010. – Т.44, №6 – С. 837-840.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

(Справочное)

Акт внедрения

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
 Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего
 образования «Томский государственный университет систем управления и
 радиоэлектроники» (ТУСУР)



УТВЕРЖДАЮ
 Проректор по учебной работе
 кандидат технических наук, доцент
 А. Г. Лоцилов

«9» Июня 2023 г.

СПРАВКА О ВНЕДРЕНИИ

результатов диссертационной работы Задорожного Олега Федоровича в учебный
 процесс кафедры Электронных приборов (каф. ЭП)

Выдана для предоставления в диссертационный Совет, свидетельствующая о том, что в учебный процесс на кафедре ЭП ТУСУР (г. Томск) внедрены результаты научно-исследовательской деятельности в виде курсового проектирования для студентов, обучающихся по направлению "Электроника и наноэлектроника", профиль "Квантовая и оптическая электроника" Также результаты используются в лекционном и практическом циклах курса «Полупроводниковая оптоэлектроника», читаемого магистрам направления 11.03.04. "Электроника и наноэлектроника".

Зав. кафедрой ЭП, доктор физ мат, наук, проф.

Н.И. Буримов Н.И. Буримов

«6» Июня 2023 г.

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

(Справочное)

Свидетельства о государственной регистрации светодиодной гетероструктуры

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



ПАТЕНТ

НА ИЗОБРЕТЕНИЕ

№ 2720046

**СВЕТОДИОДНАЯ ГЕТЕРОСТРУКТУРА С
КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ КОМБИНИРОВАННОГО
ПРОФИЛЯ**

Патентообладатель: *Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники" (RU)*

Авторы: *Давыдов Валерий Николаевич (RU), Задорожный Олег Федорович (RU), Туев Василий Иванович (RU), Давыдов Михаил Валерьевич (RU), Солдаткин Василий Сергеевич (RU), Вилисов Анатолий Александрович (RU)*

Заявка № 2019123050
Приоритет изобретения 17 июля 2019 г.
Дата государственной регистрации в Государственном реестре изобретений Российской Федерации 23 апреля 2020 г.
Срок действия исключительного права на изобретение истекает 17 июля 2039 г.

Руководитель Федеральной службы по интеллектуальной собственности

 Г.П. Вилисов



РИЛОЖЕНИЕ В

(Справочное)

Расчет дифференциальных сопротивлений эквивалентной схемы

Чтобы рассчитать дифференциальные сопротивления, входящие в ЭС, воспользуемся моделью бимолекулярной рекомбинации, описывающей взаимодействия электронов и дырок в активной области ГС. Записывая выражение для скорости изменения концентрации носителей заряда в результате их взаимодействия между собой или с фононами, после их дифференцирования по напряжению можно получить аналитические выражения для искомых сопротивлений.

Сопротивление барьерного слоя. В работе [181,182] получено выражение для тока, текущего от эмиттера до выбранной квантовой ямы. Следовательно, дифференциальное сопротивление барьерного слоя $R_0^{(n)}$ может быть получено с использованием этого выражения из разности токов поставки в выбранную яму и в предыдущую КЯ.

Сопротивление излучения КЯ. Это сопротивление описывает скорость изменения числа прорекомбинировавших в КЯ

$$\frac{dn_{\text{изл}}}{dt} = B_l \cdot n_{\text{кя}} \cdot p_{\text{кя}} = B_l \cdot N_{2D}^{(n)}(E) \cdot f_n(E) \cdot N_{2D}^{(p)}(E) \cdot f_p(E). \quad (\text{B.1})$$

здесь $n_{\text{кя}}, p_{\text{кя}}$ - концентрации электронов и дырок в КЯ на УРК; B_l - коэффициент бимолекулярной излучательной рекомбинации;

$N_{2D}^{(n)}(E), N_{2D}^{(p)}(E)$ – функции плотности состояний в электронной и дырочной КЯ;

$f_n(E), f_p(E)$ – функция Ферми для электронной и дырочной ям.

Следовательно, выражение для дифференциального сопротивления излучения ПКЯ можно переписать в следующем виде:

$$R_{\text{изл}}^{(\text{кя})} = \frac{1}{dj_{\text{изл}}^{(\text{кя})}/dV} = \frac{1}{qB_l \cdot N_{2D}^{(n)}(E) \cdot N_{2D}^{(p)}(E)} \cdot \left[f_p(E) \frac{df_n(E)}{dV} + f_n(E) \frac{df_p(E)}{dV} \right]^{-1}. \quad (\text{B.2})$$

Выражение для определения сопротивления излучения также может быть получено с использованием экспериментальных данных о мощности излучения ГС - $P_{\text{изл}}$. Из результатов измерения $P_{\text{изл}}$ можно вывести значение искомого сопротивления $P_{\text{изл}}$. Покажем это.

Зная, что число рекомбинирующих носителей заряда $N_{\text{рек}}$ определяет Мощность излучения $P_{\text{изл}}$ с учетом внутренней $\eta_{\text{внут}}$ и внешней $\eta_{\text{внеш}}$ квантовой эффективности

определяется числом прорекомбинированных носителей заряда $N_{рек}$ и величиной излучающей поверхности S :

$$N_{рек}(V) = P_{изл}(V) / (\eta_{in} \cdot \eta_{ext} \cdot \hbar \omega \cdot S)$$

Следовательно, ток рекомбинации (излучения) будет:

$$j_{изл} = q \frac{P_{изл}(V)}{\eta_{in} \cdot \eta_{ext} \cdot \hbar \omega \cdot S} \cdot v_{\partial}^{(n,p)},$$

здесь $v_{\partial}^{(n,p)}$ - дрейфовая скорость носителей заряда в ГС. Тогда дифференциальное сопротивление излучения будет описываться выражением:

$$R_{изл}^{(кя)} = \frac{1}{dj_{изл}/dV} = \frac{\eta_{in} \cdot \eta_{ext} \cdot \hbar \omega}{q} \cdot \frac{\mu^{(n,p)} \cdot L}{d(V \cdot P_{изл})/dV} \cdot S, \quad (B3)$$

здесь L – толщина ГС, $\mu^{(n,p)}$ - подвижность носителей заряда в барьерном слое.

Сопротивление захвата носителей КЯ. Величина сопротивление захвата носителей зарядов КЯ зависит от действия двух механизмов: с одной стороны оно определяется величиной тока поступления носителей в КЯ: чем больше электронов (дырок) поступает к яме, тем меньше сопротивление захвата. С другой стороны, есть ограничение, вызванное числом пустых мест на уровнях размерного квантования. Для составления математического выражения, корректно учитывающего оба механизма, действующих в КЯ, необходимо, как и в разделе 3.2 (влияние легирования на ВИР), воспользоваться обратной суммой обратных величин [182].

В рамках данного рассмотрения захвата ограничимся случаем слабой инжекции носителей зарядов в р-п переходе. Это предполагает, что скорость захвата электронов КЯ определяется числом носителей зарядов дошедших из эмиттера ГС до рассматриваемой ямы. Как установлено в результате проведения литературного обзора, поскольку общепринятой феноменологической модели захвата КЯ электронов, пригодной для её использования в расчетах ЭС, пока нет [120,153,181-183], а имеющиеся модели каскадного захвата Дж. Томсона, М. Лэкса, модели Абакумова – Ясиевича не могут напрямую быть введены в формализм эквивалентных схем, воспользуемся стандартным физическим формализмом, применяемым для описания захвата – эмиссии по модели Шокли – Рида – Холла в 3D полупроводниках. Данная модель описывает механизм захвата носителей заряда в корпускулярном виде на глубокий уровень энергии. Поэтому захват электрона-частицы на уровень размерного квантования в КЯ, после чего он становится электроном-волной, будем характеризовать феноменологическими параметрами: сечением захвата на уровень РК и параметром эмиссии с уровня РК. Скорость захвата будем описываться временем захвата $\tau_{зах}^{(n)}$, определяемым вероятностью этого процесса. Такое рассмотрение захвата электрона-частицы и превращение его в электрон-волну выгодно тем, что

взамен описанию сложного механизма захвата вводится вероятность захвата, которая является экспериментально определяемой величиной. Захват носителей зарядов рассматривается как результат столкновения электрона с фононом – тепловым дефектом кристаллической решетки с энергией, равной энергии УРК. В качестве такового выступает некая виртуальная частица, обладающая энергией УРК в квантовой яме. В результате столкновения электрона с квазичастицей теряется избыточная энергия величиной $\Delta E_{\text{зах}} = E_c^{(b)} - E_k$ (рисунок 3.5, б). Эта энергия высвобождается в виде фонона [188, 144]. Энергия столкнувшегося электрона становится равной энергии уровня КЯ - E_k . Так происходит захват электрона на уровень размерного квантования.

Выражение для описания скорости захвата электронов КЯ, имеющей координаты z_t (рисунок 3.5), будет иметь следующий вид:

$$\frac{dn_{\text{зах}}}{dt} = c_{\text{зах}}^{(n)} \cdot n_{\text{диф}}(E, z_t) \cdot N_{2D}^{(n)}(E) \cdot (1 - f_n(E)),$$

где $n_{\text{диф}}(E, z_t)$ – концентрация электронов в барьерном слое, достигших рассматриваемую КЯ, на уровне которой происходит захват. Далее учтем, что захваченный электрон может эмитировать из ямы обратно барьерный слой. Получившийся эмиссионный ток добавим к общему объёму сквозного тока $n - j_{\text{ск}}$, который, по определению, должен содержать в себе ток эмиттированных электронов и электронов, пролетевших через p - n переход без взаимодействия с КЯ. Процесс пролета части носителей через p - n переход показан на рисунке 3.9,б; эта часть носителей заряда характеризуется параметром $\tau_{np}^{(n,p)}$, который описывает время их пролета над ямами. С учетом эмиссии электронов, выражение для дифференциального сопротивления захвата, примет вид:

$$R_{\text{зах}}^{(n)} = \frac{1}{dj_{\text{зах}}^{(n)}/dV} = \frac{1}{qc_{\text{зах}}^{(n)} \cdot N_{2D}^{(n)}} \left\{ \frac{1}{dV} [n_{\text{диф}}(E, z_t) \cdot (1 - f_n(E))] \right\}^{-1}, \quad (\text{B.4})$$

Аналогичное выражение можно записать для захвата дырок квантовой ямой дырочного типа $R_{\text{зах}}^{(p)}$. Полное сопротивление захвата в квантовой яме будет определяться бимолекулярной моделью рекомбинации и выбранной эквивалентной схемой.

Важно заметить, что согласно литературным данным, в гетероструктурах InGaN/GaN время захвата на уровне квантовой ямы и время излучательной рекомбинации в ней сравнимы по величине ($R_{\text{зах}}^{(n)}, R_{\text{зах}}^{(p)} \approx R_{\text{изл}}^{(\text{кя})}$) и составляют порядка 10^{-8} с. Поэтому уменьшение времени захвата на порядок за счет уплотнения энергетического спектра КЯ в его верхней части может привести к увеличению интенсивности излучения до десяти раз. Для этого необходимо создать

условия, при которых $R_{\text{зах}}^{(n)}, R_{\text{зах}}^{(p)} \ll R_{\text{изл}}^{(\text{кя})}$ - примерно на порядок. Выражения (В.2) и (В.4) позволяют определить эти условия: высокие значения сечений захвата электронов и дырок, а также высокие значения их концентраций. За первый параметр отвечает энергетический зазор между верхним уровнем размерного квантования и положением дна зоны проводимости барьерного слоя – чем он меньше, тем больше сечение. За второй параметр отвечает толщина ямы в месте расположения верхнего уровня ямы – чем больше толщина, тем больше концентрация (число мест для захвата свободного носителя заряда).

Сопротивление сквозному току. Так как в формировании сквозного тока участвуют два типа потока носителей зарядов, то выражение для сопротивления сквозному току так же будет содержать в себе два слагаемых. Следовательно, выражение для расчета суммарного сквозного тока примет следующий вид:

$$j_{\text{ск}}^{(n)} = \frac{dQ_{\text{пр}}^{(n)}}{dt} + \frac{dQ_{\text{эм}}^{(n)}}{dt} = q \sum_{l=1}^m \left[\left(w_{\text{пр}}^{(n)} \right)^l \cdot n_{\text{диф}}^{(n)}(z_l, E_l)^l + \left(e_{\text{эм}}^{(n)} \right)^l \cdot f_n(E_l) \right] \cdot \mu_{\text{б}}^{(n)} \cdot \frac{V}{L},$$

здесь $w_{\text{пр}}^{(n)}$ - вероятность пролета электрона над КЯ; $e_{\text{эм}}^{(n)}$ - вероятность эмиссии электрона из КЯ; $\mu_{\text{б}}^{(n)}$ – подвижность электронов в барьерном слое; L – толщина p - n перехода в ГС. Дифференциального сопротивления сквозному току в таком случае будет описываться следующим образом:

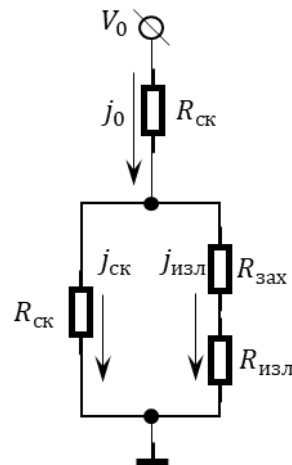


Рисунок В1 – Эквивалентная цепь для нахождения сквозного сопротивления

$$R_{\text{ск}}^{(n)} = \frac{1}{dj_{\text{ск}}^{(n)}/dV} = \frac{L}{q\mu_{\text{б}}^{(n)}} \left\{ \frac{1}{dV} \sum_{l=1}^m \left[\left(w_{\text{пр}}^{(n)} \right)^l \cdot n_{\text{диф}}^{(n)}(z_l, E_l)^l + \left(e_{\text{эм}}^{(n)} \right)^l \cdot f_n(E_l) \right] \cdot V \right\}^{-1}, \quad (\text{В.5})$$

Так же имеется возможность вычислить сопротивление сквозному току по найденным сопротивлениям ЭС. На рисунке В.1 представлена резистивная цепь, описывающая

токопротекание у одной КЯ. Отсюда нетрудно найти сопротивление $R_{\text{СК}} = R_{\text{СК}}^{(n)} + R_{\text{СК}}^{(p)}$ для экспериментально измеренных величин V_0 , j_0 и вычисленных значений $R_{\text{изл}}$ и $R_{\text{зах}}^{(\text{кя})}$:

$$R_{\text{СК}} = (V_0 - j_0 R_{\bar{\sigma}}) / \left[j_0 - \frac{(V - j_0 R_{\bar{\sigma}})}{(R_{\text{изл}} + R_{\text{зах}}^{(\text{кя})})} \right], \quad (\text{В.6})$$

где $R_{\bar{\sigma}}$ - дифференциальное сопротивление p-n перехода. Заметим, что сумму сопротивления излучения и сопротивления захвата можно вычислить из оптических измерений.

Расчет емкостей эквивалентной схемы

На высокой частоте емкость ГС вычисляется по выражению

$$C_{\text{ГС}}^{-1}(V) = \frac{1}{C_{pn}(V)} + \sum_{k=1}^m \left(\frac{1}{C_{\text{кя}}^{(k)'}(V)} \right),$$

где обозначено: $C_{pn}(V)$ - емкости p-n перехода; $C_{\text{кя}}^{(k)'}$ - последовательное соединение двух элементов ЭС: ёмкости КЯ $C_{\text{кя}}(V)$ и емкости захвата носителей зарядов $C_{\text{зах}}(V)$. Для дальнейшего анализа ГС необходимо получить аналитические выражения для описания данных элементов ЭС. Так как выражение для определения емкости p-n перехода $C_{pn}(V)$ известно, необходимо получить аналитические выражения для ёмкости КЯ $C_{\text{кя}}(V)$ и емкости захвата носителей зарядов $C_{\text{зах}}(V)$.

Ёмкость квантовой ямы. Накапливаемый КЯ заряд можно определить как

$$Q_{k\text{-кя}}(V) = qn_{\text{кя}} = qN_{2D}^{(n)} \cdot f_n(E_k, V). \quad (\text{В.7})$$

Отсюда найдем дифференциальную емкость k -той КЯ:

$$C_{\text{кя}}^{(n)}(V) = \sum_{k=1}^m \frac{dQ_{k\text{-кя}}}{dV} = \sum_{k=1}^m \left\{ \frac{q}{kT} \cdot N_{2D}^{(n)} \cdot f_n(E_k, V) \cdot [1 - f_n(E_k, V)] \right\}, \quad (\text{В.8})$$

Ёмкость захвата носителей. Элементы ЭС, описывающие резистивные и ёмкостные свойства процесса захвата носителей зарядов КЯ, характеризуют инерционность данного процесса, описываемого временем захвата электрона (дырки) $\tau_{\text{зах}}$. Время захвата определяется своей вероятностью, т.е. $\tau_{\text{зах}} = C_{\text{зах}} \cdot R_{\text{зах}}$. Откуда следует, что емкость процесса захвата можно определить из следующего выражения:

$$C_{\text{зах}}^{(n)}(V) = \frac{\tau_{\text{зах}}^{(n)}}{R_{\text{кя}}^{(n)}} = qC_{\text{зах}}^{(n)} \cdot N_{2D}^{(n)} \cdot \tau_{\text{зах}}^{(n)} \cdot \left\{ \frac{1}{dV} \left[n_{\text{диф}}(E, z_t) \cdot (1 - f_n(E_k, V)) \right] \right\}, \quad (\text{В.9})$$

Выражения для емкости и сопротивления КЯ дырок определяются аналогично.