## ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф. Иоффе РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

На правах рукописи УДК 621.315.592

БРУНКОВ Павел Николаевич

## ЕМКОСТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ И КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

Специальность: 01.04.10 - Физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

> Санкт-Петербург 2007 г.

Работа выполнена в Физико-Техническом институте им. А.Ф.Иоффе

## Оглавление

Оглавлени	1e		•••••	2
Введение5				
Глава 1	Емкостная	спектроскопия	полупроводн	иковых
гетеростру	ктур с квантое	ыми ямами	•••••	13
1.1	Физические	основы метода	емкостной спектр	оскопии
полупров	водниковых гете	ероструктур		13
1.2	2. Расчет <i>C-V</i>	и N <sub>CV</sub> -W характе	ристик полупроводи	никовых
гетеростј	руктур, с	использованием са:	мосогласованного р	зешения
уравнени	ий Пуассона и Ш	Іредингера		23
1.3	Численное р	ешение самосогласо	ванных дифференци	иальных
уравнени	ий Пуассона и Ш	Іредингера методом в	сонечных разностей	
-	1.3.1 Пример	расчета параметров с	диночной квантовой	ямы . 36
-	1.3.2 Примери	ы расчета C-V и N	<sub>сv</sub> -W характеристик	диодов
Шоттк	ки, на основе по	лупроводниковых гез	тероструктур	40
1.4	Емкостные и	змерения полупровод	цниковых структур	56
-	1.4.1 Влияние	с глубоких уров	ней на CV из	мерения
полупр	роводниковых с	груктур		56
-	1.4.2 Спектро	скопия полной прово	димости	60
-	1.4.3 Нестаци	онарная спектроскоп	ия глубоких уровней	74
1.5	Анализ эксі	териментальных С-У	∕и N <sub>CV</sub> -W характ	еристик
диодов	Шоттки, на о	снове полупровод	никовых гетеростру	уктур с
квантовь	лми ямами			
-	1.5.1 Экспери	ментальное исследо	вание влияния деф	ектов с
глубок	сими уровнями	и частоты измерите	ельного сигнала емк	состного
моста	на C-V характе	ристику диодов Шотт	ки с квантовыми яма	ıми83

1.5.2 Анализ экспериментальных С-V характеристик диодов
Шоттки на основе полупроводниковых гетероструктур с квантовыми
ямами. 91

2.1 Самоорганизованные квантовые точки InAs в матрице GaAs.116

2.3 Квазистатическая модель для расчета C-V и N<sub>CV</sub>-W характеристик диодов Шоттки на основе полупроводниковых гетероструктур с плоскостью самоорганизованных квантовых точек. . 140

#### 

3.3	Анализ температурной зависимости сигнала фототока от КТ			
	223			
3.4	Исследование эффекта спектрального гашения в спектрах			
фототока с	труктур с самоорганизованными КТ			
3.5	Заключение к Главе 3			
Глава 4	Емкостная спектроскопия эпитаксиальных слоев			
низкотемпературного GaAs с наноразмерными кластерами мышьяка.				
	262			
4.1	Исследование C-V и N <sub>CV</sub> -W характеристик диодов Шоттки,			
содержащи	их слой LT-GaAs			
4.2	Моделирование C-V и N <sub>CV</sub> -W характеристик диодов Шоттки,			
содержащи	их слой LT-GaAs			
4.3	Заключение к Главе 4			
Заключение				
Список публ	икаций, включенных в диссертацию 288			
Список цити	рованной литературы			

### Введение

Бурный прогресс информационных технологий в значительной мере определяется достижениями в физике и технологии полупроводниковых гетероструктур <sup>1,2</sup>. Применение полупроводниковых гетероструктур с квантоворазмерными слоями позволило создать широкий спектр новых приборов опто- и наноэлектроники, таких как полупроводниковые лазерные диоды с квантовыми ямами и квантовыми точками в качестве активной области; транзисторы с высокой подвижностью электронов на основе двумерного электронного газа, локализованного на гетерогранице; резонансно-туннельные диоды; фотоприемники И светоизлучающие приборы на основе межзонных И межподзонных переходов В квантоворазмерных слоях. Параметры этих приборов в значительной степени определяются энергетическим спектром и волновыми функциями уровней размерного квантования, распределением электронной плотности по толщине гетероструктуры, разрывами зон на гетерограницах, а также темпами эмиссии и захвата носителей заряда на уровни размерного квантования. Таким образом, возникает необходимость в интенсивном фундаментальных физических свойств полупроводниковых изучении гетероструктур с квантовыми ямами и квантовыми точками и разработке новых методов их исследования.

Метод вольт-емкостного профилирования широко используется для определения распределения концентрации свободных носителей заряда в полупроводниковых материалах <sup>4,5,10</sup>. Было обнаружено, что присутствие в однородно легированной полупроводниковой структуре гетерограницы<sup>12,13,14,15,16</sup> или квантовой ямы <sup>17,18</sup> приводит к искажению профиля распределения свободных носителей из-за перераспределения носителей между объемом и локализованными квантовыми состояниями и последующего электростатического взаимодействия между ними. В

дифференциальной емкости диода Шоттки или p-n-перехода на основе такой гетероструктуры появляется составляющая, которая определяется заряда на изменением ЭТИХ квантовых состояниях при изменении Исследование связанной напряжения смещения. емкости, С локализованными квантовыми состояниями, позволяет определить основные фундаментальные физические свойства квантоворазмерных слоев. Для анализа вольт-емкостных характеристик диодов Шоттки, содержащих слои пониженной размерности, использовались различные приближенные методы, основанные на аналитическом решении уравнения Пуассона<sup>12,17,18,21,26</sup>. Однако за границами данного рассмотрения оставались изменения формы волновых функций квантоворазмерных состояний под действием электрического поля, что дает существенный вклад в емкость при исследовании одиночных гетерограниц, широких квантовых ям и слоев с б-Кроме того, как правило, рассматривалось заполнение легированием. носителями заряда только основного состояния в квантоворазмерном слое. Было показано 32,33,34 , что для учета заполнения нескольких подзон в слое необходимо проведение квантоворазмерном самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера. Однако применение данного подхода было затруднено ввиду отсутствия эффективных методов численного решения этой системы уравнений. Кроме того, к моменту начала данной работы отсутствовали методы емкостной спектроскопии для электронной исследования структуры динамики носителей В И полупроводниковых гетероструктурах с (KT). квантовыми точками Настоящая диссертационная работа в значительной степени восполняет этот пробел.

<u>Целью работы</u> является исследование фундаментальных свойств локализованных квантовых состояний в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами и квантовыми точками методами емкостной спектроскопии.

Объекты и методы исследования. Объектом исследования были полупроводниковые гетероструктуры с квантовыми ямами (на основе систем InGaAs/InAlAs и GaAs/AlGaAs) и гетероструктуры с квантовыми точками (на основе систем InAs/GaAs и низкотемпературного GaAs), выращенные методом молекулярно пучковой эпитаксии (МПЭ). В ходе выполнения диссертационной работы были разработаны методы емкостной спектроскопии для исследования фундаментальных свойств квантоворазмерных слоев.

Научная новизна работы состоит в следующем:

- 1. Разработана модель ДЛЯ численного анализа вольт-емкостных характеристик полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами на основе самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера, определять геометрическое которая позволяет положение квантоворазмерных слоев и их толщину, электронную структуру и распределение электронной плотности по толщине в квантовых ямах, а также разрывы зон на гетерограницах.
- 2. Разработана модель для численного анализа вольт-емкостных характеристик полупроводниковых гетероструктур с квантовыми точками, которая позволяет определять электронную структуру массива квантовых точек.
- 3. Проведено исследование механизмов эмиссии носителей заряда из самоорганизованных квантовых точек InAs в матрицу GaAs под действием электрического и магнитных полей и оптического возбуждения.
- 4. При T < 100 К обнаружен эффект фотофизического «выжигания дыры» В неоднородно уширенном спектре поглощения массива самоорганизованных КΤ InAs/GaAs, где самоорганизованные КΤ используются в качестве оптически и электрически управляемых ловушек носителей заряда.

#### **Практическая значимость** работы состоит в следующем:

- Разработан метод анализа вольт-емкостных характеристик полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами для определения разрывов зон на гетерограницах, электронной структуры и волновых функций состояний в квантовых ямах.
- Разработан комплекс методов емкостной спектроскопии полупроводниковых гетероструктур с квантовыми точками для определения энергетического спектра состояний массива квантовых точек и исследования механизмов эмиссии носителей заряда из квантовых точек.
- 3. Обнаружен эффект фотофизического «выжигания дыры» в неоднородно уширенном спектре поглощения массива самоорганизованных КТ InAs/GaAs, где самоорганизованные КТ используются в качестве оптически и электрически управляемых ловушек носителей заряда, который указывает на возможность использования таких структур в качестве нового типа элемента памяти высокой плотности, где наличие или отсутствие дыры в спектре поглощения системы КТ может быть использовано для бинарного представления данных. Кроме того, данная система может быть использована в качестве нелинейного оптического устройства.

Все полученные автором научные результаты, вынесенные на защиту являются новыми.

В результате проведенного исследования развито новое научное направление в физике полупроводников – емкостная спектроскопия полупроводниковых гетероструктур с квантоворазмерными слоями.

### Научные положения, выносимые на защиту.

**Положение** 1. Численное моделирование экспериментальных квазистатических вольт-емкостных характеристик полупроводниковых

гетероструктур с квантовыми ямами на основе самосогласованного решения дифференциальных уравнений Пуассона Шредингера И позволяет определять геометрическое положение квантоворазмерных слоев и их толщину, электронную структуру и волновые функции состояний в квантовых ямах, распределение электронной плотности по толщине структуры и разрывы зон на гетерограницах. Необходимым условием при измерении вольт-емкостных характеристик полупроводниковых гетероструктур является минимизация в полном импедансе структуры вкладов от дефектов с глубокими уровнями и активных потерь, которые не учитываются при модельных расчетах. Это достигается выбором температуры и частоты измерительного сигнала.

Положение 2. Численное моделирование экспериментальных квазистатических вольт-емкостных характеристик полупроводниковых гетероструктур, содержащих один или несколько слоев квантовых точек, на основе решения уравнения Пуассона в предположении, что плоскость квантовых точек представляет набор одиночных изолированных центров с неоднородно уширенной плотностью электронных состояний из-за разброса квантовых точек по составу И размеру, позволяет определять геометрическое положение слоя квантовых точек и энергетический спектр состояний массива квантовых точек.

**Положение 3.** Полуширина эффективного профиля распределения концентрации свободных носителей в квантовой яме определяется тепловым уширением края Фермиевского распределения и не связана с полушириной волновой функции электронов в квантовой яме.

Положение 4. В электрическом поле эмиссия носителей заряда из самоорганизованных квантовых точек InAs в матрицу GaAs осуществляется путем термически активированного туннелирования. Наличие стадии туннелирования в процессе эмиссии приводит к тому, что темп эмиссии электронов из квантовых точек на несколько порядков превышает темп

эмиссии дырок, поскольку эффективная масса электронов значительно ниже, чем у дырок.

Положение 5. Внешнее магнитное поле (до 10 Т) приводит к уменьшению темпа эмиссии электронов из InAs квантовых точек в GaAs матрицу из-за эффективного понижения электронного уровня в квантовых точках, вызванного формированием уровней Ландау в зоне проводимости GaAs. Этот эффект не зависит от ориентации магнитного поля относительно плоскости квантовых точек, что является проявлением нуль-мерной природы квантовых точек.

Положение 6. В области температур ниже 80 К полупроводниковые гетероструктуры с самоорганизованными InAs квантовыми точками в GaAs матрице проявляют эффект "выжигания дыр" в неоднородно уширенном спектре поглощения ансамбля квантовых точек. Резонансное оптическое возбуждение в области основных оптических переходов в InAs квантовых точках приводит к накоплению в них дырок, которые блокируют поглощение света. Этот нелинейный оптический эффект имеет немонотонную зависимость от электрического поля в области объемного заряда структуры, содержащей квантовые точки. В слабых электрических полях эффект "выжигания дыр" не наблюдается, т.к. темп туннельной эмиссии электронов ниже темпа рекомбинации фотовозбужденных носителей в квантовых точках. В сильных электрических полях данный эффект не наблюдается из-за увеличения темпа туннельной эмиссии фотовозбужденных дырок из квантовых точек.

**Положение 7.** Наноразмерные кластеры мышьяка (с характерным размером менее 10 нм), сформированные в результате высокотемпературного отжига в матрице низкотемпературного арсенида галлия (температура роста ниже 300<sup>°</sup>C), ведут себя как амфотерные глубокие центры, которые захватывают электроны в п-матрице, заряжаясь отрицательно, и дырки в р-матрице, заряжаясь положительно.

Результаты исследований, выполненных в диссертационной работе, представляют фундаментальный интерес и могут быть использованы при разработке новых приборов оптоэлектроники, а также при фундаментальных исследованиях других гетероструктур с квантовыми ямами и квантовыми точками. Результаты исследований могут быть использованы в различных организациях Российской Академии наук (ФТИ им.А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург; ФИАН им. П.Н.Лебедева, Москва; ИФТТ, Черноголовка; ИФП, Институт Новосибирск; физики микроструктур, Нижний Новгород; Институт общей физики, Москва; ИРЭ, Москва), в ГОИ им. С.И.Вавилова, Санкт-Петербург, Санкт-Петербургском Государственном В Политехническом университете и др.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на:

- 2,3,4,5,6,8 Российских конференциях по физике полупроводников (Зеленогорск, 1997; Москва, 1998; Новосибирск, 1999; Нижний Новгород, 2001; 2003 Санкт-Петербург; 2007 Екатеринбург);
- 3-11 Международных симпозиумах "Наноструктуры: Физика и Технология" (Санкт-Петербург, 1995, 1996, 1997, 1998, 1999, 2000, 2001, 2002, 2003, 2004);
- 23-27 Международных конференциях по физике полупроводников (Берлин, Германия, 1996; Иерусалим, Израиль, 1998; Осака, Япония, 2000; Эдинбург, Великобритания, 2002; Флагстафф, США, 2004);
- международной осенней конференции Общества исследования материалов (MRS) (Бостон, США, 2001);
- 3 международной конференции по Физике низко-размерных структур (Дубна, 1995);
- 9 и 11 международных конференциях по Сверхрешеткам, микроструктурам и микроприборам (Льеж, Бельгия, 1996; Хургада, Египет, 1998);

- 23 международном симпозиуме по Полупроводниковым соединениям (Санкт-Петербург, 1996);
- 40 международной конференции по Электронным материалам (Шарлоттсвиль, США, 1998);
- конференции по Физике твердого тела и материалам (Эксетер, Великобритания, 1997);
- 12 конференции по Электронным свойствам двумерных систем (EP2DS-12) (Токио, Япония, 1997);
- международных конференциях по Физике полупроводниковых квантовых точек (QD2000 - Мюнхен, Германия, 2000; QD2002 - Токио, Япония 2002);
- 3 симпозиуме по Нестехиометрическим соединениям AIII-BV (Эрланген, Германия, 2001);
- совещаниях по Нанофотонике (Нижний Новгород 2002, 2003, 2004);
- 11 международной конференции по Модулированным Полупроводниковым Структурам (MSS-11 Нара, Япония 2003);
- 13 международной конференции по Динамике Неравновесных Носителей в Полупроводниках (Модена, Италия 2003).

Результаты работы, как в целом, так и отдельные ее части докладывались также на физических семинарах в ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, в Техническом университете г. Берлин, Германия, университете г. Ноттингем, Великобритания, институте Прикладных Наук г. Лион, Франция.

**Публикации.** По теме диссертации имеется 59 публикаций в научных журналах и трудах российских и международных конференций.

## Глава 1 Емкостная спектроскопия полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами.

## 1.1 Физические основы метода емкостной спектроскопии полупроводниковых гетероструктур.

Емкостная спектроскопия полупроводниковых гетероструктур основана на измерении дифференциальной барьерной емкости (C) p-nперехода, диода Шоттки или структуры Металл-Диэлектрик-Полупроводник (МДП). Рассмотрим энергетическую диаграмму диода Шоттки на основе полупроводника п-типа проводимости, в котором концентрация мелкой донорной примеси  $N_d(z)$  значительно превышает концентрацию мелкой акцепторной примеси  $N_a(z)$ , т.е.  $N_d(z) >> N_a(z)$  (Рис.1.1). С одной стороны имеется омический контакт к *n*-слою (не показан на Рис.1.1), а с другой нанесен металл для формирования барьера Шоттки. В результате выравнивания уровней Ферми в металле и в *n*-области на барьере Шоттки возникает контактная разность потенциалов (V<sub>bi</sub>) и электрическое поле (Рис.1.1а). Это электрическое поле отталкивает электроны внутрь *n*-области, при этом под барьером Шоттки образуется область пространственного заряда (ОПЗ), сформированная положительным зарядом ионизованных доноров  $N_d^+$ . При изменении приложенного к диоду Шоттки обратного (запирающего) напряжения V<sub>rev</sub> высота потенциального барьера на поверхности возрастает на величину приложенного напряжения (Рис.1.1б); возрастает также и электрическое поле в барьере Шоттки, что приводит к расширению области пространственного заряда *dW* и росту положительного заряда в структуре на величину  $dQ = q / N_d^+ - N_a^- / dW$  (Рис.1.1в). Таким образом, изменение напряжения на диоде Шоттки приводит к изменению заряда в структуре, т.е. барьер Шоттки действует как емкость. Эту емкость



Рис. 1.1: Энергетическая диаграмма диода Шоттки: а) при отсутствии внешнего напряжения смещения, б) при приложенном обратном смещении *V*<sub>rev</sub>; в) распределение заряда по глубине структуры.

барьерной, поскольку она образованием называют С связана потенциального барьера<sup>3,4,5,6</sup>. Барьерная емкость является нелинейной характеризуется отсутствием пропорциональности между емкостью, т.е. зарядом конденсатора и напряжением на его обкладках, поэтому вводится дифференциальной емкости, являющейся коэффициентом понятие пропорциональности между изменением заряда И изменением напряжения<sup>4,5,6</sup>:

$$dQ = C dV$$

(1.1

(1.2)

Для определения барьерной емкости найдем связь между обратным напряжением  $V_{rev}$  и полным зарядом Q с помощью решения одномерного уравнения Пуассона, пренебрегая концентрацией неосновных свободных носителей, в данном случае дырок:

$$\frac{d}{dz}\left(\varepsilon_{0} \varepsilon \frac{d}{dz}\right)U(z) = -q \rho(z) = -q \left[N_{d}^{+}(z) - N_{a}^{-}(z) - n(z)\right]$$

где  $\varepsilon$  - абсолютная диэлектрическая проницаемость среды,  $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \, \Phi/\mathrm{M}$  – диэлектрическая проницаемость вакуума, U(z) – электростатический потенциал, q – абсолютный заряд электрона,  $\rho(z)$  – плотность заряда в структуре,  $N_d^+(z)$  – концентрация ионизованных доноров,  $N_a^-(z)$  – концентрация ионизованных акцепторов, и n(z) – концентрация свободных носителей заряда в зоне проводимости.

Уравнение Пуассона решается в приближении обедненного слоя<sup>3</sup>, которое предполагает резкое изменение концентрации свободных носителей от n = 0 до равновесного значения  $N_d^+(z)$  при  $z = W_d$  с учетом того, что мы работаем в области температур, где примесь истощена <sup>10</sup>. При приложении обратного смещения к диоду Шоттки величина обратного тока достаточно мала, поэтому можно считать квазиуровень Ферми ( $E_F$ ) постоянным по всей толщине *n*-слоя (Рис.1.1). Для решения уравнения Пуассона выбираются следующие граничные условия <sup>3,4,5,6</sup>:

величина поверхностного электростатического потенциала
 равна приложенному напряжению с учетом величины барьера
 Шоттки:

$$U\big|_{z=0} = q\left(\phi_b - V\right)$$

(1.3

- на границе ОПЗ и нейтральной области  $U(W_d) = U(\infty)$  и

$$\left.\frac{dU}{dz}\right|_{z=Wd}=0$$

(1.4

Тогда, при условии, что все донорные примеси ионизованы, полный заряд в структуре равен заряду, локализованному в ОПЗ, по определению дифференциальной емкости Выр.( 1.1) получаем связь емкости с шириной области пространственного заряда  $W_d^{3,10}$ :

$$C = \frac{dQ}{dV} = \frac{S q \rho(W_d)}{W_d q \rho(W_d)/\varpi_0} = \frac{S \varpi_0}{W_d}$$

$$W_d = \sqrt{\frac{2\varpi_0(\phi_b - V)}{q(N_d - N_a)}}$$
(1.5)

(1.6

Последнее выражение (1.5) представляет собой формулу емкости плоского конденсатора, где расстояние между обкладками равно ширине области пространственного заряда  $W_d$ , а изменение заряда dQ, вызванное изменением напряжения dV расположено на границе ОПЗ и

квазинейтральной области (Рис. 1.1в).

Из вольт-емкостной (*C-V*) характеристики диода Шоттки можно определить распределение концентрации свободных носителей  $N_{CV}$ -*W* по толщине образца, взяв производную емкости по напряжению с учетом выражений 1.5 и 1.6<sup>4,5,6,10</sup>:

$$N_{CV}(W_d) = \frac{C^3}{q \varepsilon_0 S^2 (dC/dV)} \quad , \qquad W_d = \frac{\varepsilon_0 S}{C}$$
(1.7)

В случае, когда  $N_d >> N_a$  для полупроводника n-типа проводимости (или  $N_a >> N_d$  для полупроводника p-типа проводимости)  $N_{CV}$ -W отражает распределение концентрации свободных основных носителей заряда по глубине структуры.

Пространственное разрешение данного метода определяется тем, насколько резко изменяется концентрация свободных носителей на границе ОПЗ и квази-нейтральной области. Для невырожденного полупроводника птина проводимости в условиях термического равновесия концентрация свободных электронов в зоне проводимости определяется соотношением Больцмана и зависит от температуры T и относительного положения дна зоны проводимости  $E_c$  и квазиуровня Ферми  $E_F$ :

$$n(z) = N_C \exp\left(\frac{E_c(z) - E_F}{kT}\right)$$

(1.8

где  $N_c$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости и k – постоянная Больцмана.

Тогда плотность заряда в структуре  $\rho(z)$  может быть записана как:

$$\rho(z) = q \left( N_d - n(z) \right)$$

(1.9

С учетом членов первого порядка при разложении выр. ( 1.8 плотность заряда в структуре  $\rho(z)$  может быть представлена в следующем виде <sup>10</sup>:

$$\rho(z) = q N_d \left( 1 - \exp\left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{w - z}{L_D} \right)^2 \right] \right)$$

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT}{q^2 n}}$$
(1.10)

(1.11

где *L*<sub>D</sub> – длина экранирования Дебая.

Таким образом, пространственное разрешение этого метода определяется размытием границы ОПЗ и квазинейтральной области, которое происходит на расстоянии нескольких Дебаевских длин экранирования  $L_D$ <sup>7,8</sup>. Из выр. (1.11) видно, что Дебаевская длина экранирования  $L_D$  уменьшается с ростом концентрации свободных носителей и возрастает с повышением температуры. В случае вырожденного полупроводника длина экранирования определяется по формуле Томаса-Ферми<sup>9</sup>:

$$L_{T-F} = \pi^{2/3} \sqrt{\frac{3}{2} \frac{\varepsilon_0 \hbar^2}{q^2 m^* (3 n)^{1/3}}}$$

(1.12

Как видно из выр. (1.12) длина экранирования Томаса-Ферми зависит от эффективной массы и не зависит от температуры.

Следует отметить, что только в случае однородного легирования (или если изменение концентрации легирующей примеси происходит на расстоянии нескольких длин экранирования) *N<sub>CV</sub>-W* отражает распределение концентрации электрически активной легирующей примеси по глубине структуры<sup>7,8,10,11</sup>. В компенсированных полупроводниках с  $N_d > N_a$  профиль  $N_{CV}$ -W дает величину равную  $|N_d - N_a|$ .

В случае неоднородного легирования (если изменение концентрации легирующей примеси происходит на расстоянии менее Дебаевской длины экранирования) диффузия свободных носителей заряда приводит к образованию встроенного электрического поля и поэтому распределение концентрации свободных носителей не совпадает с распределением концентрации легирующей примеси.

Наличие в однородно легированной структуре низкоразмерных слоев, приводящих к формированию уровней размерного квантования, так же приводит к искажению профиля распределения свободных носителей  $N_{CV}$ -W из-за перераспределения носителей между объемом и квантовыми состояниями. В этом случае  $N_{CV}$ -W не отражает концентрацию легирующей примеси и поэтому  $N_{CV}$ -W называют эффективным профилем распределения концентрации свободных носителей. Было показано, что данная ситуация наблюдается в полупроводниковых структурах, где присутствует отдельно стоящая гетерограница<sup>12, 13, 14, 15, 16</sup>, одна<sup>17, 18, 19, 20, 21</sup> или несколько<sup>22, 23, 24, 25</sup> квантовых ям или слой с  $\delta$ -легированием <sup>26, 27, 28</sup>.

Рассмотрим диод Шоттки на основе однородно легированного полупроводника п-типа, содержащего нелегированную квантовую яму (Рис. 1.2а). Мы пренебрегаем влиянием свободных неосновных носителей, поэтому на Рис. 1.2а,б изображена только форма дна зоны проводимости  $E_C(z)$ . При отсутствии обратного смещения под барьером Шоттки формируется область пространственного заряда  $W_d(0)$  под действием поверхностного потенциала  $q \Phi_b$  (Рис. 1.2а). Наличие уровней размерного квантования в слое КЯ ниже дна зоны проводимости матрицы приводит к тому, что часть свободных носителей перетекает в КЯ из прилегающих к квантовой яме п-слоев. При этом в КЯ накапливается отрицательный заряд

электронов, который индуцирует область пространственного заряда  $W_0$  с обеих сторон от слоя квантовой ямы (Рис. 1.2а). Таким образом, в данной структуре существует два типа распределения заряда: двумерный заряд электронов ( $Q_{2D}$ ), расположенных на уровнях в квантовой яме и трехмерный заряд свободных электронов в зоне проводимости и ионизованных доноров ( $Q_{3D}$ ) в п-матрице. При приложении обратного смещения к такой структуре происходит изменение заряда в структуре, связанное с движением края области пространственного заряда барьера Шоттки от  $W_d(0)$  до  $W_d(V_{rev})$ . Кроме того, изменяется заряд в квантовой яме, а, следовательно, и заряд, индуцированный вокруг квантовой ямы. Поэтому емкость диода Шоттки с квантовой ямой  $C_{QW}$  состоит из двух компонент - трехмерной и двумерной:

$$C_{QW} = \frac{\partial Q_{3D}}{\partial V} + \sum_{i} \frac{\partial Q_{2D} \left[ \left( E_{F} - E_{i} \right) |\psi_{i}|^{2} \right]}{\partial V}$$

(1.13

где суммирование идет по всем *і* подзонам в квантовой яме.

Первый член в выражении (1.13) аналогичен емкости диода Шоттки на основе однородной структуры (1.5). Второй член в выражении (1.13) отражает изменение двумерного заряда электронов в квантовой яме, связанное с изменением относительного положения квазиуровня Ферми  $E_F$ и энергетического положения *i*-ой подзоны  $E_i$  в квантовой яме, а также с изменением квадрата волновой функции / $\Psi_i$ /2 электронов в квантовой яме из-за квантового эффекта Штарка<sup>29</sup>. Заряд, аккумулированный в квантовой яме, зависит от таких параметров как разрыв зон на гетерогранице, эффективной массы носителей и ширины квантовой ямы, которые, в свою очередь, определяют положение энергетических уровней и волновые функции локализованных состояний в квантовой яме.



Рис. 1.2: Энергетическая диаграмма диода Шоттки на структуре с квантовой ямой: а) при отсутствии внешнего напряжения смещения, б) при приложенном обратном смещении  $V_{rev}$ .  $E_0$  – положение энергетического уровня в квантовой яме.

Таким образом, анализ емкости, связанной с квантовой ямой позволит определить ее электронную структуру.

Следует отметить, что в выражении (1.13) для емкости диода Шоттки с квантовой ямой необходимо учитывать тот факт, что изменение заряда в квантовой яме приводит к изменению заряда, индуцированного вокруг квантовой ямы, поэтому двумерная и трехмерная компоненты емкости  $C_{QW}$ оказываются взаимосвязанными. Последнее обстоятельство в значительной степени затрудняет анализ емкости диода Шоттки с квантовой ямой. Аналогичные проблемы возникают при исследовании емкости структур, содержащих отдельно стоящую гетерограницу<sup>12,13,14</sup> или слои с  $\delta$ легированием<sup>26,27</sup>.

Для анализа *C*-*V* и *N*<sub>*CV*</sub>-*W* характеристик диодов Шоттки, содержащих слои пониженной размерности авторы работ<sup>12,16,17,18,22,26</sup> использовали различные приближенные методы для аналитического решения уравнения Пуассона. Однако за границами данного рассмотрения оставались изменения формы волновых функций квантоворазмерных состояний под действием электрического поля, что дает существенный вклад в емкость при исследовании одиночных гетерограниц, широких квантовых ям и слоев с блегированием. Кроме того, как правило, рассматривалось заполнение носителями заряда только основного состояния в квантоворазмерном слое<sup>17,18,27,25</sup>. Было показано, что для учета заполнения нескольких подзон в квантоворазмерном слое необходимо проведение самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера <sup>30,31,32,33,34</sup>.

# 1.2 Расчет *C-V* и *N<sub>CV</sub>-W* характеристик полупроводниковых гетероструктур, с использованием самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера.

расчета *C-V* и *N<sub>CV</sub>-W* характеристик диодов Для Шоттки, изготовленных на основе полупроводниковых гетероструктурах, нами была разработана модель численного решения взаимодействующих одномерных уравнений Пуассона и Шредингера. Решение дифференциальных уравнений осуществлялось методом конечных разностей в матричной форме. Эта модель не имеет ограничений на количество слоев в гетероструктуре. В качестве примера рассмотрим применение данной модели к расчету С-V и  $N_{CV}-W$ характеристик диодов Шоттки, изготовленных на основе полупроводниковых гетероструктур *п*-типа проводимости с одиночной квантовой ямой. Влиянием неосновных носителей, в данном случае дырок, мы пренебрегаем, поскольку их концентрация достаточно мала.

Для расчета волновых функций и энергетических уровней в квантовой яме необходимо решить одномерное уравнение Шредингера для огибающей волновой функции с учетом того, что эффективная масса электрона  $m^*(z)$  является функцией координаты  $z^{32,34}$ :

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left( \frac{1}{m^*(z)} \frac{d}{dz} \Psi_i(z) \right) + V_{eff}(z) \Psi_i(z) = E_i \Psi_i(z)$$
(1.14)

где  $\hbar$  - приведенная постоянная Планка,  $V_{eff}(z)$  – эффективный потенциал,  $E_i$ и  $\Psi_i$  – собственные значения энергий и волновые функции квантовых состояний, соответственно.

Эффективный потенциал  $V_{eff}(z)$  отражает влияние свободных электронов в зоне проводимости и ионизованных доноров, а также внешнее

напряжение смещения  $V_{rev}$  прикладываемое к структуре. Для упрощения модели мы не учитываем обменный корреляционный потенциал <sup>34</sup>, поэтому эффективный потенциал может быть представлен в следующем виде:

$$V_{eff}(z) = -q U(z) + \Delta E_c(z)$$

(1.15

где  $\Delta E_C(z)$  есть потенциал зоны проводимости нелегированной гетероструктуры с учетом разрывов зон на границах квантовой ямы, а U(z) является решением уравнения Пуассона.

Мы ограничиваемся рассмотрением только связанных квантовых состояний, и не рассматриваем протекания тока по структуре. т.к. диод Шоттки характеризуется незначительным обратным током.

В пространства, где область эффективный потенциал  $V_{eff}(z)$ обращается в бесконечность, частица вообще не может проникнуть, т.е. в этой области волновая функция  $\Psi$  обращается в 0. Если эффективный потенциал  $V_{eff}(z)$  нигде не обращается в бесконечность, то волновая функция Ψ тоже должна быть конечной во всем пространстве. Из квантовой механики известно <sup>35</sup>, что вероятность  $|\Psi|^2$  нахождения частицы в барьере быстро стремится к нулю при увеличении расстояния вглубь барьера. Поскольку мы рассматриваем только связанные состояния в квантовой яме, то для упрощения решения уравнения Шредингера мы будем использовать граничные условия, где волновая функция должна быть равны нулю в барьерном слое на расстоянии близком к квантовой яме. Точное геометрическое положение этих граничных условий определялось подбором в ходе пробных прогонов численного решения уравнения Шредингера.

Волновая функция должна быть однозначной и непрерывной во всем пространстве <sup>35</sup>. Эти требования непрерывности должны сохраняться также и на гетерограницах, где из-за разрыва зон имеет место резкое изменение

эффективного потенциала V(z). Рассмотрим границу при z = 0 между материалами A и B. Если бы материалы A и B имели одинаковую природу, то волновая функция  $\Psi$  должна удовлетворять следующим условиям на границе при z = 0:

$$\psi(0_A) = \psi(0_B), \qquad \left. \frac{d\psi(z)}{dz} \right|_{z=0_A} = \left. \frac{d\psi(z)}{dz} \right|_{z=0_B}$$

(1.16

где  $O_A$  означает, что приближение к интерфейсу со стороны материала A. В случае гетероперехода мы имеем разные эффективные массы для материалов A и B, поэтому для консервации плотности потока вероятности при пересечении границы необходимо учитывать изменение эффективной массы носителей при записи граничных условий<sup>36,37</sup>:

$$\psi(0_A) = \psi(0_B), \qquad \frac{1}{m_A} \left. \frac{d\,\psi(z)}{d\,z} \right|_{z=0_A} = \frac{1}{m_B} \left. \frac{d\,\psi(z)}{d\,z} \right|_{z=0_B}$$
(1.17)

Из условия (1.17) следует, что волновая функция будет иметь излом на гетерогранице, если  $m_A \neq m_B$ .

Одномерное уравнение Пуассона для данной структуры, с учетом пренебрежения влияния ионизованных акцепторов и свободных дырок в валентной зоне, может быть записано в следующем виде<sup>10</sup>:

$$\frac{d}{dz} \left( \varepsilon_0 \varepsilon(z) \frac{d}{dz} \right) U(z) = -q \left[ N_d^+(z) - n(z) \right]$$
(1.18)

где концентрация ионизованных доноров  $N_d^+$  задается следующим выражением <sup>10</sup>:

$$N_d^+ = \frac{N_d}{1 + g_n \exp\left(\frac{E_d - E_F}{kT}\right)}$$

(1.19

где  $E_d$  и  $g_n$  – энергия ионизации и фактор вырождения донора, соответственно.

Следует отметить, что концентрация электронов в зоне проводимости *n*(*z*) в Выр.(1.18) имеет две составляющие:

$$n(z) = n_{3D}(z) + n_{2D}(z)$$
( 1.20)

Первый член в выражении (1.20) есть концентрация свободных носителей  $n_{3D}(z)$  в зоне проводимости объемного материала<sup>10</sup>:

$$n_{3D}(z) = N_C \ F_{\frac{1}{2}}\left(\frac{E_F - E_C}{kT}\right), \qquad N_C = 2\left(\frac{2\pi \ m^*(z) \ kT}{(2\pi\hbar)^2}\right)^{\frac{3}{2}}$$
(1.21)

где  $F_{1/2}$  – интеграл Ферми индекса 1/2. Численная аппроксимация интеграла Ферми  $F_{1/2}$  была взята из работы <sup>38</sup>.

Второй член  $n_{2D}(z)$  в выражении ( 1.20) представляет собой распределение плотности заряда двумерного электронного газа в области квантовой ямы, которое зависит от волновых функций  $\Psi_i(z)$  и собственных значений энергии  $E_i$ , полученных из уравнения Шредингера ( 1.14 ):

$$n_{2D}(z) = \frac{m^*(z) \ kT}{\pi \hbar^2} \sum_i \ln\{1 + \exp\left[(E_F - E_i)/kT\right]\} \ |\Psi_i(z)|^2$$

(1.22

где суммирование проводится по всем подзонам состояний в квантовой яме.

Нейтральность образца требует выполнения следующего условия:

$$\int_{0}^{\infty} \left( N_{d}^{+}(z) - n(z) \right) dz = 0$$

Положение квазиуровня Ферми в объемном материале определялось из системы уравнений (1.20) и (1.23).

Граничные условия для гетероструктуры необходимые для решения уравнения Пуассона (1.18) являются такими же как и в случае однородного полупроводника (1.3) и (1.4).

Из самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера получаем форму эффективного потенциала  $V_{eff}(z)$  как функцию напряжения смещения  $V_{rev}$ , приложенного к диоду Шоттки. Согласно теореме Гаусса<sup>39</sup>, для данного напряжения смещения  $V_{rev}$ , полный заряд в структуре пропорционален величине электрического поля на поверхности образца  $E_{surf}$ :

$$Q = \varepsilon_0 \varepsilon E_{surf}, \qquad E_{surf} = -\frac{dV_{eff}(z)}{dz} \bigg|_{surface}$$
 (1.24)

Для расчета емкости данной структуры мы используем квазистатическое приближение <sup>4,7</sup>, т.е.:

$$C|_{V=V_{rev}} = \frac{\Delta Q}{\Delta V}\Big|_{V=V_{rev}}$$

(1.25

(1.23

где  $\Delta Q$  есть полное изменение заряда, обусловленное изменением обратного смещения  $\Delta V$  около статической точки  $V_{rev}$ . Для расчета эффективного профиля концентрации свободных носителей  $N_{CV}$ -W мы используем выражение (1.7).

## 1.3 Численное решение самосогласованных дифференциальных уравнений Пуассона и Шредингера методом конечных разностей

Уравнения Пуассона (1.18) и Шредингера (1.14) представляют собой систему самосогласованных дифференциальных уравнений второго порядка. Данная система уравнений не может быть решена аналитически, поэтому мы использовали ЭВМ для численного решения с помощью метода конечных разностей (МКР)<sup>40,41</sup>.

дискретизации дифференциальных уравнений Для Пуассона И Шредингера реальное пространство было разбито узлами сетки С 1.3).  $d_h$ = $\delta$  (Рис. С однородным размером ячейки помощью интерполяционного полинома второй степени были получены приближенные выражения для производных первого и второго порядка искомых функций U(z) и  $\Psi(z)$  по трем точкам  $z_{i-1}$ ,  $z_i$ , и  $z_{i+1}$  (Рис. 1.3), так называемые центральные разностные отношения <sup>42, 43</sup>:

$$\frac{dU}{dz}\Big|_{z=z_i} \approx \frac{U_{i+1} - U_{i-1}}{2\,\delta}, \quad \frac{d^2U}{dz^2}\Big|_{z=z_i} \approx \frac{U_{i+1} - 2U_i + U_{i-1}}{\delta^2}$$

(1.26

Аналогичные выражения могут быть написаны для производных функции  $\Psi(z)$ . Теперь мы можем переписать уравнение Шредингера (1.14 в дискретной форме:

$$-\frac{\hbar^{2} \Psi_{i-1}}{2 m_{i-\frac{1}{2}}^{*} \delta^{2}} + \frac{\hbar^{2}}{2 \delta^{2}} \left[ \frac{1}{m_{i-\frac{1}{2}}^{*}} + \frac{1}{m_{i+\frac{1}{2}}^{*}} + \frac{2 V_{i} \delta^{2}}{\hbar^{2}} \right] \Psi_{i} - \frac{\hbar^{2} \Psi_{i+1}}{2 m_{i+\frac{1}{2}}^{*} \delta^{2}} = E \Psi_{i}$$
(1.27)



Рис. 1.3: Сетка функции *U*(*z*) для расчета производных по методу конечных разностей.

Здесь индекс *i* указывает номер точки на сетке, а полуцелый индекс на точку, распложенную посередине между точками  $z_i$  и  $z_{i+1}$ . Это выражение может быть представлено в следующем виде:

$$\beta_{i} \psi_{i-1} + \alpha_{i} \Psi_{i} + \beta_{i+1} \psi_{i+1} = E \psi_{i}$$
( 1.28)

Такие уравнения называют трехточечными разностными уравнениями второго порядка<sup>43,42</sup>. Это уравнение может быть записано в матричной форме:

$$\sum_{j=1}^{n} A_{ij} \psi_{j} = 0 ,$$
  
$$u \pi u \qquad A \psi = 0$$

(1.29

где A - трехдиагональная симметричная матрица размера  $n \times n$ :

$$A = \begin{pmatrix} \alpha_1 - E, \beta_1, 0, & 0 \\ \beta_1, \alpha_1 - E, \beta_2, & 0 \\ 0, \beta_2, \alpha_2 - E, & 0 \\ \vdots & \vdots \\ 0, & \beta_n \\ 0, & \beta_n, \alpha_n - E \end{pmatrix}$$

(1.30

Эффективность решения системы (1.29) главным образом зависит от размерности матрицы A т.е. числа n. В задачах, часто встречающихся на практике, n может принимать значения порядка нескольких сотен и даже тысяч. Используя формулу Крамера<sup>41</sup>, неизвестные можно найти в виде дробей, знаменателем которых является определитель матрицы A, а числителем - определитель матрицы  $A_i$ , полученный из матрицы A заменой столбца коэффициентов при вычисляемом неизвестном столбцом сводных

членов. Если при реализации этих формул определители вычисляются понижением порядка на основе разложения по элементам какой-нибудь строки или столбца матрицы, то на вычисление определителя *n*-ого порядка будет затрачиваться *n*! операций умножения. Например, при размере матрицы n=100 получим  $n! \approx 10^{158}$  операций<sup>43</sup>. Отсюда видно, что современные вычислительные возможности не позволяют использовать формулу Крамера для решения системы линейных уравнений.

Для решения системы линейных уравнений с матрицей высокой размерности нами была использована схема Холецкого <sup>40</sup>. На первом этапе решения систем линейных уравнений матрица A представляется в виде произведения двух треугольных матриц, и форма разложения зависит от свойств матрицы A. Для матриц общего вида используется LU-разложение<sup>43</sup>:

A = L U

## (1.31

где *U* – верхняя треугольная матрица и где *L* – нижняя треугольная матрица.

Поскольку матрица *A* (1.30) относится к семейству симметричных положительно определенных матриц, то для решения системы линейных уравнений с такими матрицами используется разложение Холецкого:

$$A = U^T U$$

(1.32

После разложения матрицы *А* исходная система (1.29) может быть представлена в виде системы двух уравнений:

$$\begin{cases} U^T \ y = 0 \\ U \ \psi = y \end{cases}$$

(1.33

где *у* - вектор вспомогательных переменных.

Таким образом, данная система с квадратной матрицей *А* свелась к последовательному решению двух систем с треугольными матрицами

коэффициентов (1.33). Применяя прямую, а потом обратную подстановки, можно вычислить решение исходной системы (1.29). Вычислительные затраты (количество вычислительных операций  $N_{ops}$ ) для метода *LU*разложения составляют  $N_{ops} \sim n^3/3$  (где n – размер матрицы *A*). Использование схемы Холецкого позволяет сократить в два раза количество операций  $N_{ops}$  и объем необходимой оперативной памяти <sup>43</sup>.

Уравнение Пуассона (1.18 в дискретной форме имеет следующий вид:

$$\varepsilon_{0} \varepsilon_{i-\frac{1}{2}} U_{i-1} - \varepsilon_{0} \left[ \varepsilon_{i+\frac{1}{2}} + \varepsilon_{i-\frac{1}{2}} \right] U_{i} + \varepsilon_{0} \varepsilon_{i+\frac{1}{2}} U_{i+1} = -\rho_{i} \delta^{2}$$
(1.34)

Это уравнение может быть записано в матричной форме:

$$\varepsilon_0 B_{ij} U_i = -\rho_i \delta^2$$

(1.35

где **В** - трехдиагональная матрица:

$$B = \begin{pmatrix} -\varepsilon_{\frac{3}{2}}, & \varepsilon_{\frac{3}{2}}, & 0, & 0, & 0, & \cdots & \cdots & 0\\ \varepsilon_{\frac{3}{2}}, & -\varepsilon_{\frac{5}{2}} - \varepsilon_{\frac{3}{2}}, & \varepsilon_{\frac{5}{2}}, & 0, & 0, & \cdots & \cdots & 0\\ 0, & \varepsilon_{\frac{5}{2}}, & -\varepsilon_{\frac{7}{2}} - \varepsilon_{\frac{5}{2}}, & \varepsilon_{\frac{7}{2}}, & 0, & \cdots & \cdots & 0\\ 0, & 0, & \ddots & \ddots & \ddots & 0, & \cdots & \vdots\\ 0, & 0, & 0, & \varepsilon_{i-\frac{1}{2}}, & -\varepsilon_{i+\frac{1}{2}} - \varepsilon_{i-\frac{1}{2}}, & \varepsilon_{i+\frac{1}{2}}, & \cdots & 0\\ \vdots & \vdots & \vdots & 0, & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \end{pmatrix}$$
(1.36)

Нелинейное уравнение Пуассона в дискретной форме (1.35) решается по методу Ньютона <sup>41</sup>.

Волновые функции  $\Psi_i(z)$  и электростатический потенциал U(z) вычислялись путем решения уравнений Пуассона и Шредингера внутри дискретных ячеек. Граничные условия брались из решений в прилегающих ячейках.

Для получения самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера использовалась итеративная процедура, диаграмма которой представлена на Рис. 1.4. Входные параметры: ширина запрещенной зоны, эффективная масса  $m^*(z)$ , диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon(z)$ , потенциал зоны проводимости  $\Delta E_C(z)$  структуры с учетом разрывов зон на гетерограницах, уровень легирования  $N_d$  ( $N_a$ ), энергия ионизации мелкой примеси, температура, и потенциал на поверхности структуры.

Сначала задается пробный прямоугольный потенциал, отражающий только разрывы зон на гетерограницах (Шаг 1 Рис. 1.4). Затем из решения уравнения Шредингера определяются собственные значения энергии Е<sub>i</sub> и волновые функции  $\Psi_i(z)$  связанных состояний в квантовой яме (Шаг 2 Рис. 1.4). После этого вычисляется распределение электронной плотности по глубине структуры (Шаг 3 Рис. 1.4) и положение квазиуровня Ферми E<sub>F</sub> в структуре на основе решения уравнений ( 1.20) и ( 1.23). И, наконец, определяется электростатический потенциал U(z) из решения уравнения Пуассона для распределения заряда равного  $(N_d^+(z) - n(z))$  (Шаг 4 Рис. 1.4). Затем новая форма электростатического потенциала (Шаг 5 Рис. 1.4) передается (Шаг 6 Рис. 1.4) на Шаг 2 Рис. 1.4 для расчета новых собственных значений энергии  $E_i$  и волновых функций  $\Psi_i(z)$  связанных состояний в квантовой яме. Эта итерационная процедура (Шаг 2 - Шаг 5 Рис. 1.4) выполняется до тех пор, пока максимальная разница между текущим  $V_n(z)$  и предыдущим  $V_{n-1}(z)$  значениями эффективного потенциала не станет меньше  $1 \times 10^{-8}$  эВ. Следует отметить, что параметр  $\alpha$  (Шаг 6 Рис. 1.4) лежит в диапазоне 0.001- 1.0. Чем больше значение параметра  $\alpha$ , тем выше скорость схождения системы уравнений, но при этом ухудшается устойчивость самосогласованной схождения системы уравнений.



Рис. 1.4: Алгоритм самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера.

Как следует из нашего опыта, устойчивость схождения системы уравнений ухудшается с понижением температуры и с увеличением количества квантоворазмерных состояний в структуре. В этом случае необходимо понижать величину  $\alpha$ , что приводит к увеличению количества итераций и, соответственно, времени, необходимого для выполнения вычислений.

На выходе программы получаем форму эффективного потенциала V(z) как функцию напряжения смещения  $V_{rev}$ , приложенного к диоду Шоттки.

Данный алгоритм был реализован в виде пакета программ на языке Турбо Паскаль и Delphi 5.

#### 1.3.1 Пример расчета параметров одиночной квантовой ямы

Рассмотрим применение представленной выше модели для проведения расчета параметров электронных состояний В нелегированной полупроводниковой структуре С одиночной квантовой ямой GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As ( $m^*_{GaAs} = 0.067 m_0, m^*_{AlGaAs} = 0.092 m_0, \Delta E_C = 0.23$  эВ, где  $m_0$ - масса свободного электрона)<sup>44</sup>. Общая толщина структуры составляет 856 Å. КЯ расположена в середине структуры, и ширина КЯ была выбрана равной а = 56 Å.

Из численного решения уравнения Шредингера с шагом дискретизации  $d_h = 1$  Å для данной формы потенциала получаем, что в КЯ существует два энергетических состояния для электронов, расположенных на  $E_0 = 64.2$  мэВ и  $E_1 = 220.7$  мэВ относительно дна КЯ (Рис. 1.5). Волновая функция основного состояния  $\psi_{E0}$  локализована главным образом внутри КЯ. Тогда как первое возбужденное состояние  $E_1$  лежит достаточно высоко от дна КЯ, поэтому соответствующая волновая функция  $\psi_{E1}$  глубоко проникает в прилегающие потенциальные барьеры (Рис. 1.5).

Для оценки точности и работоспособности модели сравним полученные результаты с аналитическим решением уравнения Шредингера ( 1.14. для КЯ с прямоугольной формой потенциала. Волновая функция и энергия связанных состояний ( $E < \Delta E_C$ ) в структуре с КЯ в зависимости от четности могут быть представлены в следующей форме <sup>36,37</sup>:

$$\psi(z) = C \begin{cases} \cos \\ \sin \end{cases} k z , \quad E = \frac{\hbar^2 k^2}{2 m_{GaAs}^*} \quad npu \quad -\frac{a}{2} < z < \frac{a}{2} \end{cases}$$
$$\psi(z) = D \exp(\pm k z), \quad \Delta E_c - E = \frac{\hbar^2 k^2}{2 m_{AlGaAs}^*} \quad npu \quad z < -\frac{a}{2} \quad u \quad z > \frac{a}{2} \end{cases}$$
(1.37)

В выражении (1.37) и (1.38) k - волновой вектор в обратной решетке.


Рис. 1.5: Распределение эффективного потенциала  $V_{eff}(z)$  для структуры с КЯ Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As /GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As, расположенной на глубине 400 Å от поверхности. Показано энергетическое положение основного  $E_0 = 64.2$  мэВ и первого возбужденного уровня  $E_1 = 220.7$  мэВ уровней в КЯ и пространственное распределение соответству-ющих волновых функций  $\psi_0$  и  $\psi_1$ . Шаг дискретизации  $d_h = 1$  Å.

С учетом граничных условий (1.17) из выражений (1.37) получаем трансцендентные уравнения для определения собственных значений энергии в КЯ:

$$\begin{cases} \tan \\ -\cot \end{cases} \left(\frac{k a}{2}\right) = \sqrt{\frac{m_{GaAs}^*}{m_{AlGaAs}^*}} \left(\frac{2 m_{GaAs}^* \Delta E_C}{\hbar^2 k^2} - 1\right) \end{cases}$$

(1.38

С учетом параметров нашей структуры из численного решения уравнения ( 1.38) мы получаем 64.2 мэВ и 220.7 мэВ для основного и первого возбужденного состояний в КЯ, соответственно. Данные значения практически совпадают с результатами, полученными из нашей модели (Рис. 1.5), что указывает на работоспособность предложенного метода, который мы можем применять для расчета параметров КЯ с любой формой потенциала.

Как было показано ранее, объем вычислительных операций, необходимых для решения данной задачи, в значительной зависит от размера матрицы, который определяется размером шага дискретизации при фиксированных геометрических размерах структуры. Установлено, достаточно точное решение уравнения Шредингера может быть получено при шаге дискретизации  $d_h = 1$  Å. При этом размер матрицы был 856 x 856. При увеличении шага дискретизации  $d_h$  до 4 Å относительная ошибка в определении собственных значений энергии в КЯ также увеличивается, но все еще остается в пределах 1% (Рис. 1.6). Тогда как размер матрицы уменьшается до 214 x 214, что значительно сокращает время вычислений. Дальнейшее увеличения энергии основного состояния в КЯ до 3%, что является неприемлемым.

Рост погрешности вычислений с увеличением шага дискретизации *d<sub>h</sub>* обусловлен тем, что форма эффективного потенциала КЯ ямы трансформируется из прямоугольной в трапециидальную. Следует



Рис. 1.6: Зависимость относительной точности расчета положения энергетических уровней ( $E_0$  и  $E_1$ ) в КЯ от размера шага дискретизации  $d_h$ .

отметить, что энергия основного состояния  $E_0$  более чувствительна к шагу дискретизации, чем энергия первого возбужденного состояния  $E_1$ , т.к. волновая функция основного состояния локализована на 73% в КЯ (Рис. 1.5), тогда как волновая функция первого возбужденного состояния локализована в КЯ лишь на 22% (Рис. 1.5) и поэтому менее чувствительна к изменению формы эффективного потенциала КЯ.

# 1.3.2 Примеры расчета C-V и N<sub>CV</sub>-W характеристик диодов Шоттки, на основе полупроводниковых гетероструктур

В данном параграфе будут приведены примеры расчета *C-V* и  $N_{CV}$ -*W* характеристик диодов Шоттки на основе полупроводниковых структур, таких как одиночный гетеропереход и одиночная квантовая яма на основе гетеросистемы GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As. Для сравнения будут также приведены результаты расчетов *C-V* и  $N_{CV}$ -*W* характеристик структуры на основе однородно легированного слоя без гетеропереходов. Параметры структур, используемые для расчетов, приведены в Таблице 1.1. Диаметр контакта барьера Шоттки равен 0.5 мм. Все структуры однородно легированы донорной примесью с энергией ионизации  $E_d = 5$  мэВ относительно дна зоны проводимости  $E_C$  на уровне  $5 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup> (за исключением слоя с квантовой ямой). Расчеты будем проводить в области температур истощения мелкой донорной примеси при T = 100 К.

На Рис. 1.7 приведено распределение эффективного потенциала  $V_{eff}(z)$  для симметричных структур с гетеропереходами n-N и N-n типа, полученное из самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера при нулевом потенциале на поверхности  $V_{rev} = 0$  V. Из-за разницы работ выхода на гетерогранице GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As электроны из широкозонного материала Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As переходят в узкозонный GaAs. При этом в широкозонном материале образуется область обеднения свободными носителями, а в

Тип	буферный слой			слой КЯ			верхний слой		
	Толщ.	Диэлектр.	Разрыв	Толщ.	Диэлектр.	Разрыв	Толщ.	Диэлектр.	Разрыв
	МКМ	прон.,	$\Delta E_C$ ,	Å	прон.,	$\Delta E_C$ ,	МКМ	прон.,	$\Delta E_C$ ,
		$\varepsilon^{a)}$	эВ		$\varepsilon^{a)}$	эВ		$\varepsilon^{a)}$	эВ
Ν	1.0	11.6	0	-	-	-	-	-	-
N-n	1.0	11.6	0.23	-	-	-	0.4	12.9	0
n-N	1.0	12.9	0	-	-	-	0.4	11.6	0.23
N-n-N	1.0	11.6	0.23	56	12.9	0	0.4	11.6	0.23

Таблица 1.1 Параметры гетероструктур, используемые для расчетов

**N** – слой Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As

**n** – слой GaAs

<sup>а)</sup> – данные взяты из работы <sup>44</sup>.

 $m^*_{\text{GaAs}} = 0.067 \ m_0, \ m^*_{\text{AlGaAs}} = 0.092 \ m_0,$ 



Рис. 1.7: Распределение эффективного потенциала  $V_{eff}(z)$  для структур с гетеропереходами n-N (а) и N-n (б), расположенными на глубине 0.4 мкм от поверхности. Показано энергетическое положение уровней в КЯ и квазиуровня Ферми  $E_F$ , а также пространственное распределение плотности носителей  $n_{2D}(z)$ , локлизованных в квантовой яме. Тонкие горизонтальные линии показывают энергетическое положение основного  $E_0 = 37$  мэВ и первого возбужденного уровня  $E_I = 51$  мэВ в КЯ на гетерогранице (относительно дна зоны проводимости в КЯ). Шаг дискретизации  $d_h = 2$  Å.

узкозонном на гетерогранице – аккумулируются электроны с образованием двумерного электронного газа (Рис. 1.7). Из решения уравнения Шредингера для такой формы эффективного потенциала  $V_{eff}(z)$  установлено, что в КЯ на гетерогранице GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As имеется два энергетических уровня  $E_0$  = 37 мэВ и  $E_1$  =51 мэВ, соответствующих основному и первому возбужденному состоянию в КЯ, соответственно. Основной уровень  $E_0$  находится ниже квазиуровня Ферми  $E_F$  (Рис. 1.7) и заполнен электронами с концентрацией 2.8x10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>. Первое возбужденное состояние находится на 7 мэВ выше квазиуровня Ферми  $E_F$  и частично заполнено электронами до уровня 8.8x10<sup>10</sup> см<sup>-2</sup>, т.к. тепловая энергия при T = 100 К составляет порядка 8.6 мэВ.

Для расчета *C*-*V* (а) и  $N_{CV}$ -*W* (б) характеристик диодов Шоттки на n-N и N-n гетероструктурах проведем самосогласованное решение уравнений Пуассона и Шредингера при изменении потенциала на поверхности структур от  $V_{rev} = 0$  V до  $V_{rev} = -11$  V. Результаты этих расчетов представлены на Рис. 1.8а,б,в. При малом обратном смещении (-4V < V<sub>rev</sub> < 0V) на *C-V* характеристиках емкость уменьшается обратно пропорционально  $\sqrt{V_{rev}}$  (Рис. 1.8б), что соответствует однородному легированию верхнего слоя n-N и N-n гетероструктур (Рис. 1.8в). Области обратных напряжений на V<sub>rev</sub> от -5 V до -7 V емкость слабо зависит от напряжения, что в соответствии с выражением (1.7) приводит к появлению пика на N<sub>CV</sub>-W характеристике рядом с геометрическим положением гетерограницы GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As (Рис. 1.8 в). Такое поведение связано с аккумуляцией свободных электронов в КЯ на гетерогранице (Рис. 1.7 а, б). С ростом величины обратного напряжения  $V_{rev}$  от -5 V до -7 V происходит опустошение уровней в КЯ от отрицательного электронного заряда в соответствии с выражением (1.22), поэтому край области пространственного заряда не движется вглубь структуры для компенсации изменения потенциала на поверхности, т.е. емкость структуры не зависит от напряжения смещения V<sub>rev</sub>.



Рис. 1.8 : Расчетные *C*-*V* (а)  $1/C^2$ -*V* (б) и  $N_{CV}$ -*W* (в) характеристики диодов Шоттки с однородной структурой N и гетеропереходами n-N и N-n, расположенными на глубине 0.4 мкм от поверхности.

При обратных напряжениях смещения  $V_{rev} < -7$  V емкость опять спадает обратно пропорционально  $\sqrt{V_{rev}}$  (Рис. 1.8 б), что соответствует однородному легированию буферного слоя n-N и N-n гетероструктур (Рис. 1.8 в).

Для сравнения на Рис. 1.8а,б,в представлены результаты расчетов однородной N-гетероструктуры, емкость которой уменьшается пропорционально  $\sqrt{V_{rev}}$  во всем интервале напряжений смещения (Рис. 1.8б), что соответствует однородному распределению свободных носителей по толщине структуры (Рис. 1.8в).

Присутствие высокой концентрации электронов в КЯ со стороны узкозонного материала на гетерогранице GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As сопровождается образованием области обеднения в широкозонном слое Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As (Рис. 1.8в). На С-V характеристике этому соответствуют участки резкого изменения емкости при  $V_{rev} = -4.4$  V для N-n гетероструктуры и при  $V_{rev} = -4.4$  V для N-n гетероструктуры и при  $V_{rev} = -4.4$  V для N-n гетероструктуры и при  $V_{rev} = -4.4$  V для N-n гетероструктуры и при  $V_{rev} = -4.4$  V для N-n гетероструктуры и при  $V_{rev} = -4.4$  V для N-n гетероструктуры и при  $V_{rev} = -4.4$  V для N-n гетероструктуры и при  $V_{rev} = -4.4$  V для N-n гетероструктуры и при  $V_{rev} = -4.4$  V для N-n гетероструктуры и при  $V_{rev} = -4.4$  V для N-n гетероструктуры и при  $V_{rev} = -4.4$  V для N-n гетероструктуры и при  $V_{rev} = -4.4$  V для N-n гетероструктуры и при  $V_{rev} = -4.4$  V для N-n гетероструктуры и при  $V_{rev} = -4.4$  V для N-n гетероструктуры и при  $V_{rev} = -4.4$  V для N-n гетероструктуры и при  $V_{rev} = -4.4$ 7.5 V для n-N гетероструктуры, когда область пространственного заряда барьера Шоттки смыкается с областью пространственного заряда в широкозонном слое на гетерогранице GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As . Таким образом, из *C-V* и *N*<sub>*CV*</sub>-*W* характеристик диодов Шоттки на n-N и N-n гетероструктурах можно определить последовательность слоев в структуре, что является важным при исследовании многослойных полупроводниковых гетероструктур таких как лазеры, светодиоды, солнечные элементы и др. Следует отметить, из наших расчетов следует, что в отличие от работ <sup>12,45,46,47</sup>, не учитывающих квантовомеханические эффекты на гетерогранице, положение пика на  $N_{CV}$ -W характеристиках диодов Шоттки на n-N и N-n совпадает геометрическим положением гетероструктурах не С гетерограницы (Рис. 1.8в). Это связано с тем, что из-за формирования уровней размерного квантования на гетерогранице пространственное распределение двумерной плотности носителей n<sub>2D</sub>(z) в КЯ имеет

максимум, сдвинутый относительно гетерограницы (Рис. 1.7а,б) в соответствии с формой плотности распределения двумерного газа  $n_{2D}(z)$ .

Концентрация электронов, локализованных в КЯ на гетерогранице GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As зависит от уровня легирования и величины разрыва зон  $\Delta E_C$  на гетерогранице. Поэтому анализ C-V и  $N_{CV}$ -W характеристик диодов и N-n гетероструктурах может использоваться для Шоттки на n-N разрыва зон  $\Delta E_C$  на гетерогранице при известном уровне определения легирования структуры. Однако, наши расчеты показывают, что форма КЯ на гетерогранице, а, следовательно, и концентрация локализованных в ней носителей сильно зависит от однородности легирования узкозонного слоя около гетероперехода. Кроме того, область гетероперехода может содержать высокую концентрацию электрически активных дефектов с глубокими уровнями, которые также могут модифицировать распределение свободных носителей <sup>14,15</sup>. Все эти факторы приводят к значительным ошибкам в определении разрыва зон  $\Delta E_C$  на гетерогранице из анализа C-V и  $N_{CV}$ -W характеристик одиночных гетеропереходов.

Рассмотрим применение данного метода для расчета С-V и N<sub>CV</sub>-W характеристик полупроводниковых N-n-N гетероструктур (Таблица 1.1), где КЯ сформирована из узкозонного материала, вставленного между слоями широкозонного материала. На Рис. 1.9 представлены результаты расчета распределение эффективного потенциала  $V_{eff}(z),$ полученные ИЗ самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера при нулевом потенциале на поверхности  $V_{rev} = 0$  V. Как и в случае нелегированной структуры с КЯ мы получили два уровня размерного квантования Е<sub>0</sub> и Е<sub>1</sub>. Геометрическое положение граничных условий на волновую функцию при решении уравнения Шредингера выбиралось как можно ближе к границам слоя КЯ, но при этом не оказывало существенного влияния на энергию основного состояния  $E_0$ .



Рис. 1.9: Распределение эффективного потенциала  $V_{eff}(z)$  и волновой функции основного уровня ( $E_0 = 66.7$  мэВ) для структуры с КЯ N-n-N, расположенной на глубине 0.4 мкм от поверхности. Показано энергетическое положение первого возбужденного уровня  $E_1$  в КЯ и квазиуровня Ферми  $E_F$ . Шаг дискретизации  $d_h = 1.0$  Å. Вертикальные линии показывают положение граничных условий для решения уравнения Шредингера.



Рис. 1.10: Распределение эффективного потенциала  $V_{eff}(z)$  по глубине N-n-N структуры с КЯ при разных значениях потенциала на поверхности.

Из-за аккумуляции в КЯ электронов изменяется форма дна КЯ<sup>21</sup>, и, поэтому положение основного энергетического уровня повышается до  $E_0 = 66.7$  мэВ с 64.2 мэВ для структуры, не содержащей свободных по сравнению носителей и доноров (Рис. 1.5). Кроме того, аккумуляция отрицательного заряда электронов в КЯ легированной структуры приводит к растакиванию электронов в барьере и формированию области пространственного заряда положительно заряженных ионов доноров, а также изгибу эффективного потенциала V(z) с обеих сторон от КЯ (Рис. 1.9, Рис. 1.10). Если для Е<sub>0</sub> ширина барьера достаточно широка для основного состояния КЯ, формирования локализованного состояния В то для первого возбужденного состояния  $E_1$ , находящегося примерно на уровне 220 мэВ от 20 Å (Рис. 1.9). дна КЯ ширина барьера Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As составляет около Поэтому первое возбужденное состояние в GaAs КЯ находится в резонансе с состояниями зоны проводимости широкозонных барьеров Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As и не учитывается при проведении расчетов C-V и N<sub>CV</sub>-W характеристик. Кроме того, первое возбужденное состояние  $E_1$  находится значительно выше квазиуровня Ферми  $E_F$  (Рис. 1.9), и поэтому, в соответствии с выражением ( 1.22), практически свободно от электронов.

С увеличением обратного смещения на поверхности N-n-N структуры край ОПЗ барьера Шоттки движется в сторону слоя КЯ (Рис. 1.10) и емкость уменьшается пропорционально  $\sqrt{V_{rev}}$  (Рис. 1.11а). При напряжении смещения  $V_{rev} = -4.5$  V происходит слияние ОПЗ барьера Шоттки с ОПЗ в верхнем барьерном слое около КЯ, при этом наблюдается резкое уменьшение емкости структуры (Рис. 1.11а). В области обратных смещений  $V_{rev}$  от -5 V до -8 V емкость N-n-N структуры практически не зависит от напряжения. При  $V_{rev} = -8.2$  V наблюдается еще один скачок емкости, связанный со слиянием ОПЗ барьера Шоттки с ОПЗ в нижнем барьерном слое за КЯ (Рис. 1.11а). Дальнейшее увеличение величины обратного смещения  $V_{rev}$ приводит к снижению емкости пропорционально  $\sqrt{V_{rev}}$  (Рис. 1.11а).



Рис. 1.11: Расчетные *C-V* (а) и  $N_{CV}$ -*W* (б,в) характеристики диодов Шоттки с однородной структурой N и квантовой ямой N-n-N с толщиной 56 Å, расположенной на глубине 0.4 мкм от поверхности. Стрелками показаны положение границ слоя КЯ.

Соответствующий *N<sub>CV</sub>-W* профиль приведен на Рис. 1.116. Наблюдается аккумуляция электронов в области геометрического положения слоя КЯ, который окружен с обеих сторон областями обеднения свободных носителей. Таким образом, наличие слоя КЯ приводит к перераспределению концентрации свободных носителей в однородно легированной структуре.

Для сравнения на Рис. 1.11а,б представлены результаты расчетов однородной N-структуры, емкость которой уменьшается пропорционально  $\sqrt{V_{rev}}$  во всем интервале напряжений смещения (Рис. 1.11а), что соответствует однородному распределению свободных носителей по толщине структуры (Рис. 1.11б).

На Рис. 1.12 представлены результаты расчета С-V-характеристики Nn-N-структуры с КЯ (Таблица 1.1). В области обратных смещений V<sub>rev</sub> от -5 V до -8 V емкость структуры практически не зависит от напряжения (Рис. 1.12 а). Из модельных расчетов следует, что в этой области происходит линейное с напряжением повышение основного состояния E<sub>0</sub> в КЯ относительно квазиуровня Ферми в структуре  $E_F$  (Рис. 1.12 б), что в 1.22) с выражением ( соответствии сопровождается прямо пропорциональным уменьшением двумерной концентрации *n*<sub>2D</sub> электронов в КЯ (Рис. 1.12 в). Анализ показывает, что в данной структуре с КЯ работает обратная связь между шириной ОПЗ барьера Шоттки и двумерной концентрацией *n*<sub>2D</sub> отрицательного заряда электронов в КЯ, которая линейно уменьшается при изменении напряжения смещения  $V_{rev}$  от -5 V до -8 V. Поэтому ширина ОПЗ барьера Шоттки практически не изменяется по толщине, и емкость N-n-N структуры с КЯ имеет участок квазипостоянной емкости (Рис. 1.12 a), который соответствует пику при  $W \approx 0.405$  мкм на *N*<sub>CV</sub>-*W* характеристике структуры с КЯ (Рис. 1.11б,в). При этом в емкости структуры преобладает C<sub>2D</sub> составляющая (1.13), связанная с двумерным электронным газом в КЯ (Рис. 1.12 г).



Рис. 1.12: Результаты расчетов зависимости параметров N-n-N структуры с КЯ от напряжения смещения V<sub>rev</sub>:

(а) емкость N-n-N структуры с КЯ ;

(б) относительное положение уровня в квантовой яме  $E_0$  и квазиуровня Ферми  $E_F$  (в) концентрация электронов в основной подзоне  $n_{2D}$  квантовой ямы

(г) емкость C<sub>2D</sub>, связанная с изменением заряда в КЯ

Ранее было показано, что формула (1.7) для расчета  $N_{CV}$ -W характеристики была выведена для случая, когда изменение напряжения смещения приводит к изменению ширины ОПЗ, и заряда в этой области. Поэтому выражение (1.7) несправедливо для структур с КЯ в областиквазипостоянной емкости. Эффективный профиль распределения концентрации свободных носителей  $N_{CV}$ -W в этом случае не отражает распределения носителей заряда в слое КЯ, что хорошо видно из сравнения волновых функций электронов в КЯ (Рис. 1.9) с  $N_{CV}$ -W характеристикой в области КЯ (Рис. 1.11 в). Однако измерение  $N_{CV}$ -W характеристик структур с КЯ получило достаточно широкое распространение, поскольку позволяет достаточно быстро оценить положение слоя КЯ.

Следует отметить, что за пределами слоя КЯ выражение (1.7) справедливо, и  $N_{CV}$ -W характеристика отражает распределение свободных носителей заряда по толщине структуры. Так из ширины ОПЗ вокруг слоя КЯ из условия полной нейтральности структуры можно оценить, зная уровень легирования мелкими примесями  $N_d$ , концентрацию отрицательного заряда  $n_{2D}$  в КЯ:

$$n_{2D} = N_d \quad W_{K\!R} = 5*10^{16}*0.15*10^{-4} = 7.5*10^{11} \, cm^{-2}$$

(1.39

Полученная величина достаточно близка к двумерной концентрации электронов  $n_{2D} = 5.7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , полученной из расчетов по нашей модели (Рис. 1.12 в).

Форма *C-V* и  $N_{CV}$ -*W* характеристик структур с КЯ зависит от величины разрыва зон  $\Delta E_C$  на гетерограницах КЯ. На Рис. 1.13 а,б,в представлены результаты расчета *C-V* и  $N_{CV}$ -*W* характеристик диодов Шоттки с КЯ в зависимости от величины разрыва зон  $\Delta E_C$ : 0.33 эВ, 0.23 эВ, и 0.13 эВ. Из расчетов следует, что уменьшение величины разрыва зон  $\Delta E_C$  приводит к соответствующему уменьшению энергии связи основного состояния  $E_0$  в КЯ по отношению к дну зоны проводимости барьерного слоя: 256.1 мэВ,



Рис. 1.13: Расчетные *C-V* (а) и  $N_{CV}$ -*W* (б,в) характеристики диодов Шоттки на структуре с квантовой ямой N-n-N с толщиной 56 Å, в зависимости от величин разрыва зон  $\Delta E_C$ : 0.13 эВ, 0.23 эВ и 0.33 эВ. Стрелками показаны положение границ слоя КЯ.

165.8 мэВ, и 80.4 мэВ, что, в свою очередь, приводит к последовательному уменьшению концентрации электронов *n*<sub>2D</sub>, локализованных в КЯ: 7.2 x10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>, 5.7 x10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>, 3.5 x10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>, соотвественно. При этом наблюдается уменьшение протяженности участка квазипостоянной емкости C-V характеристике (Рис. 1.13 а) и уменьшение ширины области обедна нения носителями вокруг слоя КЯ на  $N_{CV}$ -W характеристике (Рис. 1.13 б). *N<sub>CV</sub>-W* профиля структуры (Рис. 1.13в) в области Зависимость КЯ показывает, что с уменьшением величины разрыва зон  $\Delta E_C$  и соответствующим уменьшением концентрации электронов в КЯ происходит уменьшение амплитуды, изменение положения И увеличение пространственного размытия пика в *N<sub>CV</sub>-W* профиле. Как нами было показано выше, в области слоя КЯ N<sub>CV</sub>-W характеристика не имеет физического смысла. Однако, в соответствии с выражением (1.7) форма пика на *N<sub>CV</sub>-W* профиле очень чувствительна к изменению двумерной емкости  $C_{2D}$  от слоя КЯ.

Из представленной модели следует, что концентрация носителей заряда в КЯ зависит главным образом от следующих параметров: ширины а слоя КЯ, величины разрыва зон  $\Delta E_C$  на гетерограницах КЯ, эффективной массы  $m^*$  носителей заряда в КЯ, и уровня легирования барьерных слоев  $N_d$ . Используя дополнительные методы исследования можно сократить число неизвестных параметров при расчетах. Так, например, ширина и положение слоя КЯ может быть определено с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Уровень легирования N<sub>d</sub> может быть определен из измерений эффекта Холла<sup>10</sup>. Таким образом, единственным важным параметром в данной модели будет величина разрыва зон  $\Delta E_C$  на гетерограницах КЯ, которая может быть определена из анализа экспериментальных С-V и  $N_{CV}$ -W характеристик структур с КЯ. Следует отметить, что, выбирая тип примеси (донорная или акцепторная) для легирования барьеров, с помощью данного метода можно независимо определить разрывы В зоне

проводимости  $\Delta E_C$  и в валентной зоне  $\Delta E_V$  на гетерограницах слоя КЯ.

## 1.4 Емкостные измерения полупроводниковых структур

## 1.4.1 Влияние глубоких уровней на CV измерения полупроводниковых

### структур

Рассмотрим полупроводниковую структуру п-типа проводимости, где наряду с мелкими донорами  $E_d$  присутствуют глубокие уровни с концентрацией  $N_T$  и энергией ионизации относительно дна зоны проводимости  $E_T$  (Рис. 1.14). Следует выделить четыре области в данной структуре: i) квазинейтральная область при  $z > W^*$ , ii) область нескомпенсированного заряда мелких доноров от 0 до W (ОПЗ), iii) область ионизованных доноров от 0 до  $W^* - \lambda$ , и iv) переходную область  $\lambda$ , где глубокие уровни  $E_T$  заполнены электронами и находятся в ОПЗ. Распределение потенциала в структуре и соответствующие толщины областей могут быть рассчитаны из уравнения Пуассона (выр. (1.2) при условии, что  $\lambda < W^{*-48}$ :  $V_{\lambda} = \frac{1}{q} (E_F - E_T)$ 

(1.40

$$\lambda = \sqrt{rac{2 \, arepsilon \, arepsilon_0}{q^2 \, N_d} (E_F - E_T)}$$

(1.41

$$\phi_{B} - V = \frac{q}{\varepsilon \varepsilon_{0}} W \left[ N_{d} \lambda + (N_{d} + N_{T}) \left( \frac{1}{2} W - \lambda \right) \right]$$

(1.42

$$W^* = \frac{N_T \lambda + \sqrt{N_T^2 \lambda^2 + 2(N_d + N_T)\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{q}(\phi_B - V)}}{N_d + N_T}$$

(1.43



Рис. 1.14: Энергетическая диаграмма диода Шоттки на полупроводнике птипа проводимости с глубокими уровнями *E<sub>T</sub>* при напряжении обратного смещения *V*.

При  $N_T = 0$  и  $\lambda = 0$  выр. (1.43) сводится к выр. (1.6) для мелких примесей. Следует отметить, что выражения (1.40) - (1.43) справедливы только в условиях термодинамического равновесия, когда уравновешены процессы эмиссии и захвата носителей заряда на глубокие уровни  $E_T$ .

Представленная в предыдущем разделе модель для расчета емкости диода Шоттки, основана на квази-статическом приближении, т.е. пренебрегается временной зависимостью заряда dQ, вызванного изменением напряжения смещения dV в выр.( 1.1). На практике, для измерения дифференциальной емкости к барьеру Шоттки (или p-n-переходу) прикладывается напряжение, состоящее из двух компонент: постоянного напряжения смещения  $V_{rev}$  и гармонического сигнала  $V_{arc}$  на частоте f:

$$V(t) = V_{rev} + V_{osc}$$

(1.44

$$V_{osc} = \delta V \exp(j\omega t)$$

(1.45

где  $\omega = 2 \pi f$ , *t* – время,  $\delta V$  – амплитуда модулирующего сигнала и

$$j = \sqrt{-1}$$

Малый переменный сигнал  $V_{osc}$  модулирует заряд в структуре как на краю ОПЗ барьера Шоттки при  $z = W^*$ , так и в точке пересечения глубокого уровня  $E_T$  и квазиуровня Ферми  $E_F$  при  $z = W^* - \lambda$  (Рис. 1.14). Таким образом, изменение заряда в структуре dQ, индуцированное изменением напряжения  $V_{osc}$  выр. (1.45), состоит из двух частей: объемной  $dQ_{3D}$ , связанной с движением края ОПЗ, и  $dQ_T$ , связанной с перезарядкой глубокого уровня  $E_T$ . Поэтому полная емкость структуры также состоит из двух соответствующих компонент:

$$C_m = C_{3D} + C_T$$

(1.46

Движение края ОПЗ определяется постоянной времени диэлектрической релаксации Максвелла<sup>10</sup>:

$$\tau_d = \frac{\varepsilon \, \varepsilon_0}{q \, n \, \mu}$$

(1.47

где  $\mu$  - подвижность носителей заряда, и n – концентрация свободных носителей.

Для типичных легированных полупроводниковых материалов величина  $\tau_d$  имеет величину порядка пс. Как правило, для измерения емкости используются частоты *f* не выше 10 МГц, поэтому можно считать, что в области температур истощения мелких примесей  $n \approx N_d$  и емкость  $C_{3D}$ , связанная с ОПЗ, не зависит от частоты модулирующего напряжения.

Темп с эмиссии  $e_n$ носителей заряда глубокого уровня экспоненциально зависит от температуры и энергии ионизации E<sub>T</sub>. Поэтому емкость С<sub>Т</sub>, связанная с глубокими уровнями, существенным образом зависит от температуры и частоты f модулирующего напряжения. Кроме того, следует отметить, что при измерения С-V характеристики изменяется постоянное напряжение  $V_{rev}$  на структуре (выр. (1.44), и темп развертки  $e_{Vrev}$ этого напряжения также влияет на результирующую емкость структуры. С учетом этих замечаний можно определить три режима измерения С-V характеристики полупроводниковой структуры с глубокими уровнями <sup>6,49</sup>:

1. В случае 'очень медленной' эмиссии носителей с глубокого уровня, когда заполнение глубокого уровня не успевает следовать за изменениями модулирующего сигнала  $V_{osc}$  и напряжения смещения  $V_{rev}$ , т.е.:  $e_n \ll 2 \pi f$  и  $e_n \ll e_{Vrev}$ . В

этом случае вольт-емкостное профилирование дает величину, соответствующую уровню легирования мелкими примесями  $N_{CV}(W) = N_d$ .

- 2. В случае 'медленной' эмиссии с глубокого уровня заполнение глубокого уровня успевает следовать за изменениями напряжения смещения  $V_{rev}$ , но не успевает за модулирующим сигналом  $V_{osc}$ , т.е.:  $e_n \ll 2 \pi f$  и  $e_n \gg e_{Vrev}$ . В этом случае наблюдается временная релаксация емкости после каждого изменения напряжения смещения  $V_{rev}$ .
- 3. В случае 'быстрой' эмиссии с глубокого уровня заполнение глубокого уровня успевает следовать как за изменениями напряжения смещения  $V_{rev}$ , так и за модулирующим сигналом  $V_{osc}$ , т.е.:  $e_n >> 2 \pi f$  и  $e_n >> e_{Vrev}$ . В этом случае вольтемкостное профилирование дает величину, соответствующую суммарной концентрации мелких и глубоких уровней  $N_{CV}(W) = N_d + N_T$ .

Аналогичная ситуация может быть рассмотрена для дырочных ловушек и полупроводникового материала р-типа проводимости.

Таким образом, для выбора корректных условий измерения *C-V* характеристики полупроводниковой структуры необходимо определить параметры глубоких уровней в данной структуре. Для этого широко используются методы спектроскопии полной проводимости<sup>50,51,52</sup> и нестационарной спектроскопии глубоких уровней (НСГУ)<sup>53</sup>.

#### 1.4.2 Спектроскопия полной проводимости

Для определения параметров глубокого уровня исследуются процессы эмиссии и захвата в экспериментах, где используется изменение

концентрации свободных носителей с помощью напряжения смещения, оптически или каким-либо другим способом возбуждения. Последующий термически или оптически стимулированный процесс захвата или эмиссии носителей заряда детектируется как изменение ёмкости или тока, протекающего через исследуемую структуру, измерение которых позволяет определить параметры глубокого уровня: концентрацию, оптическую и термическую энергии активации, сечения захвата для дырок и электронов.

На Рис. 1.15 изображены процессы захвата и эмиссии, связанные с глубоким уровнем  $E_T$ , где индексы n и p обозначают переходы, связанные с электронами и дырками, а t и o термически и оптически стимулированные процессы соответственно. Предполагается, что происходят только термические процессы захвата. Тогда концентрация глубоких уровней, занятых электронами  $n_T$ , будет меняться со временем следующим образом<sup>54</sup>:

$$\frac{dn_{T}}{dt} = (nC_{n} + e_{p}^{t} + e_{p}^{O})(N_{T} - n_{T}) - (pC_{p} + e_{n}^{t} + e_{n}^{O})n_{T}$$
(1.48)

где *n* и *p* концентрация свободных электронов и дырок, *C<sub>n</sub>* и *C<sub>p</sub>* коэффициенты захвата электронов и дырок на глубокий уровень.

Если концентрации электронов и дырок, *n* и *p*, постоянны во времени и однородно распределены в пространстве, то из выр.( 1.48) получаем равновесное заполнение глубокого уровня :

$$n_{\rm T}(t=\infty) = (n C_{\rm n} + e_{\rm p}^{\rm t} + e_{\rm p}^{\rm O}) N_{\rm T} / (n C_{\rm n} + e_{\rm p}^{\rm t} + e_{\rm p}^{\rm O} + p C_{\rm p} + e_{\rm n}^{\rm t} + e_{\rm n}^{\rm O})$$
(1.49)



Рис. 1.15: Оптические и термические процессы эмиссии и захвата носителей заряда, связанные с глубоким уровнем *E*<sub>T</sub>.

Постоянная времени релаксации *т* в равновесное состояние определяется суммой всех темпов захвата и эмиссии :

$$\tau = (n C_n + e_p^t + e_p^O + p C_p + e_n^t + e_n^O)^{-1}$$

(1.50

Коэффициент термического захвата в этом случае определяется как

$$c_{n}^{t} = \sigma_{n}^{t} < V_{th} >$$
 (1.51)

где  $\langle V_{th} \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m^*}}$  – средняя тепловая скорость и  $\sigma_n^t$  – сечение захвата носителей заряда.

Оптический темп эмиссии связан с сечением фотоионизации  $\sigma_n^{O}(h\nu)$  следующим образом <sup>54</sup>:

$$e_n^o = \sigma_n^0(h\nu) \Phi$$

(1.52

где Ф - плотность потока фотонов.

Аналогичные выражения можно написать для переходов, связанных с дырками.

Далее мы будем рассматривать главным образом прцессы термической активации, поэтому термический темп эмиссии буедм обозначать без указания индекса t :  $e_n$  . Для удобства обозначения типа глубокого уровня примем терминологию, предложенную в работе <sup>53</sup>. Назовем уровень электронной ловушкой, если  $e_n >> e_p$ , и дырочной ловушкой, если имеет место обратное соотношение. Для ловушки неосновных носителей темп эмиссии основных носителей  $e_{maj}$  больше темпа

эмиссии неосновных носителей  $e_{min}$ , тогда как для ловушки неосновных носителей  $e_{min} >> e_{maj}$ . На основании этих определений электронная ловушка является ловушкой основных носителей в материале n-типа. Отметим, что эти определения не зависят от того, является ли ловушка донором или акцептором. Эти термины констатируют зарядовое состояние дефекта. Так как темп эмиссии является термически активированным процессом, то обычно электронные ловушки лежат в верхней половине запрещенной зоны, а дырочные - в нижней.

Процессы эмиссии и захвата на глубокий уровень можно исследовать, когда глубокий уровень находится в области объемного заряда *p-n* перехода или барьера Шоттки. В этом случае можно разделить процессы эмиссии и захвата, так как в области объемного заряда отсутствуют свободные электроны и дырки.

Рассмотрим диод Шоттки на основе материале *n*-типа проводимости, где наряду с мелкими примесями присутствует глубокая электронная ловушка с энергией активации  $E_T$  и концентрацией  $N_T << N_d$  (Рис. 1.14), пренебрегая рассмотрением процессов, связанных с неосновными носителями. Из условия детального равновесия процессов эмиссии и захвата на глубокий уровень<sup>48</sup> величина темпа эмиссии  $e_n$  может быть представлена в следующем виде:

$$e_n = V_{th} \sigma_n N_C \frac{1}{g} \exp\left(\frac{-E_T}{kT}\right)$$

(1.53

где g- фактор вырождения глубокого уровня

Темп эмиссии *e<sub>n</sub>* носителей заряда с глубокого уровня экспоненциально зависит от температуры и энергии ионизации  $E_T$ , поэтому емкость  $C_T$  и проводимость  $G_T$ , связанные с глубоким активная уровнем, будут существенным образом зависеть ОТ температуры И частоты f модулирующего напряжения (выр.(1.45)).

Рассмотрим полный импеданс Z барьера Шоттки (Рис. 1.14) при гармоническом воздействии (выр.( 1.45). По определению импеданс двухполюсника есть <sup>55</sup>:

$$Z(\omega) = V_{osc}(t) / i(t)$$

(1.54

(1.55

где i(t) – комплексная амплитуда тока, протекающего через структуру.

При увеличении величины обратного напряжения  $V_{rev}$ , приложенного к структуре, на  $\delta V$  происходит изменение ширины ОПЗ на  $dW^*$  и смещение точки пересечения квазиуровня Ферми  $E_F$  и глубокого уровня  $E_T$  на dz (Рис. 1.14). Глубокие уровни, находящиеся выше квазиуровня Ферми  $E_F$  будут выбрасывать электроны в зону проводимости с темпом эмиссии  $e_n$ . При уменьшении величины обратного напряжения  $V_{rev}$  на  $\delta V$  будет происходить захват на глубокие уровни, оказавшиеся ниже квазиуровня Ферми. После установления термодинамического равновесия полное изменение заряда в структуре можно оценить следующим образом:

$$dQ = dQ_{3D} + dQ_T = q A N_d dW^+ + q N_T A dz$$

где А- площадь барьера Шоттки.

Для электронных ловушек, находящихся недалеко от зоны проводимости  $E_C$  можно считать, что  $dz = dW^*$ . Тогда с учетом выражения (1.43) получаем при  $N_T \ll N_d$ :

$$dW^* = \frac{1}{\frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} \left[ N_d W^* + N_T \left( W^* - \lambda \right) \right]} \delta V \approx \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{q N_d W^*} \delta V$$
(1.56)

Из выражений (1.55) и (1.56) получаем:

$$dQ = dQ_{3D} + dQ_T = \frac{A \varepsilon \varepsilon_0}{W^*} \delta V + \frac{N_T}{N_d} \frac{A \varepsilon \varepsilon_0}{W^*} \delta V$$
(1.57)

При воздействии периодического сигнала (выр. (1.45) ток, связанный с перезарядкой глубокого уровня можно записать как :

$$i_T(t) = -\frac{dQ_T(t)}{dt} = e_n Q_T(t)$$
(1.58)

где

$$Q_T(t) = \delta Q_T(t) - \int_0^t i_T dt$$

Таким образом, с учетом выражения (1.57) мы получаем интегральное уравнение:

$$i_{T}(t) = e_{n} \left( \frac{N_{T}}{N_{d}} \frac{A \varepsilon \varepsilon_{0}}{W^{*}} \delta V - \int_{0}^{t} i_{T} dt \right)$$
(1.59)

Решение уравнения (1.59) может быть представлено в следующем виде:

$$i_{T}(t) = \frac{N_{T}}{N_{d}} \frac{A\varepsilon \varepsilon_{0}}{W^{*}} e_{n} \cos(\theta) \,\delta V \exp\left[j\left(\omega t + \theta\right)\right]$$
(1.60)

где

$$\tan(\theta) = \frac{e_n}{\omega}$$

Комплексная амплитуда тока  $i_T(t)$  имеет две компоненты: реальную  $i_{phase}$  (синфазную с  $V_{osc}(t)$ ) и мнимую  $i_{quad}$  (квадратурную с  $V_{osc}(t)$ )<sup>51</sup>:

$$i_{phase} = \frac{e_n^2 \omega}{e_n^2 + \omega^2} \frac{\omega}{e_n} \frac{N_T}{N_d} \frac{A \varepsilon \varepsilon_0}{W^*} \delta V \exp(j \omega t)$$

$$i_{quad} = \frac{e_n^2 \omega}{e_n^2 + \omega^2} \frac{N_T}{N_d} \frac{A \varepsilon \varepsilon_0}{W^*} \delta V \exp\left(j \omega t + \frac{1}{2} \pi\right)$$
(1.62)

Исходя из выражений (1.61) и (1.62) мы можем ввести связанные с электронными ловушками емкость  $C_T$  и проводимость  $G_T^{51}$ :

$$C_{T} = \frac{1}{\omega} \frac{i_{quad}}{\delta V} = \frac{e_{n}^{2}}{e_{n}^{2} + \omega^{2}} \frac{N_{T}}{N_{d}} \frac{A \varepsilon \varepsilon_{0}}{W^{*}}$$

$$G_{T} = \frac{i_{phase}}{\delta V} = \frac{e_{n} \omega^{2}}{e_{n}^{2} + \omega^{2}} \frac{N_{T}}{N_{d}} \frac{A \varepsilon \varepsilon_{0}}{W^{*}}$$
(1.63)

(1.64

Поскольку ток есть производная заряда в структуре по времени, то гармоническая составляющая тока через структуру с глубокими уровнями будет также иметь две соответствующие компоненты:

$$i(t) = i_{3D}(t) + i_T(t)$$

(1.65

Ток  $i_{3D}(t)$ , связанный с трехмерным зарядом  $dQ_{3D}$  можно записать как:

$$i_{3D}(t) = \left(\frac{dQ_{3D}}{dV}\right) \left(\frac{dV}{dt}\right)$$

(1.66

Дифференцируя выражение (1.45) и учитывая, что

$$C_{3D} = \frac{dQ_{3D}}{dV} = \frac{A \varepsilon \varepsilon_0}{W^*}$$
(1.67)

получим:

$$i_{3D}(t) = j \,\omega C_{3D} \,\delta V$$

(1.68

Теперь, с учетом выражений (1.60) - (1.68,) полный гармонический ток через барьер Шоттки с глубокими уровнями можно записать в следующем виде:

$$i(t) = j \,\omega C_{3D} \,\delta V + j \,\omega \,C_T \,\delta V + G_T \,\delta V$$
(1.69)

Исходя из выр. (1.69), эквивалентная цепь исследуемой структуры может быть представлена в виде параллельного соединения  $C_{3d}$ ,  $C_T$  и  $G_T$ (Рис. 1.16 а). И, наконец, данная эквивалентная цепь может быть сведена к параллельному соединению емкости  $C_m$  и проводимости  $G_m$  (Рис. 1.16 б), которые измеряются с помощью внешнего прибора <sup>50, 51</sup>:

$$C_{m} = C_{3D} + C_{T} = C_{3D} \left( 1 + \frac{N_{T}}{N_{d}} \frac{1}{1 + \omega^{2} / e_{n}^{2}} \right)$$
( 1.70)

$$G_m = G_T = C_{3D} \frac{N_T}{N_d} \frac{e_n \,\omega^2}{e_n^2 + \omega^2}$$

(1.71

Как известно<sup>55</sup>, при параллельном соединении электрических цепей складываются их адмитансы, поэтому исследование параллельного соединения  $C_m$  и  $G_m$  называется спектроскопией адмитанса или спектроскопией полной проводимости <sup>50,51</sup>.

На Рис. 1.17 представлены температурные зависимости емкости  $C_m$  и проводимости  $G_m$  структуры с глубокими уровнями при разных частотах измерительного сигнала f. Зависимость емкости  $C_m$  от температуры имеет ступенчатую форму, при этом амплитуда ступеньки  $C_T$  определяется концентрацией глубоких уровней (Рис. 1.17а). Из выражения (1.71) следует, что  $G_m(T)$  характеристика (Рис. 1.17б) имеет максимум при <sup>50,51</sup>:



Рис. 1.16: Эквивалентная электрическая схема барьера Шоттки на полупроводниковой структуре с глубоким уровнем.



Рис. 1.17: Температурная зависимость емкости  $C_m$  (а) и проводимости  $G_m$  (б) структуры с глубокими уровнями при разных частотах f измерительного сигнала.

$$\omega = 2\pi f = e_n$$

(1.72

Это условие позволяет с помощью спектроскопии полной проводимости определить темп эмиссии  $e_n$  с глубокого уровня, а из высоты ступеньки на  $C_m(T)$  характеристике и соответствующего пика на  $G_m(T)$  характеристике можно определить концентрацию глубоких уровней.

С ростом частоты измерительного сигнала f положением ступеньки на  $C_m(T)$  характеристике и соответствующего пика на  $G_m(T)$  характеристике перемещается в сторону более высоких температур. Из температурной зависимости темпа эмиссии  $e_n^t$  с учетом выражений (1.53 и (1.72, можно оценить энергию активации  $E_T$  и сечение захвата  $\sigma_n$  глубокого уровня, построив зависимость Аррениуса :

$$\ln(e_n/T^2) = f(1/T)$$

(1.73

Однако, довольно часто сечение захвата  $\sigma_n$  зависит от температуры. В работе Henry и Lang <sup>56</sup> показано, что с учетом многофононных процессов эта зависимость может быть представлена как:

$$\sigma^{t}(T) = \sigma_{\infty} \exp\left(-E_{\rm B}/kT\right)$$

(1.74

где  $\sigma_{\infty}$  - не зависит от температуры.

Это означает, что энергия активации, определенная из зависимости Аррениуса, содержит также вклад от температурной зависимости сечения захвата:

$$\mathbf{E}_{\mathrm{T}} = \mathbf{E}_{\mathrm{0}} + \mathbf{E}_{\mathrm{B}}$$

(1.75

Глубину залегания уровня  $E_0$  можно получить, определив  $E_B$  из зависимости  $\sigma^t$  от температуры путем измерения коэффициента захвата  $c^t$ .

При измерениях на высоких частотах необходимо учесть влияние



Рис. 1.18: Эквивалентная электрическая схема барьера Шоттки на полупроводниковой структуре с учетом последовательного сопротивления  $R_s$ .
последовательного сопротивления  $R_s$  структуры <sup>51</sup>. Эквивалентная схема барьера Шоттки с учетом последовательного сопротивления  $R_s$  представлена на Рис. 1.18. В этом случае соотношение между измеряемыми ( $C_m$  и  $G_m$ ) и фактическими ( $C_p$  и  $G_p$ ) параметрами структуры может представлена в следующем виде <sup>51</sup>:

$$C_{m} = \frac{C_{p}}{(1 + R_{s} G_{p})^{2} + (2\pi f R_{s} C_{p})^{2}}$$
(1.76  
$$G_{m} = G_{p} \frac{1 + R_{s} G_{p} + \binom{R_{s}}{G_{p}} (2\pi f C_{p})^{2}}{(1 + R_{s} G_{p})^{2} + (2\pi f R_{s} C_{p})^{2}}$$

Поэтому для уменьшения искажений вносимых последовательным сопротивлением  $R_S$  на измеряемую емкость  $C_m$  и проводимость  $G_m$  необходимо выбирать частоту измерительного сигнала исходя из следующих соотношений <sup>51</sup>:

$$(2\pi f R_s C)^2 << 1$$
,  
 $R_s << 1/G_p$ , и $(2\pi f R_s C)^2/(R_s G_p)^{<<1}$ 

(1.77

#### 1.4.3 Нестационарная спектроскопия глубоких уровней

Рассмотрим барьер Шоттки на структуре *n*-типа проводимости, где наряду с мелкими донорами  $E_d$  присутствуют электронные ловушки с концентрацией  $N_T$  и энергией ионизации относительно дна зоны проводимости  $E_T$  (Рис. 1.19). При этом выполняется следующее соотношение между концентрациями глубоких и мелких уровней  $N_T << N_d$ 

Если обратное напряжение смещения  $V_1$  (Рис. 1.19 а) поддерживается достаточно долго для достижения равновесного состояния, тогда в ОПЗ нет свободных носителей, те n = p = 0, и с учетом выражения ( 1.48) в области объёмного заряда:

$$\frac{\mathbf{n}_{\mathrm{T}}}{\mathbf{N}_{\mathrm{T}}} = \frac{\mathbf{e}_{\mathrm{p}}}{\mathbf{e}_{\mathrm{n}} + \mathbf{e}_{\mathrm{p}}}$$

(1.78

(1.79

Для электронных ловушек выполняется условие  $e_n >> e_p$ , поэтому в равновесном состоянии эти глубокие уровне не заняты электронами. Если теперь подать обратное смещение  $|V_2| < |V_1|$  (Рис. 1.19 б), то в области между  $W_2$  и  $W_1$  в зоне проводимости  $E_C$  восстановится равновесная электронная концентрация свободных носителей заряда, и глубокие уровни будут заполняться электронами:

$$n C_n >> e_n + e_p$$

*p* C<sub>p</sub> – пренебрежимо мало, так как *p* ≈ 0. Такое условие выполняется при достаточно низкой температуре, когда можно пренебречь эмиссией носителей с глубокого уровня. При восстановлении обратного напряжения



Рис. 1.19 : Распределение заполненных и пустых электронных ловушек при различных значениях напряжения обратного смещения на барьере Шоттки: a) –  $V_1$ , б) -  $V_2$ , в) -  $V_1$ .

 $V_1$  (Рис. 1.19 в) в момент времени t = 0 можно написать выражение для концентрации электронов на уровне  $E_T$ :

$$n_T(t) \approx n_T(0) \exp(-e_n t)$$

(1.80

где постоянная времени этого процесса рассчитывается по формуле (1.53 из условия, что  $e_n$  является доминантным членом. Сразу после приложения напряжения  $V_1$  в момент времени t=0 ширина ОПЗ увеличивается до значения  $W_1^* + \Delta W^*$ . При t > 0 захваченные на глубокие уровни электроны будут термически эмитироваться в зону проводимости и быстро выноситься электрическим полем из области объёмного заряда, где вероятность процессов перезахвата будет достаточно мала. Поэтому ширина области объемного заряда будет релаксировать к своему стационарному значению  $W_1^*$  (выр. (1.43). Емкость структуры определяется шириной ОПЗ (выр.(1.7), поэтому релаксация ширины ОПЗ может быть выражена через изменение емкости структуры  $\Delta C$  в случае низкой концентрации глубоких уровней ( $N_T <<< N_d$ ) следующим образом:

$$\frac{\Delta C}{C_1} = -\frac{\Delta W^*}{W_1^*}$$

### (1.81

Поскольку падение напряжения на барьере Шоттки остается постоянным в процессе релаксации емкости, то увеличение концентрации заряженных глубоких центров сопровождается уменьшением ширины ОПЗ за счет нейтрализации заряда мелких доноров. Используя уравнение Пуассона, это условие может быть записано в следующей форме:

$$\frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} W_1^* N_d \Delta W^* = \frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} \int_{W_2^* - \lambda_2}^{W_1^* - \lambda_1} z N_T dz$$
(1.82)

Интегрируя выражение (1.82) с учетом того, что концентрация глубоких ловушек *N<sub>T</sub>* не зависит от глубины, получаем:

$$\frac{\Delta W^*}{W_1^*} = \frac{N_T}{2 N_d} \frac{(W_1 - \lambda_1)^2 - (W_2 - \lambda_2)^2}{W_1^2}$$

или, используя выражение (1.81),

$$\frac{\Delta C}{C_1^*} = -\frac{N_T}{2 N_d} \frac{(W_1 - \lambda_1)^2 - (W_2 - \lambda_2)^2}{W_1^2}$$
(1.84)

Если  $W_{l}^{*} >> W_{2}^{*} >> \lambda_{l,2}$ , то выражение ( 1.84) значительно упрощается до:

$$\frac{\Delta C}{C_1^*} \approx -\frac{N_T}{2 N_d}$$

#### (1.85

(1.83

С учетом выражений (1.80) и (1.85) уравнение релаксации емкости  $\Delta C(t)$  при восстановлении обратного напряжения на образце будет иметь следующий вид:

$$\frac{\Delta C(t)}{C_1^*} \approx -n_T(t)/2 N_d$$

(1.86

где  $C_{I}^{*}$  – стационарная емкость при величине обратного смещения  $V_{I}$ .

Таким образом, темп эмиссии электронов  $e_n^t$  определяет временную зависимость емкости  $\Delta C(t)$ , связанной с опустошением глубокого уровня <sup>6</sup>:

$$\Delta C(t) = \Delta C(0) \exp\left(-e_n t\right)$$

(1.87

где *ΔС(0)* – изменение емкости в начальный момент времени после приложения обратного смещения.

Из анализа временной зависимости  $\Delta C(t)$  (выр. ( 1.87) можно определить темп эмиссии  $e_n$  электронов с глубокого уровня при разных температурах (Рис. 1.20 а). Однако при анализе нестационарных процессов емкости требуется, чтобы темпы эмиссии, связанные с другими ловушками, были пренебрежимо малы в данной температурной области. Поэтому в последнее время широкое распространение получил метод Нестационарной Спектроскопии Глубоких Уровней (НСГУ) (или Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS)), предложенный Lang <sup>53</sup>, который позволяет разделить процессы эмиссии с разных глубоких уровней, происходящие в одной и той же температурной области.

Анализ температурной зависимости функции (1.87) с помощью двухстробного интегратора, измеряющего разницу значений емкости в моменты времени  $t_1$  и  $t_2^{53}$ :

$$S(T) = \Delta C(t_1) - \Delta C(t_2)$$

#### (1.88

показывает, что функция S(T) имеет максимумы при определенных температурах, которые можно найти из условия dS/dT=0. Функция S(T) называется НСГУ спектром (Рис. 1.20 б). Используя выражения ( 1.87) и ( 1.88) находим выражение для темпа эмиссии  $e_n$  в максимуме функции  $S(T)^{53}$ :

$$e_n(T_m) = \frac{\ln(t_2 - t_1)}{(t_2 - t_1)}$$

(1.89

где  $t_1$  и  $t_2$  задают окно темпов эмиссии (rate window).

Изменяя времена  $t_1$  и  $t_2$ , можно найти зависимость темпа эмиссии  $e_n$  от температуры, что позволит построить график Аррениуса (выр. (1.73) и

определить параметры глубокого уровня, такие как энергия активации  $E_T$  и сечение захвата  $\sigma_{\infty}$ . Если импульс заполнения достаточно длинный, то  $n_T(0)=N_T$  и амплитуда релаксации емкости  $\Delta C(0)$  пропорциональны концентрации глубокого уровня (выр. (1.85).



Рис. 1.20: Временная релаксация емкости  $\Delta C(t)$ , связанная с опустошением электронной ловушки, в зависимости от температуры (а). Примерный вид НСГУ-спектра для разных окон темпов эмиссии  $e_{n1}$ ,  $e_{n2}$  и  $e_{n3}$  (б).

# 1.5 Анализ экспериментальных C-V и N<sub>CV</sub>-W характеристик диодов Шоттки, на основе полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами.

Исследуемые структуры с квантовыми ямами на основе системы InGaAs/InAlAs были выращены методом молекулярно пучковой эпитаксии (МПЭ) на  $n^+$ -InP подложках. Все структуры состояли из трех слоев: сначала на подложке выращивался буферный слой In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As с толщиной 0.5 мкм, затем формировалась квантовая яма In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>As и, наконец, вся структура прикрывалась слоем In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As с толщиной 0.35 мкм. Ширина и состав слоя квантовой ямы, а также температуры роста эпитаксиальных структур приведены в Таблица 1.2. Все структуры были однородно легированы Si на уровне  $2x10^{16}$  см<sup>-3</sup>, за исключением слоя квантовой ямы. В образце MBE800 с обеих сторон квантовой ямы были выращены нелегированные слои с толщиной 70 Å. Была также выращена структура AL1117 с 15 квантовыми ямами In<sub>0.47</sub>Al<sub>0.53</sub>As толщиной 130 Å, разделенными 530 Å слоя In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As (Таблица 1.2).

Для исследования электрофизических свойств In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As слоев была выращена тестовая структура AL1153 без квантовой ямы.

Омические контакты к  $n^+$ -InP подложке были сформированы путем напыления сплава AuGe/Ni/Au с последующим отжигом в формирующем газе при 400<sup>0</sup>C. Барьеры Шоттки были изготовлены при последовательном напылении Ti и Au через маску с диаметром 500 мкм.

	веј	охний слой	юй слой квантовой ямь		буферный слой		Темпе-
Образец							ратура
	Тол-	состав	Тол-	состав	Тол-	состав	роста
	щина		щина		щина		$T_G$
	$d_{cap}$		$d_{QW}$		$d_{buf}$		( <sup>0</sup> C)
	(мкм)		(нм)		(мкм)		
<b>MBE779</b>	0.35	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	5	In <sub>0.47</sub> Ga <sub>0.53</sub> As	0.5	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	530
<b>MBE800</b>	0.35	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	25	In <sub>0.40</sub> Al <sub>0.60</sub> As	0.5	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	530
AL1138	0.35	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	5	In <sub>0.47</sub> Al <sub>0.53</sub> As	0.5	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	500
AL1117	0.25	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	13	In <sub>0.47</sub> Al <sub>0.53</sub> As	0.053	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	500
AL1153					0.5	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	500

Таблица 1.2 Параметры исследуемых структур с квантовыми ямами

## 1.5.1 Экспериментальное исследование влияния дефектов с глубокими уровнями и частоты измерительного сигнала емкостного моста на С-V характеристику диодов Шоттки с квантовыми ямами.

На Рис. 1.21а приведена температурная зависимость *C-V* характеристики структуры AL1138 с одиночной квантовой ямой.

Зависимость емкости структуры AL1138 от напряжения смещения имеет форму ступеньки (Рис. 1.21а). Моделирование С-V характеристик структур с квантовой ямой (см. параграф 1.3.2) показывает, что область квазипостоянной емкости на уровне 60 пФ (Рис. 1.21а) связана с эмиссией электронов из квантовой ямы, когда край ОПЗ барьера Шоттки находится рядом с КЯ. Резкое падение емкости связано с выходом края ОПЗ барьера Шоттки за слой КЯ. Этот процесс сопровождается появлением пика в проводимости G (Рис. 1.21б), амплитуда которого увеличивается с Отсутствие пика G-Vпонижением температуры. проводимости на характеристике при T = 300 К связано с высокой величиной обратного тока утечки.

Расчет эффективного профиля концентрации свободных носителей  $N_{CV}$ -W (Рис. 1.22) из C-V характеристики по формуле (1.7) показал, что наблюдается аккумуляция носителей при  $W \approx 0.36$  мкм, что соответствует геометрическому положению квантовой ямы. Кроме того, квантовая яма с обеих сторон окружена областями обеднения свободных носителей, размер которых значительно увеличивается с понижением температуры.

Из температурной зависимости  $N_{CV}$ -W профиля (Рис. 1.22) видно, что концентрация свободных носителей в буферном слое падает от  $5.5 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup> при T=300 K до  $2.0 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup> при T=86 K. Для исследования природы этого эффекта были проведены исследования методом емкостной НСГУ дефектов с глубокими уровнями в структуре AL1153, содержащей только слой



Рис. 1.21: *C*-*V* (а) и *G*-*V* (б) характеристики диода Шоттки с квантовой ямой AL1138, измеренные на частоте *f* = 100 кГц при разных температурах.



Рис. 1.22 : Эффективный профиль концентрации свободных носителей *N*<sub>*CV*</sub>-*W* диода Шоттки с квантовой ямой AL1138 при разных температурах.

In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As без квантовой ямы (Таблица 1.2).

Пример спектра НСГУ, измеренного на структуре AL1153, приведен на Рис. 1.23. Было обнаружено три электронных ловушки *ET1*, *ET2* и *ET3*, параметры которых, полученные из графика Аррениуса (Рис. 1.24), приведены в Таблица 1.3. Сравнение с литературными данными показало, что эти ловушки типичны для эпитаксиальных слоев InAlAs, выращенных методом МПЭ<sup>57</sup>. Поскольку концентрация ловушек *ET1*, *ET2* и *ET3* оказалась сравнима с концентрацией свободных носителей  $/N_d$ - $N_a$ / в слое In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As, то для оценки их концентрации мы воспользовались выражением, учитывающим  $\lambda$ -эффект (выр. (1.84).

Концентрации электронных ловушек ET1 и ET3 превышают концентрацию ловушки ET2 и составляют  $6.6 \times 10^{15}$  см<sup>-3</sup> и  $2.6 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, соответственно. Суммарная концентрация этих ловушек совпадает с разницей концентрации свободных носителей в буферном слое при низкой и высокой температурах, поэтому электронные ловушки ET1 и ET3ответственны за уменьшение концентрации свободных носителей в буферном слое при понижении температуры.

Влияние концентрации свободных носителей в буферном слое на ширину ОПЗ *W*<sub>0</sub> вокруг квантовой ямы можно оценить из уравнения полной нейтральности заряда вокруг квантовой ямы:

$$N_{s} = 2 (N_{d} - N_{a}) W_{0}$$

(1.90

где  $N_s$  - концентрация электронов в квантовой яме, полученная из самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера. Расчеты были проведены для разных значений / $N_d$ - $N_a$ /, взятых из правой горизонтальной части  $N_{CV}$ -W профиля (Рис. 1.22) для



Рис. 1.23: Спектр НСГУ структуры AL1153.



Рис. 1.24: График Аррениуса глубоких уровней в структуре AL1153: • • • - экспериментальные данные, сплошные линии – данные из работы <sup>57</sup>.

	ET1	ET2	ET3
<i>Е<sub>T</sub></i> (эВ)	0.21	0.37	0.64
$\sigma_{\infty}(\mathrm{cm}^2)$	$2.7 \times 10^{-12}$	$4.0 \mathrm{x10}^{-14}$	$5.3 \times 10^{-13}$
N <sub>T</sub> ( cm <sup>-3</sup> )	6.6x10 <sup>15</sup>	1.0x10 <sup>15</sup>	$2.6 \mathrm{x10}^{-16}$

**Таблица 1.3** Параметры глубоких уровней в слоях  $In_{0.52}Al_{0.48}As$ 



Рис. 1.25: Температурные зависимости концентрации электронов  $N_s$  в квантовой яме ( $\Delta$ - $\Delta$ - $\Delta$ ) и ширины ОПЗ  $W_0$  около квантовой ямы, полученные экспериментально (\*-\*-\* и  $\Box$ - $\Box$ ) и из расчетов (O-O-O) формуле ( 1.90.

того чтобы принять во внимание вымерзание носителей на глубоких уровнях в широкозонной матрице. Сравнение экспериментальных данных с результатами расчета приведены на Рис. 1.25. Экспериментальные значения ширины ОПЗ  $W_0$  около квантовой ямы были определены как расстояние от пика до начала плоской части  $N_{CV}$ -W профиля, изображенного на Рис. 1.22.

Представленная модель достаточно корректно описывает температурную зависимость ширины ОПЗ  $W_0$  около квантовой ямы, поскольку как в измерениях, так и в расчетах с понижением температуры от 300 К до 86 К наблюдается двукратное увеличение величины  $W_0$  (Рис. 1.25).

Таким образом, показано, что дефекты с глубокими уровнями, находящиеся в эпитаксиальных слоях  $In_{0.52}Al_{0.48}As$ , прилегающих к квантовой яме InGaAs, в значительной степени контролируют заполнение квантовой ямы носителями заряда. Ранее было установлено<sup>57</sup>, что повышение температуры эпитаксии от 500<sup>0</sup>C до 530<sup>0</sup>C приводит к значительному снижению концентрации дефектов с глубокими уровнями в эпитаксиальных слоях  $In_{0.52}Al_{0.48}As$ . Поэтому для детального исследования *C-V* и  $N_{CV}$ -W характеристик нами были выбраны структуры MBE779 и MBE800, выращенные при 530<sup>0</sup>C (Таблица 1.2).

Перед расчетных сравнением И экспериментальных данных результатов следует отметить тот факт, что емкость диодов Шоттки с квантовой ямой рассчитывается с помощью уравнения (1.7), основанном на 4,5 приближении т.е. пренебрегается квазистатическом временной зависимостью заряда  $\Delta Q$ , вызванного изменением напряжения смещения  $\Delta V$ . Кроме того, на практике для измерения емкости на исследуемую структуру подается напряжение, состоящее из двух компонент: малого переменного сигнала  $dV_{osc}$  на частоте f и постоянного напряжения смещения V<sub>rev</sub>. При этом следует принять во внимание два важных обстоятельства, которые могут видоизменять С-V характеристику. Во-

первых, необходимо учесть влияние дефектов с глубокими уровнями (параграф 1.4.1), и, во-вторых, эффект паразитного последовательного сопротивления (параграф 1.4.2).

## 1.5.2 Анализ экспериментальных C-V характеристик диодов Шоттки на основе полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами.

На Рис. 1.26а представлены С-V характеристики структуры МВЕ779, измеренные при T = 300 К. Вольт-емкостные зависимости, полученные при fи f = 1 МГц, совпадают достаточно хорошо, тогда как = 100 кГц уменьшение измерительной частоты до 500 Гц приводит к значительному увеличению емкости (Рис. 1.26а) и сигнала приведенной проводимости G/2 лf (Рис. 1.26б). При этом наблюдается сдвиг пика в эффективном профиле концентрации *N*<sub>CV</sub>-*W* в направлении поверхности структуры (Рис. 1.26в). Как было показано в предыдущем параграфе, такое поведение может быть связано с наличием глубоких электронных ловушек в широкозонной матрице. Было показано, что в эпитаксиальных слоях In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As, выращенных методом МПЭ, имеется достаточно высокая концентрация электронных ловушек Е1 и Е3, параметры которых приведены в Таблица 1.3. Как это следует из выражений (1.70) и (1.71), для минимизации вклада в емкость от этих ловушек при T = 300 К измерительная частота должна быть значительно выше 200 Гц. Совпадение экспериментальных С-V характеристик структуры MBE779, измеренных при f = 100 кГц и f = 1 МГц (Рис. 1.26а) указывает на то, что глубокие ловушки Е1 и ЕЗ не вносят искажений в С-V характеристики в этом диапазоне частот измерительного сигнала. При этих частотах приведенная проводимость  $G/2\pi f$  находится на



Рис. 1.26: *C-V* (а), *G-V* (б) и *N<sub>CV</sub>-W* (в) характеристики диода Шоттки с квантовой ямой МВЕ779, измеренные при *T*=300 К на разных частотах. Сплошная линия – результаты расчетов с использованием параметров, приведенных в Таблица 1.4.



Рис. 1.27: *C-V* (а), *G-V* (б) и *N<sub>CV</sub>-W* (в) характеристики диода Шоттки с квантовой ямой МВЕ779, измеренные при *T*=86 К на разных частотах. Сплошная линия – результаты расчетов с использованием параметров, приведенных в Таблица 1.4.

уровне нескольких пФ (Рис. 1.26б), что значительно ниже измерямой емкости структуры.

С понижением температуры измерений до 86 К, темп эмиссии электронов с глубоких ловушек Е1 и ЕЗ значительно понижается (Выр. (1.53)). Однако при T=86 К с повышением измерительной частоты f от 5кГц становится существенным ДО 1 ΜГц влияние последовательного сопротивления структуры  $R_s$ , что приводит уменьшению емкости структуры (Рис. 1.27а) и появлению значительного сигнала приведенной проводимости  $G/2\pi f$  (Рис. 1.27б). Пр этом наблюдается сдвиг пика в эффективном профиле концентрации *N<sub>CV</sub>*-*W* в сторону больших глубин от поверхности структуры (Рис. 1.27в). Незначительное расхождение С-V характеристик структуры МВЕ779 при  $f = 5 \kappa \Gamma \mu$  и  $f = 500 \Gamma \mu$  (Рис. 1.27а) и малый сигнал приведенной проводимости  $G/2\pi f$  на уровне нескольких пФ (Рис. 1.27б) позволяют нам заключение. что в ЭТОМ сделать лиапазоне частот влияние последовательного сопротивления R<sub>s</sub> на емкость структуры становится незначительным.

Таким образом, для анализа *C-V* и  $N_{CV}$ -*W* характеристик структуры MBE779 с помощью квази-статической модели на основе самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера мы выбираем измерения сделанные при *T*=300 К на частоте 100 кГц (Рис. 1.26а) и при *T*=86 К на частоте 5 кГц (Рис. 1.27а).

Наилучшее совпадение теоретических расчетов с экспериментальными результатами было достигнуто при использовании параметров приведенных в Таблица 1.4 (Рис. 1.26, Рис. 1.27). Из расчетов было получено, что разрыв зоны проводимости на гетерогранице  $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$  равен  $\Delta E_c = 0.49$  эВ. Это достаточно хорошо согласуется с величиной  $\Delta E_c = 0.50$  эВ, полученной из анализа вольтемкостной характеристики одиночной гетерограницы

In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As/In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As <sup>13</sup>. Кроме того, имеется хорошее соответствие с модельными расчетами на основе теории фунционала плотности псевдопотенциалов (model-solid theory)<sup>58,59</sup>, которая тоже дает величину  $\Delta E_c = 0.50$  эВ для согласованной по постоянной решетки гетерограницы In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As/In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As.

При расчете концентрации электронов в КЯ принималось во внимание только заполнение основного состояния  $E_0$ , т.к. первое возбужденное состояние  $E_1$  лежит значительно выше квазиуровня Ферми  $E_F$  и практически свободно от электронов (Рис. 1.29 а,б). Следует отметить, что при расчете *C*-*V* и  $N_{CV}$ -*W* характеристик для температур 86 К и 300 К была изменена только эффективная концентрация донорной примеси  $N_d^{eff}$  в слоях, прилегающих к квантовой яме. Это связано с тем, что, как было показано ранее, часть свободных носителей в слоях  $In_{0.52}Al_{0.48}As$  с понижением температуры вымерзает на глубоких ловушках *E1* и *E3*. Величина  $N_d^{eff}$  определялась из плоской части  $N_{CV}$ -*W* профиля (Рис. 1.26 б и Рис. 1.27 б).

На Рис. 1.28а и Рис. 1.28б представлены расчетные зависимости емкости структуры MBE779 и двумерной концентрации электронов  $N_s$  в квантовой яме как функции обратного смещения  $V_{rev}$  при T=86 K и T=300 K. При расчетах мы учитывали заполнение только основного состояния в квантовой яме, т.к. заполнение второго уровня было незначительным. Участок квази-постоянной емкости в C-V характеристике связан с линейным уменьшением концентрации электронов  $N_s$  в квантовой яме при увеличении величины обратного смещения (Рис. 1.286). Ступенчатое изменение емкости структуры происходит, когда концентрация  $N_s$  становится менее  $10^{10}$  см<sup>-2</sup> (Рис. 1.286). Из температурной зависимости  $N_s$ -V характеристики (Рис. 1.286) видно, что опустошение уровня в квантовой яме происходит, когда квазиуровень Ферми  $E_F$  становится на  $4\kappa T$  ниже основного состояния  $E_I$  в



Рис. 1.28: Результаты расчетов емкости структуры МВЕ779 (а); концентрации электронов в основной подзоне  $N_{s0}$  квантовой ямы (б); относительного положения уровня в квантовой яме  $E_0$  и квазиуровня Ферми  $E_F$ (в); а также квадрата волновой функции  $|\Psi_0(z)|^2$  (г) основного состояния  $E_0$  как функции обратного напряжения смещения  $V_{rev}$  для двух температур: T=300К (сплошная линия) и T=86 К (пунктирная линия).

квантовой яме (Рис. 1.28в), тогда как квадрат волновой функции  $|\psi_0|^2$ электронного состояния в квантовой яме меняется весьма незначительно в этом диапазоне обратных смещений (Рис. 1.28г). Следовательно, двумерная концентрация электронов  $n_{2D}$  в квантовой яме, рассчитанная с помощью выражения (1.22) определяется главным образом членом, зависящим от  $(E_F - E_I)/kT$ , а не квадратом волновой функции  $|\psi_0|^2$ , в противоположность предположению, сделанному Schubert et al в работах <sup>26,27,28</sup>.

Рассчитанное распределение электронной плотности по толщине структуры MBE779 в области квантовой ямы при нулевом обратном смещении для температур T = 300 К и T = 86 К представлено на Рис. 1.29а и Рис. 1.29б, соответственно. Полуширина этого распределения не зависит от температуры, поскольку она определяется, главным образом, волновой функцией основного состояния в квантовой яме, которая, в свою очередь, зависит в основном от ширины квантовой ямы.

Тогда как полуширина пика  $N_{CV}$ -W профиля, рассчитанного из C-V характеристики с помощью выражения ( 1.7), значительно изменяется с температурой (Рис. 1.29в). Соотношение полуширин пика в  $N_{CV}$ -W профиле, полученных при T=300 K и при T=86 K равняется 8 для экспериментальных данных и 17 для расчетных. Рис. 1.29в показывает достаточно хорошее соответствие данных теории и эксперимента. Однако следует отметить, что геометрическое положение и форма пика в  $N_{CV}$ -W профиле (Рис. 1.29в) не совпадают с распределением электронной плотности в области квантовой ямы (Рис. 1.29а,б). Это несоответствие может быть объяснено тем фактом, что расчета  $N_{CV}$ -W профиля структуры с квантовой ямой мы пользовались выражением ( 1.7), полученным для трехмерного распределения заряда<sup>4,5</sup>. Представленная в данной работе модель показывает, что в области квазипостоянной емкости, когда край ОПЗ барьера Шоттки лежит в области квантовой ямы, изменение ширины ОПЗ барьера Шоттки M, вызванное



Рис. 1.29: Эффективный потенциал V(W) (сплошная линия) и распределение электронной плотности в структуре MBE779 с квантовой ямой рассчитанные при T=300 K (а) и T=86 K (б). Горизонтальные линии в слое КЯ отражают положение энергетических уровней ( $E_0 = 97.9$  мэВ  $E_1 = 407.6$ мэВ). На рисунке (б) приведено сравнение  $N_{CV}$ -W профилей в области квантовой ямы: экспериментальных ( $\Delta - T = 86$  K и f = 5 кГц; O - T = 300 K и f = 100 кГц) и теоретических (сплошная линия – T = 86 K и пунктирная линия – T = 300 K).

<b>Таблица 1.4</b> Параметры, используемые для расчета <i>C-V</i> и <i>N</i> <sub><i>CV</i></sub> - <i>W</i>
характеристик структуры МВЕ779

№	материал	толщина	$N_d^{eff}$ ( $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ )		$m^{*}/m_{0}^{a)}$	${oldsymbol{\mathcal{E}}}^{\mathrm{a})}$
слоя		(нм)				
			<i>T</i> =86 K	<i>T</i> =300 K		
Ι	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	358.3	2.0	2.5	0.084	12.4
II	In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As	5.0			0.043	13.4
III	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	350.0	2.0	2.5	0.084	12.4

Разрыв зоны проводимости на гетерогранице  $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ равен  $\Delta E_c = 0.49$  эВ

а) – данные взяты из работы 44.

изменением величины обратного смещения dV становится довольно малым так, что изменение двумерного заряда  $dQ_{2D}$  в квантовой яме преобладает над изменением трехмерного заряда  $dQ_{3D}$  в широкозонной матрице в выражении для емкости диода Шоттки с квантовой ямой (выр.( 1.13). Поэтому выражение ( 1.7) становится несправедливым в диапазоне обратных смещений, когда край ОПЗ барьера Шоттки лежит в области квантовой ямы.

Таким образом, пик в  $N_{CV}$ -W профиле не описывает фактического распределения электронной плотности в квантовой яме, тогда как реальное распределение электронной плотности  $N_S$ -W может быть определено из расчетов *C*-V характеристик структуры с квантовой ямой на основе самосогласованного решения Пуассона и Шредингера.

Структура МВЕ800 имеет квантовую яму шириной 25 нм (Таблица 1.2). На Рис. 1.30а и Рис. 1.30б представлены C-V и  $N_{CV}-W$  характеристики структуры MBE800 при T = 60 K, измеренные на частоте f = 10 кГц для исключения эффекта последовательного сопротивления. Параметры, используемые для расчета C-V характеристик структуры MBE800, приведены в Таблица 1.5. Как видно из Рис. 1.30а, и Рис. 1.30б результаты расчетов достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Из расчетов была получена величина разрыва зоны проводимости  $\Delta E_c$ = 0.53 эВ на гетерогранице In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As/In<sub>0.60</sub>Ga<sub>0.40</sub>As. Следует отметить, что в данном случае слой квантовой ямы In<sub>0.60</sub>Ga<sub>0.40</sub>As рассогласован по парметру решетки с широкозонной матрицей In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As, поэтому разрыв зон  $\Delta E_c$  можно измерить, только из анализа вольт-емкостных характеристик струкутр с квантовой ямой. Таким образом, установлено, что увеличение состава *x* по In приводит к увеличению разрыва зон  $\Delta E_c$  на гетерогранице



Рис. 1.30: *C-V* (а), *G-V* (б) и  $N_{CV}$ -*W* (в) характеристики диода Шоттки с квантовой ямой MBE800, измеренные при T = 60 К на частоте f = 10 кГц. Сплошная линия – результаты расчетов с использованием параметров, приведенных в Таблица 1.5.

In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. Модельные расчеты на основе нелокальных псевдопотенциалов (model-solid theory) <sup>58</sup>, также показывают увеличение разрыва зон до  $\Delta E_c = 0.55$  эВ для рассогласованной по постоянной решетки гетерограницы In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As/In<sub>0.60</sub>Ga<sub>0.40</sub>As.

Следует отметить, что С-V характеристика структуры МВЕ800 имеет две ступеньки, а на N<sub>CV</sub>-W профиле наблюдается два пика в области геометрического положения квантовой ямы. Как показывают теоретические расчеты, с увеличением ширины квантовой ямы энергетические уровни в квантовой яме опускаются к дну квантовой ямы. Из наших расчетов следует, что при T=60 К в квантовой яме структуры МВЕ800 два энергетических уровня  $E_0$  и  $E_1$  расположены ниже квазиуровня Ферми  $E_F$  при нулевом обратном смещении (Рис. 1.31б), поэтому двумерный заряд электронов в квантовой яме определяется заполнением основной и первой возбужденной подзоны, N<sub>s0</sub> и N<sub>s1</sub>, соответственно. С увеличением амплитуды обратного смещения V<sub>rev</sub> происходит последовательное опустошение сначала первой возбужденной  $E_1$ , а затем и основной подзоны  $E_0$  (Рис. 1.31в), при этом в C-V характеристике наблюдаются две ступеньки при  $V_{rev} = -1.5$  В и  $V_{rev} = -3.3$  В (Рис. 1.30а). Амплитуда ступеньки, связанной с опустошением первой возбужденной подзоны  $E_1$  при  $V_{rev} = -1.5$  В довольно мала, поскольку концентрация электронов, остающихся в первой подзоне  $E_0$ , остается достаточно высокой (около 3x10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup> (Рис. 1.31в)), чтобы задержать движение края ОПЗ барьера Шоттки из квантовой ямы.

При  $V_{rev} = -3.3$  В двумерная концентрация электронов  $N_s$  в квантовой яме становится ниже  $1 \times 10^{10}$  см<sup>-2</sup> (Рис. 1.31в), и край ОПЗ барьера Шоттки выходит из слоя с квантовой ямой, что наблюдается в виде большого скачка емкости на *C-V* характеристике (Рис. 1.30а).

Таблица 1.5 Параметры, используемые для расчета С-V	′и <i>N<sub>CV</sub>-W</i>
характеристик структуры МВЕ800	

N⁰	Материал	толщина			$m^{*}/m_{0}^{a)}$	e a)
коцэ		( нм ) $N_d^{e\!f\!f}$		$\int_{d}^{e\!f\!f}$		
			(10 <sup>16</sup> см <sup>-3</sup> )			
			<i>T</i> =60 K	<i>T</i> =300 K		
Ι	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	343.0	2	2.5	0.084	12.4
II	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	7.0	0.1	0.1	0.084	12.4
III	In <sub>0.60</sub> Ga <sub>0.40</sub> As	25.0			0.043	13.4
IV	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	7.0	0.1	0.1	0.084	12.4
V	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	350.0	2	2.5	0.084	12.4

Разрыв зоны проводимости на гетерогранице  $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.6}Ga_{0.4}As$  равен  $\Delta E_{C} = 0.53$  эВ

а) – данные взяты из работы 44.



Рис. 1.31: Результаты расчетов емкости структуры MBE800 (а); концентрации электронов в основной  $N_{s0}$  и второй подзонах  $N_{s1}$  квантовой ямы (б); а также относительного положения уровней  $E_0$  и  $E_1$  в квантовой яме и квазиуровня Ферми  $E_F$  (в) как функции обратного напряжения смещения  $V_{rev}$  при T=60 К.



Рис. 1.32: Форма зоны проводимости (сплошная линия) и распределение электронной плотности (пунктирная линия) в структуре MBE800 с квантовой ямой рассчитанные при T = 60 K (а). Горизонтальные линии в слое квантовой ямы отражают положение энергетических уровней ( $E_0 =$ 39.5 мэВ,  $E_1 = 63.6$  мэВ,  $E_2 = 116.2$  мэВ). На рисунке (б) приведено сравнение  $N_{CV}$ -W профилей в области квантовой ямы: экспериментальных (О - T = 60 K и f = 10 кГц) и теоретических (сплошная линия – T = 60 K).



Рис. 1.33: Форма зоны проводимости (сплошная линия) и распределение электронной плотности (пунктирная линия) в структуре MBE800 с квантовой ямой рассчитанные при T=300 K (а). Горизонтальные линии в слое квантовой ямы отражают положение энергетических уровней ( $E_0 = 38.4$ мэВ,  $E_1 = 63.0$  мэВ,  $E_2 = 115.4$  мэВ). На рисунке (б) приведено сравнение  $N_{CV}$ -W профилей в области квантовой ямы: экспериментальных ( $\Delta$  - T = 300 K и f = 100 кГц) и теоретических (сплошная линия – T = 300 K).

Расчет эффективного профиля распределения свободных носителей  $N_{CV}$ -W по формуле (1.7) показал, что наличие двух ступенек в C-V характеристике структуры MBE800 при 60 К приводит к появлению двух пиков в  $N_{CV}$ -W профиле в области геометрического положения квантовой ямы (Рис. 1.326). Повышение температуры приводит к понижению квазиуровня Ферми в системе и увеличению температурного размытия края Фермиевской функции, которое пропорционально  $3\kappa T$ . Так сравнение экспериментальных данных с расчетами показывает, что при T=300 К только основная подзона  $E_0$  лежит ниже квазиуровня Ферми (Рис. 1.33а) и в  $N_{CV}$ -W профиле наблюдается только один пик (Рис. 1.336).

Таким образом, количество пиков в  $N_{CV}$ -W профиле структуры с квантовой ямой отражает количество подзон в квантовой яме, расположенных ниже квазиуровня Ферми при нулевом смещении. Однако, как это следует из теоретических расчетов (Рис. 1.32, Рис. 1.33) форма пика  $N_{CV}$ -W профиля не отражает реального распределения электронной плотности в квантовой яме.

На Рис. 1.34 а,б представлены C-V и  $N_{CV}-W$  характеристики структуры AL1117 с 15-ью квантовыми ямами толщиной 130 Å. На C-V характеристике (Рис. 1.34а) мы можем различить четыре участка квазипостоянной емкости, связанными с последовательным опустошением от электронов первых четырех квантовых ям структуры с увеличением величины напряжения смещения  $V_{rev}$ . Соответствующий  $N_{CV}-W$  профиль (Рис. 1.34б) имеет четыре пика, расположенных в области геометрического положения квантовых ям.

Из анализа *C-V* и *N<sub>CV</sub>-W* характеристик с помощью описанной выше модели (Рис. 1.34а,б) были установлены параметры слоев структуры AL1117 (Таблица 1.6). Полученные толщины слоев достаточно точно согласуются с данными просвечивающей электронной микроскопии (Рис. 1.35).



Рис. 1.34 : *C*-*V* (а), *G*-*V* (б) и  $N_{CV}$ -*W* (в) характеристики диода Шоттки AL1117, измеренные при T = 86 К на разных частотах. Сплошная линия – результаты расчетов с использованием параметров, приведенных в Таблица 1.6.
### Таблица 1.6

Параметры, используемые для расчета *C-V* и *N<sub>CV</sub>-W* характеристик структуры AL1117

№ слоя	материал	толщина (нм)	N <sub>d</sub> <sup>eff</sup> (10 <sup>16</sup> см <sup>-3</sup> )	$m^{*}/m_{0}^{}$ a)	€a)
Ι	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	258	6	0.084	12.4
ΙΙ	In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As	13		0.043	13.4
III	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	53	6	0.084	12.4
IV	In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As	13		0.043	13.4
V	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	53	6	0.084	12.4
VI	In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As	13		0.043	13.4
VII	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	53	6	0.084	12.4
VIII	In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As	13		0.043	13.4
IX	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As	53	6	0.084	12.4

Разрыв зоны проводимости на гетерогранице  $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ равен  $\Delta E_c = 0.49 \text{ eV}$ 

а) – данные взяты из работы <sup>44</sup>.



Рис. 1.35 : ПЭМ изображение, полученное в режиме темного поля в рефлексе (g = 220). Толщина вернего слоя составляет 2525 Å, толщина слоя КЯ – 137 Å, и толщина слоя между КЯ – 530 Å.

На Рис. 1.36а, б представлены результаты расчетов емкости структуры AL1117 и концентрации электронов N<sub>ei</sub> в квантовых ямах как функции обратного напряжения  $V_{rev}$  при T = 86 К. Заполнение электронами первой и последней КЯ одинаково и составляет  $7 x 10^{11}$  см<sup>-2</sup> . Остальные ямы заполнены электронами на уровне 3x10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>. Это связано с тем, что первая и последняя КЯ находятся с одной стороны в контакте с более протяженными легированными слоями барьерных слоев и поэтому могут набрать больше носителей заряда. Такое неравномерное заполнение носителями заряда квантовых ям проявляется в увеличении ширины полочки на С-V характеристике (Рис. 1.34а) и высоты соответствующего пика на  $N_{CV}$ -W профиле (Рис. 1.34б). К сожалению, мы не смогли увидеть на *C-V* характеристике все 15 КЯ структуры из-за увеличения токов утечки при высоком напряжении обратного смещения V<sub>rev</sub>. Так уже при опустошении 4ой КЯ наблюдаются значительные отклонения экспериментальных данных от расчетных значений *C*-*V* и *N*<sub>*CV*</sub>-*W* характеристик (Рис. 1.34а,б).

Другое важное следствие из модельных расчетов состоит в том, что из-за высокой концентрации носителей в квантовых ямах с ростом напряжения обратного смещения  $V_{rev}$  происходит их последовательное опустошение от электронов. Изменение ширины ОПЗ барьера Шоттки блокируется ближайшей заполненной КЯ и емкость структуры не зависит от напряжения. Как только с ростом напряжения смещения  $V_{rev}$  концентрация электронов в КЯ становится менее  $1 \times 10^{10}$  см<sup>-2</sup> (Рис. 1.366), край ОПЗ барьера Шоттки перескакивает к следующей КЯ, что сопровождается скачкообразным изменением емкости структуры.



Рис. 1.36: Результаты расчетов емкости структуры AL1117 (a); концентрации электронов  $N_{ei}$  в квантовых ямях (б) как функция обратного напряжения  $V_{rev}$  при T = 86 К.

#### 1.6 Заключение к Главе 1.

В данной главе была представлена квазистатическая модель для расчета C-V и  $N_{CV}-W$  характеристик полупроводниковых многослойных гетероструктур с квантоворазмерными слоями на основе численного решения самосогласованных уравнений Шредингера и Пуассона с помощью метода конечных разностей. Использование схемы Холецкого для решения разностных уравнений второго порядка позволило значительно сократить время, необходимое для выполнения вычислений.

Предложенная квазистатическая модель была использована для анализа экспериментальных вольт-емкостных характеристик диодов Шоттки основе полупроводниковых гетероструктур на С одиночными И повторяющимися квантовыми ямами с разными составами на основе гетеросистемы  $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{1-x}Ga_xAs/In_{0.52}Al_{0.48}As$ . Установлено, что данная модель достаточно точно описывает экспериментальные результаты при условии минимизации влияния на емкость гетероструктуры дефектов глубокими уровнями и последовательного сопротивления. Для этого необходимо выбирать условия измерения, когда величина емкости структуры  $C_m$  на порядок превышает приведенную проводимость  $G_m/\omega$ .

Показано, что из анализа вольт-емкостных характеристик может быть определен разрыв зон на гетерогранице  $\Delta E_C$ , а также энергетический спектр уровней  $E_i$  и волновые функции локализованных состояний  $\Psi_i$  в квантовой яме. Следует отметить, что данный метод определения разрывов зон на гетерограницах имеет высокое разрешение по энергии (до 20 мэВ), и в отличие от оптических методов позволяет независимо определять разрывы зон проводимости и валентных зон на гетерогранице, используя структуры n- и p-типа проводимости. Кроме того, исследование структур с квантовыми ямами позволяет определять величину разрыва зон проводимости в

структурах с упруго напряженными слоями, которые не могут иметь большую толщину из-за релаксации механических напряжений с образованием дислокаций и дефектов.

Установлено, что максимум N<sub>CV</sub>-W характеристики в области геометрического положения слоя квантовой ямы связан с аккумуляцией там электронов на уровнях размерного квантования. Кроме того, из сравнения с модельными расчетами было показано, что из-за двумерной природы электронных состояний в КЯ профиль распределения концентрации свободных носителей заряда N<sub>CV</sub>-W не описывает форму распределения электронной плотности в области КЯ. Это связано с тем, что выражение (1.7) для расчета распределения концентрации  $N_{CV}$ -W было получено для трехмерного распределения заряда в структуре. Установлено, что в области квазипостоянной емкости определяющим является изменение двумерного заряда  $dQ_{2D}$  в квантовой яме, поэтому сильная температурная зависимость полуширины пика N<sub>CV</sub>-W в квантовой яме определяется тепловым уширением края Фермиевского распределения. Реальная плотность носителей КЯ распределения в может быть получена ИЗ квантовомеханических расчетов С-V характеристики структуры.

На основе анализа вольт-емкостных характеристик диодов Шоттки на базе полупроводниковых структур с широкими квантовыми ямами (25 нм) на основе системы In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As/In<sub>0.6</sub>Ga<sub>0.4</sub>As показано, что при температуре 60 К два нижних энергетических состояния в КЯ заполнены электронами.

Из анализа вольт-емкостных характеристик сверхрешеток co слабосвязанными квантовыми ямами основе системы на  $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$  установлено, что из-за высокой концентрации носителей в квантовых ямах с ростом напряжения обратного смещения V происходит их последовательное опустошение от электронов. Изменение ширины ОПЗ барьера Шоттки блокируется ближайшей заполненной КЯ, и

емкость структуры не зависит от напряжения. Как только с ростом напряжения смещения V концентрация электронов в КЯ становится менее  $1 \times 10^{10}$  см<sup>-2</sup>, край ОПЗ барьера Шоттки перескакивает к следующей КЯ, что сопровождается скачкообразным изменением емкости структуры.

# Глава 2 Емкостная спектроскопия полупроводниковых гетероструктур с самоорганизованными квантовыми точками.

#### 2.1 Самоорганизованные квантовые точки InAs в матрице GaAs.

В настоящее время проявляется значительный интерес к приборным полупроводниковым гетероструктурам на основе квантовых точек (КТ), в которых движение квазичастиц квантовано по всем трем координатам и спектр плотности состояний представляет собой набор *б*-функций <sup>60,61,62,63</sup>. Один из наиболее перспективных методов получения массива квантовых точек в полупроводниковой матрице основан на эффекте спонтанного образования однородных массивов упруго-напряженных островков на поверхности полупроводников, наблюдаемом при достижении критической 64,65 толщины псевдоморфного слоя Впервые образование самоорганизованных КТ наблюдалось при выращивании короткопериодных сверхрешеток InAs(2 MC)/GaAs в работе Goldstein et al  $^{66}$  .

Гетеросистема InAs/GaAs характеризуется достаточно большим рассогласованием постоянных решеток (около 7 %) <sup>64</sup>. При эпитаксиальном осаждении сильно напряженного слоя InAs на поверхности GaAs (100) происходит изменение характера роста от двумерного (планарного) к трехмерному, когда на планарной поверхности образуются островки InAs (Рис. 2.1). Островки лежат на остаточном двумерном слое InAs с толщиной порядка 1 MC, который называется смачивающим слоем (wetting layer (WL)) (Рис. 2.1). Такой механизм роста, где сочетается образование трехмерных островков и остаточного смачивающего слоя, называется механизмом Странского-Крастанова <sup>64,65</sup>. Последующее заращивание островков InAs слоем GaAs приводит к образованию структуры, где слой островков из узкозонного материала InAs находится внутри слоя широкозонного



Рис. 2.1: Схематическое изображение формирования массива самоорганизованных квантовых точек при молекулярно-пучковой эпитаксии InAs на поверхности GaAs.

материала GaAs. Характерный размер островков InAs порядка 100 Å, что сравнимо с длиной волны ДеБройля в данном материале <sup>64</sup>. Кроме того, система InAs/GaAs представляет собой гетеропереход первого рода. Поэтому в данной системе образуются энергетические уровни размерного квантования для электронных и дырочных состояний в КТ.

Авторами работ <sup>67,68,69</sup> была продемонстрирована высокая эффективность инжекционных лазеров с активной областью, содержащей КТ. Была показана также принципиальная возможность создания элементов оптической памяти <sup>70,71,72,73</sup>, инфракрасных детекторов <sup>74,75,76</sup> и резонанснотуннельных структур <sup>77,78</sup> на основе КТ.

Для конструирования реальных приборных структур на основе квантовых точек необходимо развитие методов неразрушающего контроля параметров квантовых точек и повышение уровня понимания физических процессов в таких структурах. В работе Medeiros-Ribeiro et al <sup>79</sup> было показано, что вольт-емкостная методика может быть использована для исследования структур с квантовыми точками. Авторы использовали качественную модель в приближении нулевой температуры, позволяющую оценивать только форму плотности состояний в квантовых точках. В данной главе нами представлена модель, основанная на решении уравнения Пуассона, для расчета квазистатических *C*-*V*-характеристик структур *n*- или р-типа проводимости, содержащих плоскость квантовых точек, ориентированную параллельно плоскости барьера Шоттки. Эта модель позволяет определять расстояние от слоя квантовых точек до поверхности образца, двумерную концентрацию квантовых точек  $(N_{ad})$ , энергетическое положение уровня электрона в квантовой точке  $(E_{ad})$  и степень заполнения квантовых точек электронами В зависимости температуры. 0Т Использование матриц п- и р-типа проводимости позволяет проводить

раздельное исследование дырочных и электронных состояний в квантовых точках.

исследований были проведены измерения Лля дополнения C-V(ФЛ), спектров фотолюминесценции дающие информацию об относительном положении уровней в квантовых точках. Кроме того, информация о концентрации и характерных размерах квантовых точек была получена с помощью просвечивающей электронной микроскопии. Предлагаемый экспериментальный подход отличает использование взаимодополняющих методов исследований.

Исследуемые структуры *n*-типа проводимости выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на n<sup>+</sup>-подложке GaAs (100). Квантовые точки InAs были сформированы *in situ* в результате трансформации упруго-напряженного слоя InAs с эффективной толщиной от 1.7 монослоя (МС) до 4 МС в массив островков. Переход от двумерного к трехмерному распределению InAs на поверхности GaAs контролировался по изменению картины дифракции быстрых электронов на отражение. Массив квантовых точек InAs был вставлен в GaAs матрицу между буферным и верхним слоями с толщиной 1 мкм и 0.5 мкм, соответственно. Ростовые Таблица параметры исследуемых структур приведены В 2.1. Для формирования барьера Шоттки на поверхности структур были напылены через маску последовательно Cr и Au.

Образцы *p*-типа проводимости 3-481(p) и NU1717(p) (Таблица 2.1) были выращены на p<sup>+</sup>-подложках GaAs и аналогичны по структуре образцам *n*типа. Вся p<sup>0</sup>-матрица GaAs была однородно легирована Be ( $p = 2.0 \times 10^{16}$ cm<sup>-3</sup>) за исключением двух 10 нм слоев GaAs с обеих сторон от слоя KT. Известно, что барьер Шоттки к слоям p-GaAs характеризуется сравнительно большими токами утечки, что затрудняет проведение *C-V*-измерений. Поэтому на поверхности p-структур были выращены слои n<sup>+</sup>-GaAs для формирования p<sup>+</sup>-p<sup>0</sup>-n<sup>+</sup> диода, который характеризуется бо́льшими

	верхний слой разец GaAs		<b>слой КТ</b> InAs		<b>буферный слой</b> GaAs	
Образец						
	толщина	Темпе-	эффек-	Темпе-	толщина	Темпе-
	$d_{cap}$	ратура	тивная	ратура	$d_{buf}$	ратура
	(мкм)	роста	толщина	роста	(мкм)	роста
		$T_G(^0\mathrm{C})$	$d_{QD}$	$T_G(^0\mathrm{C})$		$T_G(^0\mathrm{C})$
			(MC)			
2-808	0.5	600	1	480	1.0	600
(n)						
NU1717	0.5	600	1.8	480	1.0	600
<b>(p)</b>						
NU1716	0.5	600	1.8	480	1.0	600
( <b>n</b> )						
3-481	0.5	600	4	480	1.0	600
<b>(p)</b>						
1-443	0.5	600	4	485	1.0	600
<b>(n)</b>						

Таблица 2.1 Ростовые параметры исследуемых структур на основе самоорганизованных КТ InAs/GaAs

встроенным барьером и, следовательно, меньшими утечками по сравнению с диодом Шоттки. С помощью оптической литографии была изготовлена меза с диаметром 200 мкм. Затем были изготовлены омические контакты к p<sup>+</sup> и n<sup>+</sup> слоям путем напыления и последующего вжигания сплавов AuZn и AuGe, соответственно.

На Рис. 2.2 представлены спектры низкотемпературной ФЛ образцов GaAs n-типа проводимости, содержащих слой InAs. При толщине слоя InAs в 1 МС наряду с пиком люминесценции свободного экситона в GaAs и экситона, связанного на мелкой примеси <sup>80</sup>, наблюдается интесивный узкий пик при энергии фотона 1.46 эВ (Рис. 2.2а) с полушириной около 10 мэВ, связанный с люминесценцией из узкой квантовой ямы InAs, так называемого смачивающего слоя WL <sup>64,65</sup>. С увеличением толщины слоя InAs до 1.7 MC наблюдается сдвиг пика ФЛ в сторону низких энергий фотона до 1.24 эВ, при этом происходит значительное увеличение полуширины пика до 65 мэВ (Рис. 2.26). Дальнейшее увеличение толщины слоя InAs к сдвигу пика ФЛ до 1.15 эВ, при этом полуширина остается на уровне 60 мэВ (Рис. 2.2в). Такое поведение пика ФЛ из слоя InAs связано с тем, что постоянная решетки InAs значительно отличается от постоянной решетки GaAs, поэтому в слое InAs, нанесенном на поверхность GaAs, возникают значительные упругие напряжения. При превышении критической толщины слоя InAs, равной 1.5 MC<sup>81</sup>, происходит трансформация нестабильного двумерного покрытия InAs в массив однородных по размеру и форме КТ. ПЭМ исследования показали (Рис. 2.3 a), что в образце с эффективной толщиной слоя InAs 1.7 МС происходит образование КТ InAs с двумерной плотностью около 10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>. Увеличение эффективной толщины слоя InAs от 1.7 MC до 4 MC приводит к увеличению среднего размера базы КТ от 8 нм (Рис. 2.3 б) до 15 нм (Рис. 2.3 в,г). Характерный размер КТ составляет менее 20 нм, что обеспечивает сильное размерное квантование по всем трем направлениям. Система InAs/GaAs



Рис. 2.2: Спектры фотолюминесценции при T = 10 К структуры GaAs со смачивающим слоем InAs (образец 2-808) (а) и саморганизованными квантовыми точками, сформированными после нанесения 1.7 MC InAs (образец NU1716) (б) и 4 MC InAs (образец 1-443) (в). Плотность оптической накачки около 3 Bt/см<sup>2</sup>.



Рис. 2.3: Светлопольные ПЭМ изображения, полученные в рефлексе (g = 220), в планарной геометрии структур с саморганизованными квантовыми точками InAs/GaAs, сформированными после нанесения 1.7 МС InAs (образец NU1716) (a) и 4 МС InAs (образец 1-443) (б) и соответствующие диаграммы распределения по размерам (в,г).

представляет собой гетеропереход первого рода, поэтому в КТ появляются уровни размерного квантования, как для дырок, так и для электронов <sup>64,65</sup>. Теоретические электронного КТ InAs/GaAs расчеты спектра показывают<sup>82,83,84,85,86</sup>, что увеличение характерного размера КТ приводит к заглублению уровней размерного квантования по отношению К соответствующему краю зоны проводимости GaAs, поэтому наблюдается сдвиг пика ФЛ от КТ в сторону низких энергий (Рис. 2.2 б,в).

На Рис. 2.4 а-е представлены *C-V* и *N<sub>CV</sub>-W* характеристики диодов Шоттки на основе однородно легированных n-GaAs матриц, содержащих слои InAs различной толщины (Таблица 2.1).

С-V характеристика структуры 2-808 со смачивающим слоем (Рис. 2.4а) не имеет особенностей, связанных с аккумуляцией носителей в квантовой яме InAs. Это связано с тем, что ширина квантовой ямы достаточно мала, порядка 1 MC, поэтому локализованное состояние  $E_0$  для электронов в квантовой яме InAs лежит очень близко ко дну проводимости  $E_C$  GaAs<sup>82</sup> и заполнение электронами  $n_{E0}$  этих состояний незначительно. Это подтверждает спектр ФЛ (Рис. 2.2 а), где пик, связанный с рекомбинацией носителей в смачивающем слое InAs, лежит всего на 60 мэВ ниже пика, связанного с рекомбинацией носителей в объеме матрицы GaAs. Оценки, сделанные на основе самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера показывают, что электронный уровнень в смачивающем слое InAs лежит примерно на 10 мэВ ниже края зоны проводимости  $E_C$  GaAs, при этом концентрация электронов на этом уровне находится на уровне  $5 \times 10^9$  см<sup>-2</sup> (при T = 10 К и  $N_d = 2 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup> в матрице GaAs). Как показывают расчеты этого не достаточно, чтобы наблюдать особенности, связанные с аккумуляцией заряда в КЯ, на C-V и N<sub>CV</sub>-W характеристиках структуры 2-808 (Рис. 2.4б).

Образование КТ при толщине InAs 1.7 МС приводит к появлению ступеньки в *C-V* характеристике (Рис. 2.4в). На *N*<sub>CV</sub>-*W* профиле структуры



Рис. 2.4: Экспериментальные *C-V* и  $N_{CV}$ -*W* характеристики диодов Шоттки со смачивающим слоем InAs (образец 2-808) (а,б) и саморганизованными квантовыми точками, сформированными после нанесения 1.7 MC InAs (образец NU1716) (в,г) и 4 MC InAs (образец 1-443) (д,е).

NU1716 (Рис. 2.4 г), рассчитанном по формуле (1.7) наблюдается аккумуляция основных носителей (электронов) в области геометрического положения слоя с квантовыми точками InAs, которая с обеих сторон окружена областями обеднения. Аналогичная картина наблюдается на структуре 1-443, где слой КТ InAs был сформирован после нанесения 4 МС InAs (Рис. 2.4 д,е).

Данная форма C-V и  $N_{CV}-W$  характеристик похожа на то, что мы наблюдали в структурах с квантовыми ямами (параграф 1.5.2). Количество носителей заряда, локализованных в слое КТ, определяется плотностью состояний и энергетическим спектром состояний в КТ. Как будет показано ниже, из анализа C-V и  $N_{CV}-W$  характеристик структур с КТ можно получить данные об электронной структуре КТ.

### 2.2 Импеданс диода Шоттки, содержащего плоскость самоорганизованных квантовых точек.

В данном параграфе будет представлена модель для расчета емкости диода Шоттки, содержащего плоскость КТ. На практике, для измерения дифференциальной емкости к барьеру Шоттки прикладывается напряжение, состоящее из двух компонент: постоянного напряжения смещения  $V_{rev}$  и гармонического сигнала  $V_{osc}$  на частоте f выр. (1.44) и (1.45).

Рассмотрим полный импеданс Z данной системы при гармоническом воздействии. По определению импеданс двухполюсника есть <sup>55</sup>:

$$Z(\omega) = V(t) / i(t)$$

(2.1

где i(t) – комплексная амплитуда тока, протекающего через структуру.

Рассмотрим барьер Шоттки на матрице п-типа проводимости, содержащей плоскость КТ (Рис. 2.5а,б), при этом пренебрегаем влиянием неосновных носителей. Как было показано ранее, изменение заряда в структуре dQ, индуцированное изменением напряжения dV, состоит из двух

частей: объемной  $dQ_{3D}$  и двумерной  $dQ_{qd}$ , связанной с перезарядкой КТ (выр.( 1.13). Уход носителей заряда из КТ может идти как путем термоионной эмиссии, так и через туннелирование (Рис. 2.5б). Поскольку ток есть производная заряда в структуре по времени, то гармоническая составляющая тока через структуру будет также иметь две соответствующие компоненты:

$$i(t) = i_{3D}(t) + i_{ad}(t)$$

(2.2

Ток  $i_{3D}(t)$ , связанный с трехмерным зарядом  $dQ_{3D}$  можно записать как:

$$i_{3D}(t) = \left(\frac{dQ_{3D}}{dV}\right) \left(\frac{dV}{dt}\right)$$

(2.3)

Дифференцируя выр.(1.45) и учитывая, что  $C_{3D} = dQ_{3D}/dV$ , получим:  $i_{3D}(t) = j \ \omega \ C_{3D}$ 

(2.4

Предположим сначала, что все КТ одинаковы и поэтому имеют одинаковую электронную структуру. Тогда, двумерную плотность состояний  $\rho(E)$  с учетом спина электрона можно представить в виде б-функции :

$$\rho(E) = 2 N_{qd} \ \delta(E - E_{e0})$$

(2.5

где  $N_{qd}$  - двумерная концентрация квантовых точек и  $E_{e0}$  - энергия электронного уровня в квантовой точке, отсчитываемая от дна зоны проводимости матрицы.

В равновесии вероятность заполнения каждого уровня определяется функцией Ферми-Дирака, поэтому концентрацию электронов  $n_{qd}$  в КТ можно записать как:



Рис. 2.5: Энергетическая диаграмма диода Шоттки на структуре с плоскостью КТ: а) при отсутствии внешнего напряжения смещения, б) при приложенном обратном смещении  $V_{rev}$ .  $E_{e0}$  – энергетическое положение максимума плотности состояний (DOS) в плоскости квантовых точек.

$$n_{qd} = \int_{E_{e0}}^{\infty} 2 N_{qd} \, \delta(E - E_{e1}) \, \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)} \, dE$$

После интегрирования получим выражение для концентрации электронов в плоскости КТ:

$$n_{qd} = \frac{2N_{qd}}{1 + \exp\left(\frac{E_{e0} - E_F}{kT}\right)} = 2 N_{qd} f_0$$

(2.7

(2.6

Тогда концентрация свободных состояний в КТ может быть записана как 2  $N_{qd}(1-f_0)$ .

Процессы захвата и эмиссии электронов квантовыми точками могут быть рассмотрены на основе статистики Шокли-Рида-Холла<sup>10</sup>. Темп захвата электронов на уровень  $E_{e0}$  в КТ будет пропорционален концентрации электронов в зоне проводимости матрицы около плоскости КТ ( $W=z_{qd}$  Рис. 2.5). и концентрации свободных состояний в слое КТ. Темп эмиссии электронов  $e_n$  с уровня  $E_{e0}$  в КТ будет пропорционален концентрации электронов в слое КТ. Тогда изменение заряда в слое КТ, есть разница процессов эмиссии и захвата:

$$q \frac{d n_{qd}}{dt} = q c_n 2 N_{qd} (1-f) - q e_n 2 N_{qd} f$$
(2.8)

где  $c_n$  – коэффициент захвата на уровень  $E_{e0}$  в КТ, который определяется следующим образом:

$$c_n = \sigma V_{th} n(z_{qd}, t)$$
(2.9)

В равновесии заряд слоя КТ не изменяется, поэтому :

$$c_n (1-f) = e_n f$$
 (2.10)

Изменение поверхностного потенциала (Рис. 2.5) вызывает изменение степени заполнения f уровня  $E_{e0}$  в КТ. Используя малосигнальное приближение, можно записать:

$$f = f_0 + \delta f$$

где

 $\delta f = f_m \exp(j\omega t)$ 

(2.12)

(2.11

Аналогичным образом можно написать выражение для концентрации свободных электронов около слоя КТ:

$$n(z_{qd},t) = n_0(z_{qd}) + \delta n(z_{qd})$$

#### (2.13

(2.14

Тогда с учетом выражений (2.8) - (2.13), пренебрегая членами второго порядка, малости ток, связанный с перезарядкой КТ, можно написать следующим образом:

$$i_{qd}(z_{qd},t) = q \ 2 N_{qd} \ \sigma V_{th} \left[ (1-f_0) \ n_0(z_{qd}) + (1-f_0) \ \delta n(z_{qd}) - n_0(z_{qd}) \ \delta f \right] - q \ 2 N_{qd} \ e_n \left( f_0 + \delta f \right)$$

С учетом выр. (2.9) и (2.10) для с<sub>n</sub>, из выр. (2.14) получаем:

$$i_{qd}(z_{qd},t) = q \ 2 N_{qd} \ \sigma V_{th} \left[ (1-f_0) \ \delta n(z_{qd}) - n_0(z_{qd}) \ \frac{\delta f}{f_0} \right]$$
(2.15)

С другой стороны, ток, связанный с перезарядкой КТ, может быть записан как:

$$i_{qd}(z_{qd},t) = q \ 2 N_{qd} \frac{d f(t)}{dt}$$
 (2.16)

Приравнивая выражения (2.15 и (2.16, получаем уравнение:

$$\frac{df(t)}{dt} = c_n \left(1 - f_0\right) \, \delta n \left(z_{qd}\right) - c_n \, \frac{\delta f}{f_0}$$
(2.17)

С учетом выражений ( 2.11 и ( 2.12 получаем решение уравнения ( 2.17 для *б*f:

$$\partial f = \frac{f_0 \left(1 - f_0\right) \, \delta n(z_{qd})}{n_0 \left(z_{qd} \left[1 + j \, \omega \, f_0 / c_n\right]\right)} \tag{2.18}$$

Подстановка (2.18) в (2.15) дает:  

$$i_{qd}(z_{qd},t) = \frac{j \omega q 2 N_{qd} f_0 (1-f_0) \delta n(z_{qd})}{[1+j \omega f_0/c_n] n_0(z_{qd})}$$

(2.19

В режиме истощения мелкой примеси, концентрацию свободных электронов в зоне проводимости матриц около слоя КТ можно представить в следующем виде:

$$n(z_{qd}) = N_d \exp\left(\frac{q \ V(z_{qd})}{k \ T}\right)$$

(2.20

где  $z_{qd}$  – геометрическое положение слоя КТ (Рис. 2.5);  $qV(z_{qd})$  – потенциал зоны проводимости матрицы около слоя КТ относительно квазинейтральной области (Рис. 2.5).

Тогда выражение для тока *i*<sub>qd</sub> можно записать как функцию изменения потенциала около слоя КТ:

$$i_{qd}(z_{qd},t) = Y_{qd}(z_{qd},t) \ \delta V(z_{qd})$$
 (2.21)

где

$$Y_{qd}(z_{qd},t) = j \omega \frac{q^2 2 N_{qd} f_0(1-f_0)}{kT [1+j \omega f_0/c_n]}$$
(2.22)

Теперь, с учетом выражений (2.4) и (2.21), полный гармонический ток через структуру можно записать в следующем виде:

$$i(t) = j \,\omega C_{3D} \,\delta V + Y_{qd}(z_{qd}, t) \,\delta V(z_{qd})$$

(2.23

Обе составные части второго слагаемого зависят от величины постоянного обратного смещения  $V_{rev}$ , приложенного к структуре. При малых обратных смещениях, когда край ОПЗ барьера Шоттки не смыкается с ОПЗ вокруг слоя КТ (Рис. 2.5), гармоническое изменение потенциала барьера Шоттки не вызывает изменения потенциала около слоя КТ, т.е.  $\delta V(z_{qd}) = 0$  в этой области обратных смещений. При больших величинах обратного смещения, когда слой КТ лежит в ОПЗ барьера Шоттки (Рис. 2.5), то  $Y_{qd}(z_{qd},t) = 0$  так как заполнение КТ  $2N_{qd} f_0 = 0$ . Таким образом, второе слагаемое выражения ( 2.23) отлично от нуля в области обратных смещений, когда край ОПЗ барьера Шоттки смыкается с ОПЗ вокруг слоя КТ и происходит изменение заполнения КТ носителями заряда.

Выражение (2.22) представляет собой адмитанс последовательной *RC* цепочки, где

$$C_{qd} = \frac{q^2}{kT} 2 N_{qd} f_0 (1 - f_0)$$
(2.24)

И

$$R_{qd} = \frac{k T}{q^2} \left( 2 N_{qd} \left( 1 - f_0 \right) c_n \right)^{-1}$$

(2.25

В области обратных напряжений смещения, где второе слагаемое в выражении (2.23) не равно нулю эквивалентную схему исследуемой структуры можно представить в виде параллельного соединения трехмерной емкости  $C_{3D}$  матрицы и последовательной *RC* цепочки, связанной с перезарядкой слоя КТ (Рис. 2.6а). Поскольку можно считать, что в этой области напряжений смещения  $\delta V(z_{ad})$  пропорционально  $\delta V$ .

Выделив из выражения (2.22) вещественную и мнимую части, можно записать выражения для эквивалентной параллельной цепочки емкости  $C_p$  и проводимости  $G_p$ :

$$C_{p} = \frac{C_{qd}}{1 + \omega^{2} \tau^{2}} \quad , \qquad G_{p} = \frac{C_{qd} \ \omega^{2} \ \tau}{1 + \omega^{2} \tau^{2}}$$
(2.26)

где  $\tau$ - время релаксации заполнения уровня  $E_{e0}$  в КТ.

Поэтому эквивалентная цепь исследуемой структуры может быть преобразована в параллельное соединение  $C_{3D}$ ,  $C_p$  и  $G_p$  (Рис. 2.6 б). И, наконец, данная эквивалентная цепь может быть сведена к параллельному соединению емкости  $C_m$  и проводимости  $G_m$  (Рис. 2.6 в), которые измеряются с помощью внешнего прибора.

$$C_{m} = C_{3D} + C_{p} = C_{3D} + \frac{C_{qd}}{1 + \omega^{2}\tau^{2}} , \qquad G_{m} = G_{p} = \frac{C_{qd} \ \omega^{2} \ \tau}{1 + \omega^{2}\tau^{2}}$$
(2.27)



Рис. 2.6 : Эквивалентная электрическая схема барьера Шоттки на полупроводниковой структуре с КТ, имеющими δ- образную плотность состояний.

Как видно из выражения ( 2.27) емкостная составляющая  $C_m$  полной проводимости исследуемой структуры зависит как от трехмерной компоненты емкости  $C_{3D}$ , так и от двумерной компоненты  $C_{qd}$ , связанной с КТ. Тогда как проводимость  $G_m$  структуры зависит только сигнала, связанного с КТ. При этом функция  $G_m/\omega$  имеет максимум при  $\omega \tau = 1$ , что при известной величине  $\omega$  позволяет оценить  $\tau$  <sup>50,51</sup>. Кроме того, функция  $G_m/\omega$  в максимуме равна  $C_{qd}/2$ , что позволяет оценить концентрацию КТ  $N_{qd}$  из выражения ( 2.24).

Из ПЭМ исследований установлено (Рис. 2.3а,б), что между квантовыми точками InAs/GaAs в плоскости имеется достаточно большое расстояние (не менее 100 Å). Теоретические работы показали, что волновые функции электронов и дырок практически полностью локализованы внутри КТ<sup>83,85</sup>. Поэтому плоскость КТ InAs/GaAs может быть рассмотрена какнабор невзаимодействующих центров, способных захватить несколько носителей заряда, где каждая отдельная КТ характеризуется б-образной функцией плотности состояний. ПЭМ исследования показали (Рис. 2.3в,г), что самоорганизованные КТ характеризуются незначительным разбросом по размерам, а следовательно, и по энергиям кванторазмерных состояний в КТ. микрокатодо-87 Это подтверждается спектрами И микрофотолюминесценции<sup>88</sup>, из которых следует, что широкий пик ФЛ из большого ансамбля КТ состоит из набора узких линий, связанных с люминесценцией из отдельных КТ. Поэтому для учета неоднородности размера КТ, плотность состояний N<sub>qdG</sub> в слое КТ может быть описана функцией Гаусса:

$$N_{qdG} = \frac{2N_{qd}}{\sqrt{\frac{\pi}{2}} \Delta E} \exp\left(\frac{-2\left(E - E_{e0}\right)^2}{\left(\Delta E\right)^2}\right)$$

(2.28

где  $E_{e0}$  - энергетическое положение электронного уровня в КТ,

отсчитываемая от дна зоны проводимости GaAs;  $\Delta E$  - среднее квадратическое отклонение функции плотности состояний в КТ;  $N_{qd}$  - двумерная концентрация КТ.

Отсюда следует, что эквивалентная цепь для  $\delta$ -образной плотности состояний (Рис. 2.6а) должна быть заменена параллельной комбинацией последовательных  $R_{qdi}C_{qdi}$  цепочек, характеризующих каждую отдельную КТ (Рис. 2.7а). Преобразуя каждую последовательную  $R_{qdi}C_{qdi}$  в ее параллельный эквивалент и суммируя соответствующие емкости и проводимости, получаем эквивалентную цепь (Рис. 2.7 б), где  $C_{pG}$  и  $G_{pG}$  отражают вклад плоскости самоорганизованных КТ с учетом неоднородного уширения их энергетического спектра. Поэтому выражение для адмитанса ( 2.22) от КТ должно быть заменено интегралом по всем возможным состояниям основного электронного состояния в КТ:

$$Y_{qdG}(z_{qd},t) = j \omega \frac{q^2}{kT} \int \frac{2 N_{qdG} f_0 (1-f_0)}{[1+j \omega f_0 / c_{nG}]} dE$$
(2.29)

где  $c_{nG}$  – коэффициент захвата на энергетические состояния в плоскости КТ, расположенные на квазиуровне Ферми  $E_F$ .

Произведение  $f_0(1-f_0)$  отлично от нуля в окрестности квазиуровня Ферми  $E_F$  с шириной порядка kT. Плотность состояний  $N_{qdG}$  представляет собой функцию Гаусса со средним отклонением  $\Delta E$  не менее 50 мэВ. Поэтому, предположив, что  $N_{qdG}$  и  $c_{nG}$  меняются незначительно в интервале kT (при T < 100 K) можно упростить интегрирование в (2.29). Сделав подстановку  $f_0(1-f_0)=(-kT)(df_0/dE)$ , преобразуем (2.29) в интеграл по  $f_0$ . После интегрирования от нуля до 1 получаем адмитанс, связанный с KT, энер-гетические состояния которых расположены около квазиуровня Ферми  $E_F$ :



Рис. 2.7 : Эквивалентная электрическая схема барьера Шоттки на полупроводниковой структуре с КТ, имеющими распределенную плотность состояний.

$$Y_{qdG}(z_{qd}, E_F) = \frac{q^2 N_{qdG}(E_F)}{2 \tau_m} \ln(1 + \omega^2 \tau_m^2) + j q^2 \frac{N_{qdG}(E_F)}{\tau_m} \arctan(\omega \tau_m)$$
(2.30)
$$\tau_m = \frac{1}{c_{nG}(E_F)}$$

где

(2.31

и  $N_{qdG}(E_F)$ - величина плотности состояний в плоскости КТ в точке пересечения с квазиуровнем Ферми  $E_F$ ,  $\tau_m$  - время релаксации заполнения уровней  $E_{e0}$  в КТ из полосы плотности состояний  $N_{qdG}(E_F)$  шириной  $\kappa T$ около точки пересечения с квазиуровнем Ферми.

Адмитанс (2.30) можно свести к эквивалентной параллельной схеме емкости  $C_{mG}$  и проводимости  $G_{mG}$  (Рис. 2.7 в), тогда полный адмитанс диода Шоттки с плоскостью самоорганизованных КТ с учетом неоднородного уширения их энергетического спектра будет иметь следующий вид:

$$Y = j\omega C_{mG} + G_{mG}$$
(2.32)

где

$$C_{mG} = C_{3D} + \frac{C_{qdG}(E_F)}{\omega \tau_m} \arctan(\omega \tau_m)$$

$$\frac{G_{mG}}{\omega} = \frac{C_{qdG}(E_F)}{2\omega\tau_m} \ln[1 + (\omega \tau_m)^2]$$
(2.34)

И

$$C_{qdG}(E_F) = q^2 N_{qdG}(E_F)$$

(2.35

Точка пересечения квазиуровня Ферми  $E_F$  с плотностью состояний  $N_{qdG}$  в плоскости КТ зависит от величины обратного смещения на барьере Шоттки. Поэтому, изменяя напряжение смещения, можно изучать форму

плотности энергетических состояний в КТ. Полученные выражения для емкости  $C_{mG}$  и проводимости  $G_{mG}$  структуры с КТ, аналогичны результатам, полученным для полной проводимости МДП-структуры с поверхностными состояниями на границе раздела металл-диэлектрик <sup>52,89</sup>.

Следует отметить, что функция  $G_{mG}/\omega$  имеет максимум при  $\omega \tau_m$ =1.98, а не при  $\omega \tau$ =1, как это было в случае δ-образной плотности состояний в КТ. Кроме того, функция  $G_{mG}/\omega$  (2.34) в максимуме равна  $\approx 0.4 C_{qdG}$ , что позволяет оценить форму плотности энергетических состояний в КТ из измерения проводимости  $G_{mG}/\omega$  в зависимости от обратного смещения и величины  $\omega \tau_m$ . Для повышения разрешения по энергии в соответствии с выражением (2.30) необходимо понижать температуру исследуемого образца.

Таким образом, из соотношения частоты измерительного сигнала  $\omega$  и времени релаксации  $\tau_m$  заполнения уровней в КТ можно определить три режима измерений:

- ωτ<sub>m</sub> << 1.98 это режим квазистатических измерений: в этом случае адмитанс системы является чисто емкостным и проводимость G<sub>mG</sub> близка к нулю. Поэтому уменьшение до нуля активной компоненты в адмитансе при уменьшении ωτ<sub>m</sub> может служить мерой равновесия в измеряемой системе.
- ωτ<sub>m</sub> ≈ 1.98 сигнал проводимости G<sub>mG</sub> максимален и по его величине из выражения (2.35 можно определить величину плотности состояний в КТ в точке пересечения с квазиуровнем Ферми E<sub>F</sub>.
- *ωτ<sub>m</sub>* >> 1.98 режим 'вымораживания' носителей в КТ, т.к. обе составляющие адмитанса Y<sub>qdG</sub> (2.30), связанные с КТ, близки к нулю.

## 2.3 Квазистатическая модель для расчета C-V и N<sub>CV</sub>-W характеристик диодов Шоттки на основе полупроводниковых гетероструктур с плоскостью самоорганизованных квантовых точек.

Рассмотрим диод Шоттки на основе однородно легированной матрицы GaAs n-типа проводимости, содержащий слой самоорганизованных KT. Наличие электронных уровней в KT, расположенных ниже дна зоны проводимости GaAs, приводит к аккумуляции электронов в слое квантовых точек (Рис. 2.5). При этом с обеих сторон от слоя KT образуются ОПЗ. Таким образом, энергетическая диаграмма диода Шоттки с плоскостью KT подобна энергетической диаграмме диода Шоттки на структуре с квантовой ямой (Рис. 1.2). Двумерную концентрацию электронов ( $n_{qd}$ ), находящихся в квантовых точках, можно определить из интеграла произведения функции плотности состояний  $\rho(E)$  и функции распределения электронов по энергиям f(E) по всем возможным состояниям:

$$n_{qd} = \int_{E_{qd}}^{\infty} \rho(E) f(E) dE$$

(2.36

(2.37

Тогда концентрация электронов  $n_{qd}$  локализованных в плоскости КТ с учетом Гауссовой плотности состояний  $N_{qdG}$  (2.28) и Фермиевской функции распределения может быть представлена в следующем виде:

$$n_{qd} = \sum_{i} \int \frac{g_{i} N_{qd}}{\sqrt{\frac{\pi}{2}} \Delta E} \frac{\exp\left(\frac{-2\left(E - E_{ei}\right)^{2}}{\left(\Delta E\right)^{2}}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E - E_{F}}{kT}\right)} dE$$

где  $E_{ei}$  - энергетическое положение электронного уровня в КТ, отсчитываемая от дна зоны проводимости GaAs;  $\Delta E$  - среднее квадратическое отклонение функции плотности состояний в КТ;  $N_{qd}$  -

двумерная концентрация КТ и  $g_i$  – фактор вырождения состояния в КТ. Суммирование идет по всем *i* возможным состояниям в КТ.

Для расчета *C-V* характеристик диодов Шоттки, содержащих слой КТ, нами была разработана модель на основе численного решения одномерного уравнения Пуассона. Пренебрегая влиянием неосновных носителей заряда, одномерное уравнение Пуассона (в направлении *z* перпендикулярном слою квантовых точек) можно записать в следующем виде:

$$\frac{d}{dz}\left(\varepsilon_0 \ \varepsilon(z) \ \frac{d}{dz}\right) U(z) = q \left[N_d^+(z) - n_{3D}(z) - n_{qd}(z)\right]$$

(2.38

где  $N_d^+$  - концентрация ионизованных доноров (выр. (1.19)),  $n_{3D}$  – концентрация свободных носителей в зоне проводимости GaAs (выр.(1.21)) и  $n_{qd}$  – концентрация электронов в слое КТ (выр.(2.37)).

Алгоритм численного решения уравнения Пуассона описан в параграфе 1.3. Решая уравнение Пуассона (2.38) для разных величин обратного смещения  $V_{rev}$  на барьере Шоттки, определяем величину заряда в структуре на единицу площади из закона Гаусса (Выр.(1.24)). Для расчета емкости структуры используем квазистатическое приближение (Выр. (1.25)). Затем, пользуясь приближением обедненного слоя, из *C-V*-характеристики засчитываем  $N_{CV}$ -W профиль распределения концентрации свободных носителей (Выр.(1.7)).

Геометрическое положение слоя КТ и двумерная концентрация квантовых точек  $N_{qd}$  может быть измерена с помощью ПЭМ (Рис. 2.3а,б). Величина среднего квадратического отклонения  $\Delta E$  функции плотности состояний в КТ, может быть определена из анализа пика ФЛ (Рис. 2.2 б,в), связанного с электронно-дырочной рекомбинацией в КТ. Поэтому концентрация электронов, локализованных в плоскости КТ, определяется

формой плотности состояний в плоскости КТ и положением квазиуровня Ферми  $E_F$  в матрице GaAs. Таким образом, из анализа C-V и  $N_{CV}$ -W характеристик диодов Шоттки с самоорганизованными КТ можно определить электронную структуру энергетических состояний в КТ.

В качестве примера рассмотрим расчет С-V и N<sub>CV</sub>-W характеристик диодов Шоттки, где слой самоорганизованных КТ расположен на расстоянии 0.55 мкм от поверхности образца. Пусть матрица GaAs будет однородно легирована Si на уровне 2x10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup>. На Рис. 2.8а,б представлены  $N_{CV}$ -W C-VИ характеристики Шоттки расчетные диодов С самоорганизованными КТ при T = 150 К, как функция двумерной концентрации КТ. При этом функция плотности состояний в слое КТ имела следующие параметры:  $E_{e0} = 100$  мэВ,  $g_0 = 2$  и  $\Delta E = 60$  мэВ. Увеличение концентрации КТ приводит к росту ширины полочки в С-V характеристике (Рис. 2.8а). При этом в N<sub>CV</sub>-W профиле (Рис. 2.8б) наблюдается рост амплитуды пика около геометрического положения слоя КТ, а также рост ширины ОПЗ с обеих сторон от пика. Все это свидетельствует об увеличении концентрации электронов локализованных в плоскости КТ. Аналогичная ситуация наблюдается при заглублении электронного уровня в КТ (Рис. 2.9а,б) и при изменении дисперсии Гауссовой плотности состояний  $N_{adG}$  в КТ  $\Delta E$  (Рис. 2.10а,б). Следует отметить тот факт, что геометрическое положение пика в N<sub>CV</sub>-W профиле (Рис. 2.86, Рис. 2.96, Рис. 2.106) во всех случаях зависит от параметров КТ и не совпадает с толщиной верхнего слоя равной 0.55 мкм, которая была заложена в расчетах. Это связано с тем, что емкость диода Шоттки с плоскостью КТ состоит, как и в случае структур с квантовыми ямами (Выр.( 1.13), из двух компонент: объемной С<sub>3D</sub> и двумерной  $C_{qd}$ , связанной с изменением заряда КТ:

$$C = C_{3D} + C_{qd} = \frac{\partial Q_{3D}(W)}{\partial V} + \frac{\partial Q_{qd}(E_i - E_F)}{\partial V}$$
(2.39)

Расчеты, представленные на Рис. 2.11 показывают, что в области полочки на *C-V* характеристике диода Шоттки с плоскостью КТ (-5B <  $V_{rev}$  < -4 В) происходит опустошение КТ от электронов, и появляется емкость, связанная с перезарядкой КТ. За пределами этой области напряжений смещения (-5B <  $V_{rev}$  и  $V_{rev}$  > -4 В) емкость структуры определяется однородно легированными слоями, прилегающими к слою КТ (Рис. 2.11). Поэтому поведение  $N_{CV}$ -W профиля, рассчитанного по формуле (1.7) для однородных полупроводников, не отражает реального распределения свободных носителей в области слоя КТ. Таким образом, полная информация о слое КТ точек может быть получена из модельного анализа *C-V* и  $N_{CV}$ -W характеристик структур с КТ.



Рис. 2.8: Расчетные *C*-*V* (а) и  $N_{CV}$ -*W* (б) характеристики диодов Шоттки с КТ ( $E_{e0} = 100 \text{ мэB}$ ,  $g_0 = 2 \text{ и}$   $\Delta E = 60 \text{ мэB}$ ) при 150 K, как функция двумерной концентрации КТ:  $N_{qd} = 1.0 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$  (- -),  $N_{qd} = 2.5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$  (—),  $N_{qd} = 5.0 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$  (•••). Стрелкой показано геометрическое положение слоя КТ.


Рис. 2.9: Расчетные *C*-*V* (а) и  $N_{CV}$ -*W* (б) характеристики диодов Шоттки с КТ  $(g_0 = 2, \Delta E = 60 \text{ мэВ и } N_{qd} = 2.5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2})$  при 150 К, как функция энергии электронного уровня в КТ:  $E_{e0} = 75 \text{ мэВ}$  (- - -),  $E_{e0} = 100 \text{ мэВ}$  (—),  $E_{e0} = 125 \text{ мэВ}$  (• • •). Стрелкой показано геометрическое положение слоя КТ.



Рис. 2.10: Расчетные *C-V* (а) и  $N_{CV}$ -*W* (б) характеристики диодов Шоттки с КТ ( $g_0 = 2$ ,  $E_{e0} = 100$  мэВ и  $N_{qd} = 2.5 \times 10^{10}$  см<sup>-2</sup>) при 150 К, как функция дисперсии Гауссовой плотности состояний  $N_{qdG}$  в КТ:  $\Delta E_{e0} = 40$  мэВ (- - -),  $\Delta E_{e0} = 60$  мэВ (—),  $\Delta E_{e0} = 80$  мэВ (· · ·). Стрелкой показано геометрическое положение слоя КТ.



Рис. 2.11: *C-V* (а),  $Q_{qd}$ -*V* (б) и  $C_{qd}$ -*V* (в) характеристики структуры с квантовыми точками InAs/GaAs , рассчитанные при T = 150 K,  $N_{qd} = 2.5 \times 10^{10}$  см<sup>-2</sup>,  $E_{e0} = 100$  мэВ и  $\Delta E_{e0} = 60$  мэВ. Емкость  $C_{qd}$ , связанная с КТ, была получена путем дифференцирования зависимости заряда в плоскости КТ  $Q_{qd} = q N_{qd}$  от обратного напряжения  $V_{rev}$  на диоде Шоттки.

## 2.4 Экспериментальное исследование электронной структуры одиночных слоев самоорганизованных КТ InAs/GaAs с помощью емкостной спектроскопии.

Для изучения электронной структуры InAs квантовых точек в GaAs матрице были выращены два типа структур с разной толщиной слоя InAs 1.7 MC и 4 MC (Таблица 2.1). Как показали ПЭМ исследования, увеличение толщины слоя InAs приводило к увеличению размера основания КТ (Рис. 2.3). В этих структурах слой КТ был вставлен в матрицу GaAs с разным типом проводимости n- и p- для раздельного изучения электронных и дырочных состояний в КТ, соответственно.

ПЭМ исследования показали, что в структурах NU1716(n) и NU1717(р) двумерная концентрация InAs KT находится на уровне  $N_{qd}$  =  $(5\pm 2) \ge 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , а их средний размер базы около 9 нм (Рис. 2.3 а). На ПЭМ изображениях КТ в планарной геометрии черно-белый контраст на изображении КТ формируется как за счет разницы химического состава InAs и GaAs, так и за счет упругих напряжений, возникающих вокруг КТ 90,91,92. Поэтому характерный размер КТ определенный из ПЭМ исследований является верхним пределом реального размера КТ. Следует отметить, что в структурах NU1716(n) и NU1717(р) наряду с КТ, имеющими ярко выраженный лепестковый контраст, имеются КТ со слабым контрастом, которые имеют меньший характерный размер и, поэтому слишком малы, чтобы приводить формированию к локализованных состояний. Сосуществование двух типов КТ в данных структурах, по-видимому, связано с неравновесным характером процесса формирования InAs КТ на поверхности GaAs при толщине InAs слоя 1.7 MC. В случае, когда толщина слоя InAs составляет 4 МС происходит формирование однородных КТ с ярко выраженным контрастом (Рис. 2.3 б).

При низком уровне оптического возбуждения (<100 Вт/см<sup>2</sup>) низкотемпературные спектры ФЛ исследуемых структур (Рис. 2.12 а, Рис. 2.12 в) имеют пики люминесценции из КТ при 1.25 эВ (NU1716(n)) и 1.21 эВ (NU1717(p)), что является характерным значением для рекомбинации электронов и дырок в основном состоянии InAs КТ такого размера <sup>64</sup>. Незначительная разница в положении пика ФЛ через основное состояние КТ образцов NU1716 и NU1717 может быть связана с незначительной разницей в размерах КТ. С увеличением плотности оптического возбуждения >100 Вт/см<sup>2</sup> в обоих спектрах ФЛ (Рис. 2.12 б, Рис. 2.12 г) появляется высокоэнергетичный пик, сдвинутый на  $\approx$  70 мэВ (Таблица 2.2), который, по-видимому, связан с рекомбинацией через возбужденные состояния КТ.

Для повышения разрешения *C*-*V* измерения были проведены при низких температурах. При T = 50 К уменьшение частоты измерительного сигнала от 1 МГц до 10 кГц позволяет значительно уменьшить приведенную проводимость G/2*πf* структуры NU1716 (Рис. 2.13 достичь б) и квазистатических условий измерения При C-Vемкости. ЭТОМ В характеристике увеличивается ступенька (Рис. 2.13 а), соответствующая аккумуляции электронов в КТ, а в  $N_{CV}$ -W профиле наблюдается пик концентрации при W = 0.74 мкм, соответствующей геометрическому положению слоя КТ (Рис. 2.14 б).

Результаты численного анализа *C-V* и  $N_{CV}$ -*W* характеристик структуры NU1716(n), полученные в квазистатических условиях при T = 50 К показали (Рис. 2.14 а,б и Таблица 2.3), что квантовые точки, сформированных после нанесения 1.7 MC InAs в матрице n-GaAs, имеют следующие параметры основного электронного уровня в КТ:  $E_{qd} = 80$  мэВ и  $\Delta E_{qd} = 70$  мэВ. Двумерная концентрация КТ составляет  $N_{qd} = 3 \times 10^{10}$  см<sup>-2</sup>. Следует отметить, что наблюдается достаточно хорошее соответствие



Рис. 2.12 : Спектры ФЛ структур NU1716-n (а,б) и NU1717-р (в,г), измеренные при T = 10 К с плотностью оптического возбуждения 3 Вт/см<sup>2</sup> (а, в) и 900 Вт/см<sup>2</sup> (б, г), соответственно.

Таблица 2.2 Параметры функций Гаусса для моделирования спектров ФЛ структур NU1716 и NU1717.

	Пик 1 (е <sub>0</sub> -h <sub>0</sub> )		Пик 2 ( <i>e</i> <sub>1</sub> - <i>h</i> <sub>1</sub> )	
	положение	среднее	положение	среднее
	пика ФЛ	отклонение	пика ФЛ	отклонение
Образец	<i>E</i> <sub>max</sub> ( эВ )	ΔЕ(эВ)	$E_{\max}(\mathbf{B})$	Δ <i>E</i> ( эВ )
NU1716(n)	1.252	0.070	1.333	0.057
NU1717(p)	1.211	0.063	1.282	0.098

экспериментальных данных и расчетов, когда эти параметры были фиксированы при анализе температурной зависимости *C-V* и  $N_{CV}$ -*W* характеристик структуры NU1716(n) (Рис. 2.14 а,б). При этом концентрация квантовых точек  $N_{qd}$ , определенная из анализа емкостных измерений достаточно хорошо согласуется с данными ПЭМ (Рис. 2.3а), а среднее отклонение плотности электронных состояний  $\Delta E_{qd}$  близко по значению к этой величине, определенной из анализа пика ФЛ через основные состояния в КТ (Таблица 2.2).

В случае образца NU1717(p) с матрицей GaAs p-типа приводимости квазистатические условия измерения емкости на частоте f = 10 кГц были получены только при 100 К (Рис. 2.15). Повышение температуры достижения квазистатических условий при одной и той же частоте измерений для образца p-типа NU1717(p) по сравнению с образцом n-типа NU1716(n) означает, что дырочные состояния в InAs КТ являются более глубокими по сравнению с электронными состояниями в InAs КТ относительно соответствующего края зоны проводимости GaAs матрицы и поэтому темп эмиссии дырок из КТ ниже, чем для электронов.

Анализ температурной зависимости *C-V* и  $N_{CV}$ -*W* характеристик структуры NU1717(р) показал (Рис. 2.15, Таблица 2.4), что основное дырочное состояние  $E_{h0}$  в InAs KT расположено на 170 мэВ выше края валентной зоны GaAs матрицы. При этом для описания экспериментальных *C-V* характеристик было необходимо предположить наличие широкой зоны дырочных состояний  $E_{h1}$ , расположенной на 100 мэВ выше дна валентной зоны и средним отклонением плотности состояний  $\Delta E_{h2}$ =100 мэВ (Рис. 2.15а). Данное предположение нашло подтверждение в недавних теоретических работах<sup>83,85</sup>, посвященных расчетам электронной структуры InAs KT в GaAs матрице, где было показано, что в InAs KT с характерным размером базы до 100 нм может быть до 4 дырочных состояний. Однако мы

не можем разрешить их с помощью *C-V* метода, поскольку для этого требуется



Рис. 2.13: *C*-*V* (а) и *G*-*V* (б) характеристики структуры NU1716(n) измеренные при T = 50 К для разных частот измерительного сигнала *f*.





Рис. 2.14: *C-V* (а) и  $N_{CV}$ -*W* (б) характеристики структуры NU1716-n при разных температурах: экспериментальные результаты (открытые символы), измеренные на частоте измерительного сигнала f = 10кГц, и модельные расчеты (сплошные линии) (параметры приведены в Таблица 2.3). На вставке показана форма края зоны проводимости  $E_C$  структуры.

**Таблица 2.3** Параметры, используемые для расчета *C-V* и *N<sub>CV</sub>-W* характеристик структуры NU1716(n) с квантовыми точками InAs/GaAs

Номер слоя	Материал	Толщина (нм)	N <sub>d</sub> (10 <sup>16</sup> см <sup>-3</sup> )
Ι	GaAs	650.0	1.5
II	GaAs	10.0	0.1
III	слой точек InAs		
IV	GaAs	10.0	0.1
V	GaAs	1000.0	1.3

 $N_{qd} = 3 \mathrm{x} 10^{10} \mathrm{~cm}^{-2}$ 

 $E_{e0} = 80$  мэВ и  $\Delta E_{e0} = 70$  мэВ.

 $\varepsilon_{GaAs} = 12.9$  (данные из работы <sup>44</sup>)  $m_e^*_{GaAs} = 0.067$  (данные из работы <sup>44</sup>)  $E_d$  (Si) = 6 meV (данные из работы <sup>44</sup>)



Рис. 2.15: *C-V* (а) и  $N_{CV}$ -*W* (б) характеристики структуры NU1717-р при разных температурах: экспериментальные результаты (открытые символы), измеренные на частоте измерительного сигнала f = 10 кГц, и модельные расчеты (сплошные линии) (параметры приведены в Таблица 2.4). На вставке показана форма края валентной зоны  $E_V$  структуры.

**Таблица 2.4** Параметры, используемые для расчета *C-V* и *N*<sub>*CV*</sub>-*W* характеристик структуры NU1717(р) с квантовыми точками InAs/GaAs

Номер слоя	Материал	Толщина (нм)	N <sub>d</sub> (10 <sup>16</sup> см <sup>-3</sup> )	
Ι	GaAs	471.0	5.0	
II	GaAs	10.0	0.1	
III	слой точек InAs			
IV	GaAs	10.0	0.1	
V	GaAs	1000.0	7.0	

$$N_{qd} = 4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$$
  
 $E_{rd} = 170 \text{ mpB H} AE_{rd}$ 

 $E_{h0} = 170$  мэВ и  $\Delta E_{h0} = 60$  мэВ;  $E_{h1} = 100$  мэВ и  $\Delta E_{h1} = 100$  мэВ.  $\varepsilon_{\text{GaAs}} = 12.9$  (данные из работы <sup>44</sup>)  $m_h^*_{\text{GaAs}} = 0.5$  (данные из работы <sup>44</sup>)  $E_a$  (Be) = 28 мэВ (данные из работы <sup>44</sup>) понизить температуру измерений до 10 К, а мелкая акцепторная примесь Ве в GaAs матрице начинает вымерзать уже при температурах 30-50 К, что делает невозможным проведение *C-V* измерений ввиду отсутствия свободных носителей в валентной зоне GaAs матрицы.

В заключение следует отметить, данные об электронной структуре InAs KT, полученные из анализа C-V измерений, достаточно хорошо согласуются с данными ФЛ, т.к. сумма энергий основных электронных ( $E_{e0}$  = 80 мэВ) и дырочных ( $E_{h0}$  = 170 мэВ) состояний с энергетическим положением пика ФЛ через основные состояние KT ( $E_{nukl}$  = 1250 мэВ) дает величину 1500 мэВ близкую к ширине запрещенной зоны GaAs при 4 K ( $E_g$ GaAs = 1519 мэВ). Незначительное расхождение может быть связано с энергией связи экситона в KT, которая находится на уровне ~20 мэВ<sup>83</sup>.

ПЭМ исследования показали, что увеличение эффективной толщины слоя InAs от 1.7 МС до 4 МС приводит к увеличению среднего характерного размера базы КТ от 8-9 нм до 15-17 нм (Рис. 2.3 а,б). Для исследования электронной структуры "больших" КТ были изготовлены два типа диодов 1-3-481(р) и 443(n) на основе GaAs матриц р- и п-типа проводимости, соответственно (Таблица 2.1).

Следует отметить, что на ПЭМ фотографии образца 3-481(р) (Рис. 2.16) наряду с КТ наблюдаются дислокации с концентрацией на уровне 1х10<sup>9</sup> см<sup>-2</sup>. Образование дислокаций может быть связано с незначительным отклонением технологических условий формирования КТ от оптимальных.

На Рис. 2.17а представлены спектры низкотемпературной ФЛ структуры 1-443(n) при разных уровнях накачки. При низком уровне накачки <0.5 Вт/см<sup>2</sup> в спектре ФЛ образца 1-443(n) наблюдается один пик при энергии фотона 1.146 эВ (Рис. 2.17 а), связанный с рекомбинацией носителей заряда через основные состояния электронов и дырок в КТ<sup>65,93</sup>. Увеличение уровня накачки до 500 Вт/см<sup>2</sup> приводит к появлению второго пика при энергии фотона 1.221 эВ. И при 800 Вт/см<sup>2</sup> в ФЛ спектре можно

разрешить 5 пиков ФЛ, параметры которых приведены в Таблица 2.5. Появление пиков ФЛ при высоком уровне накачки связывается с рекомбинацией носителей заряда через возбужденные состояния электронов и дырок в  $KT^{65,93}$ . Причем экспериментальные данные по исследованию влияния давления на ФЛ из КТ в системе InAs/GaAs показывают <sup>94</sup>, что рекомбинация носителей в КТ идет с сохранением четности, т.е. электрон из основного электронного состояния в КТ и т.д. .

В образце 3-481(р) рекомбинация носителей заряда через основные состояния в КТ наблюдается при энергии фотона 1.113 эВ (Рис. 2.17б), это на 33 мэВ ниже, чем соответствующий пик ФЛ в образце 1-443(n) (Рис. 2.17а). Этот сдвиг связан с тем, что характерный размер базы КТ в образце 3-481(р) больше, чем в образце 1-443(п) (Рис. 2.3а, Рис. 2.16). При максимально возможном уровне накачки в образце 3-481(р) нам удалось отчетливо разрешить в спектре ФЛ лишь второй пик при 1.188 эВ, связанный с рекомбинацией через возбужденные состояния в КТ. Такое отличие от образца 1-443(n), по-видимому, связано с наличием в образце 3-481(р) большой концентрации дислокаций (Рис. 2.16а), которые являются стоком дефектов, образующих безизлучательной для центры рекомбинации<sup>64</sup>.

Следует отметить, что энергетический зазор между пиками ФЛ через основные и возбужденные состояния для обоих образцов составляет около 75 мэВ, а спектральные ширины пиков ФЛ имеют одинаковое значение (Таблица 2.5).

На Рис. 2.18а и б представлены температурные зависимости C-V и G-V характеристик структуры 1-443(n), соответственно. В диапазоне напряжений обратного смещения от -1.2 В до -2.4 В на C-V характеристике наблюдается ступенька, связанная с аккумуляцией основных носителей (электронов в данном случае) в плоскости КТ InAs/GaAs.





Рис. 2.16 : Светлопольное ПЭМ изображение, полученное в рефлексе (g = 220), в планарной геометрии структуры с саморганизованными квантовыми точками InAs/GaAs, сформированными после нанесения 4 МС InAs (образец 3-481) (а) и и соответствующая диаграмма распределения по размерам (б). Стрелками показаны дислокации в структуре.



Рис. 2.17: Спектры ФЛ структур 1-443(n) (a) и 3-481(p) (б), измеренные при 10 К с плотностью оптического возбуждения 0.5 Вт/см<sup>2</sup> (штрих-пунктирная линия), 500 Вт/см<sup>2</sup> (пунктирная линия) и 800 Вт/см<sup>2</sup> (сплошная линия), соответственно.

Таблица 2.5 Г	Іараметры фунн	кций Гаусса	для модел	ирования	спектров
ФЛ структур 1-443	и 3-481 при урс	овне оптичес	кой накач	ки 800 Вт/	см <sup>2</sup> .

	Пик	$e_0$ - $h_0$	Пик	<i>e</i> <sub>1</sub> - <i>h</i> <sub>1</sub>	Пик	<i>e</i> <sub>2</sub> - <i>h</i> <sub>2</sub>
Образец	$E_{\rm max}$	$\Delta E$	$E_{\rm max}$	$\Delta E$	$E_{\rm max}$	$\Delta E$
o o Francia	эВ	эВ	эВ	эВ	эВ	эВ
1-443(n)	1.145	0.050	1.221	0.056	1.290	0.048
<b>3-481(p)</b>	1.108	0.062	1.190	0.070	1.276	0.078

На  $N_{CV}$ -W характеристике структуры 1-443(n) (Рис. 2.19 б) в диапазоне температур от 300 К до 100 К наблюдается пик при W = 0.42 мкм, что примерно соответствует геометрическому положению слоя КТ. При T = 80 К на C-V характеристике в области полочки появляется вторая ступенька (Рис. 2.19 а), а на  $N_{CV}$ -W характеристике – второй пик около геометрического положения слоя КТ (Рис. 2.19 б). Такое поведение C-V и  $N_{CV}$ -W характеристик, как было показано ранее в параграфе 1.5.2, может свидетельствать о наличии двух заполненных электронных состояний в слое КТ.

Исследование температурной и частотной зависимостей *C-V* и *G-V* характеристик структуры 1-443(n) показало, что квазистатические условия измерения могут быть получены при T = 80 К на частотах измерительного сигнала *f* менее 10 кГц (Рис. 2.18).

На Рис. 2.19 а и б представлено сравнение экспериментальных *C-V* и  $N_{CV}$ -*W* характеристик с результатами расчета на основе квазистатической модели (параграф 2.3), с использованием параметров приведенных в Таблица 2.6. Модель достаточно хорошо описывает как *C-V*, так и  $N_{CV}$ -*W* характеристики при T = 80 К. Установлено, что в КТ имеется два заполненных электронных состояния  $E_{e1}$  и  $E_{e2}$ , расположенных ниже дна зоны проводимости GaAs на 140 мэВ и 60 мэВ, соответственно. При увеличении величины обратного смещения происходит последовательное опустошение от электронов уровней  $E_{e2}$  и  $E_{e1}$ , при этом в *C-V* характеристике наблюдается две ступеньки.

Емкость  $C_{qd}$ , связанная с КТ, была получена путем дифференцирования зависимости заряда в плоскости КТ  $Q_{qd} = q N_{qd}$  от обратного напряжения V на диоде Шоттки.

При повышении температуры энергетическое разрешение *C-V* метода уменьшается из-за размытия края фермиевской функции, которое пропорционально ~3кТ. Расчеты показывают, что при T >120 К в *C-V* характеристике наблюдается только одна ступенька (Рис. 2.26а) и только



Рис. 2.18: *C*-*V* (а) и *G*-*V* (б) характеристики структуры 1-443(n), полученные при T = 80 К для разных частот измерительного сигнала *f*.



Рис. 2.19: *C-V* (а) и  $N_{CV}$ -*W* (б) характеристики структуры 1-443(n) при T = 80К: экспериментальные результаты (открытые символы), измеренные на частоте измерительного сигнала f = 1кГц, и модельные расчеты (сплошные линии) (параметры приведены в Таблица 2.6).

**Таблица 2.6** Параметры, используемые для расчета *C-V* и *N<sub>CV</sub>-W* характеристик структуры 1-443(n) с квантовыми точками InAs/GaAs

Номер слоя	Материал	Толщина (нм)	$\frac{N_{d}}{(10^{16} \text{ cm}^{-3})}$	
Ι	GaAs	390.0	2.0	
II	GaAs	10.0	0.1	
III	слой точек InAs			
IV	GaAs	10.0	0.1	
V	GaAs	1000.0	2.5	

 $N_{qd} = 3 \mathrm{x} 10^{10} \mathrm{~cm}^{-2}$ 

 $E_{e0} = 140$  мэВ,  $\Delta E_{e0} = 45$  мэВ, и  $E_{e1} = 60$  мэВ и  $\Delta E_{e1} = 45$  мэВ.  $\varepsilon_{\text{GaAs}} = 12.9$  (данные из работы <sup>44</sup>)  $m_e^*_{\text{GaAs}} = 0.067$  (данные из работы <sup>44</sup>)  $E_d$  (Si) = 6 мэВ (данные из работы <sup>44</sup>)



Рис. 2.20: *C-V*(а) , *Q-V* (б) и  $C_{qd}$ -*V* (в) характеристики структуры с самоорганизованными КТ InAs/GaAs , рассчитанные при T = 80 К остальные параметры приведены в Таблица 2.6.



Рис. 2.21: Светлопольное ПЭМ изображение, полученное в рефлексе (g = 200), в поперечной геометрии структуры 1-443(n) с саморганизованными квантовыми точками InAs/GaAs.

один широкий пик в *N<sub>CV</sub>-W* профиле (Рис. 2.266), что достаточно хорошо описывает поведение экспериментальных результатов (Рис. 2.25а и б). Кроме того, необходимо учитывать уменьшение заполнения электронами состояний в КТ, обусловленное понижением квазиуровня Ферми в GaAs матрице при повышении температуры.

На Рис. 2.22а и б приведены частотные зависимости *C-V* и *G-V* характеристик диодной структуры 3-481(p) с КТ InAs в матрице p-GaAs (Таблица 2.1), измеренные при температуре T = 120 К.

На С-V характеристике (Рис.2.25а) на ряду со ступенькой в диапазоне обратных смещений от –1 В до +0.4 В, связанной с аккумуляцией дырок на КТ, имеется две дополнительные ступеньки ступень около  $V_{rev} = +1$  В и V<sub>rev</sub> = +2 В, связанные с дефектами с глубокими уровнями около слоя с КТ. будут приведены Ниже (параграф 2.5.2) НСГУ исследования, подтверждающие это предположение. Для получения информации об энергетическом спектре дырочных состояний в КТ из анализа С-V характеристик нам необходимо выбрать условия измерения (температура и частота измерительного сигнала), где вклад от дефектов с глубокими уровнями будет подавлен, а дырки еще не вымерзли на состояниях в КТ. Эти оптимальные условия измерения были получены при T = 120 K и f =1кГц (Рис. 2.22а и Рис. 2.23).

Анализ *C-V* и  $N_{CV}$ -*W* характеристик показал (Рис. 2.24а,б), что основное дырочное состояние в КТ находится на  $E_{h0} = 230$  мэВ ( $\Delta E_{h0} = 60$  мэВ) выше потолка валентной зоны GaAs. При этом для адекватного описания *C-V* характеристики необходимо предположить также наличие зоны дырочных состояний, расположенных выше основного состояния ( $E_{h1} = 100$  мэВ,  $\Delta E_{h1} = 70$  мэВ).

Таким образом, установлено, что InAs KT с характерным размером базы около 15 нм, сформированные в GaAs матрице, имеют основное

дырочное состояние на 230 мэВ выше потолка валентной зоны GaAs и основное электронное состояние на 140 мэВ ниже дна зоны проводимости GaAs. Данные низкотемпературной ФЛ показывают, что в таких КТ пик ФЛ, связанный с рекомбинацией через основные состояния расположен около 1.110-1.150 эВ. Сумма энергии локализации электронов и дырок в КТ с энергией пика ФЛ через основные состояния дает значения в диапазоне 1.480-1.520 эВ, что достаточно хорошо согласуется с шириной запрещенной зоны GaAs ( $E_{g GaAs} = 1.519$  эВ) при 10 К<sup>44</sup>.

Полученные из анализа *C-V* характеристик данные об энергетическом спектре состояний для дырок и электронов в самоорганизованных КТ на основе системы InAs/GaAs приблизительно согласуются с данными теоретических расчетов <sup>83,84,85</sup>. Однако нельзя говорить о точном соответствии, потому что, как следует из этих модельных расчетов, электронная структура КТ сильно зависит от их геометрической формы, элементного состава и механических напряжений. В настоящее время, из-за малого размера КТ (порядка 10 нм) не существует экспериментальных методов, позволяющих измерить эти параметры с достаточной точностью.



Рис. 2.22: *C*-*V* (а) и *G*-*V* (б) характеристики структуры 3-481(-р), измеренные при T = 120 К для разных частот измерительного сигнала *f*.



Рис. 2.23: *C-V* характеристики структуры 3-481(-р), измеренные на частоте *f* = 1 кГц, в зависимости от температуры : 80 К, 100 К, 120 К, ..., 240 К.



Рис. 2.24: *C-V* (а) и  $N_{CV}$ -*W* (б) характеристики структуры 3-481(р) при T = 120К: экспериментальные результаты (открытые символы), измеренные на частоте измерительного сигнала f = 1кГц, и модельные расчеты (сплошные линии) (параметры приведены в Таблица 2.6).

**Таблица 2.7** Параметры, используемые для расчета *C-V* и *N*<sub>*CV*</sub>-*W* характеристик структуры 3-481(р) с квантовыми точками InAs/GaAs

Номер слоя	Материал	Толщина (нм)	Nd (10 <sup>16</sup> см <sup>-3</sup> )
Ι	GaAs	471.0	5.0
ΙΙ	GaAs	10.0	0.1
III	слой точек InAs		
IV	GaAs	10.0	0.1
V	GaAs	1000.0	7.0

$$N_{qd} = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$$

 $E_{h0} = 230$  мэВ,  $\Delta E_{h0} = 60$  мэВ и  $E_{h1} = 100$  мэВ,  $\Delta E_{h1} = 70$  мэВ.

 $\varepsilon_{GaAs} = 12.9$  (данные из работы <sup>44</sup>)  $m_h^*_{GaAs} = 0.5$  (данные из работы <sup>44</sup>)  $E_a$  (Be) = 28 мэВ (данные из работы <sup>44</sup>)

## 2.5 Исследование механизма эмиссии носителей заряда из самоорганизованных КТ InAs/GaAs.

## 2.5.1 Спектроскопия полной проводимости структур с самоорганизованными КТ

На Рис. 2.25 а, б представлена температурная зависимость С-V и G-V характеристик структуры 1-443(n), измеренная на частоте измерительного сигнала 1 МГц. При уменьшении температуры от 200 К до 80 К увеличивается размер ступеньки с *C*-*V* характеристике (Рис. 2.25а), при этом появляется пик проводимости G (Рис. 2.25б), связанный с возрастанием активных потерь в структуре из-за перезарядки КТ. При T = 80 К на C-V связанные характеристике можно различить две ступеньки, С последовательным опустошением основного  $E_0$  и первого возбужденного  $E_1$ электронных состояний в КТ. Соответствующий N<sub>CV</sub>-W профиль имеет два пика, расположение в области геометрического положения слоя КТ (Рис. 2.25в). Понижение температуры до 45 К приводит к подавлению на С-V характеристике ступеньки, связанной с опустошением основного  $E_0$ состояния в КТ (Рис. 2.25а). При этом один из пиков в N<sub>CV</sub>-W профиле смещается на глубину W = 0.5 мкм. Дальнейшее понижение температуры до 4.2 К приводит к подавлению на *C*-*V* характеристике ступеньки, связанной с опустошением первого возбужденного состояния  $E_1$  в КТ и это  $N_{CV}$ -W профиле сопровождается подавлением пика В области геометрического положения слоя КТ и появлением двух пиков при W =0.48 мкм и W = 0.51 мкм (Рис. 2.25в).

Представленная в параграфах 2.3 и 2.4 квазистатическая модель достаточно хорошо описывает *C-V* и *N*<sub>*CV*</sub>-*W* характеристики для *T*=200 К (Рис. 2.25а,в). Однако значительное расхождение экспериментальных *C-V* и



Рис. 2.25 : *C*-*V* (а), *G*-*V* (б) и  $N_{CV}$ -*W* (в) характеристики структуры 1-443(п), измеренные на частоте f = 1 МГц в зависимости от температуры.



Рис. 2.26 : Сравнение экспериментальных и расчетных *C-V* (а, б) и  $N_{CV}$ -W (в, г) характеристик структуры 1-443(n), измеренных на частоте f = 1 МГц при разных температурах. Параметры, используемые для расчета приведены в тексте.

*N<sub>CV</sub>-W* характеристик с расчетами наблюдается при температурах ниже 80 К. Расчеты показывают, что в области температур ниже 80 К С-V и N<sub>CV</sub>-W характеристики слабо зависят от температуры, тогда как из эксперимента видно, что с понижением температуры < 80 К последовательно подавляются ступеньки на C-V характеристике и соответствующие пики в N<sub>CV</sub>-W профиле сдвигаются в область больших глубин (Рис. 2.26 б,г). По нашему мнению, это не связано с перераспределением электронной плотности по глубине структуры. Просвечивающая электронная микроскопия показывает, что на глубинах с  $W \ge 0.5$  мкм от поверхности образца не имеется каких-либо структурных неоднородностей (Рис. 2.21).

Расхождение результатов расчета и эксперимента может быть обусловлено тем, что в используемой модели емкость структуры рассчитывается на основании квазистатического приближения (выр.( 1.25)), пренебрегается временной зависимостью изменения т.е. заряда  $\Delta O.$ вызванного изменением напряжения *ДV*. Однако измерения емкости осуществляются посредством наложения малого осциллирующего сигнала  $dV_{osc}$  с частотой f на постоянное обратное смещение  $V_{rev}$ . Измерительный сигнал dV<sub>osc</sub> модулирует заряд на краю области пространственного заряда  $dQ_{3D}$ , сформированной барьером Шоттки, а так же в слое КТ (Рис. 2.5), когда квазиуровень Ферми пересекает электронный уровень в КТ dQ<sub>ad</sub>. Поэтому, как было показано в параграфе 2.2, емкость структуры с КТ состоит из двух частей: объемной -  $C_{3D}$  и емкости  $C_{qd}$ , связанной со слоем КТ.

Модельные расчеты *C-V* характеристик структуры с КТ показывают (Рис. 2.20), что область квазипостоянной емкости от –1.0 В до –3.8 В связана с линейным уменьшением концентрации электронов в плоскости КТ при увеличении обратного напряжения (Рис. 2.20 б). В этой области напряжений появляется емкость, связанная с перезарядкой КТ (Рис. 2.20в).

Измерения показывают (Рис. 2.26 б), что с уменьшением температуры

ниже 80 К квантовая составляющая емкости  $C_{qd}$  подавляется и при T = 4.2 К исчезает полностью, тогда как из расчетов следует, что заполнение электронами слоя КТ стремится к насыщению в этом диапазоне температур. Это расхождение связано с тем, что данная модель предполагает, что положение квазиуровня Ферми в массиве КТ совпадает с квазиуровнем Ферми в матрице GaAs. Выполнение этого условия зависит от темпа обмена электронами между КТ и широкозонной матрицей GaAs.

Известно, что самоорганизованные КТ характеризуются очень высоким темпом захвата носителей заряда <sup>65</sup>. Поэтому соотношение квазиуровней Ферми в КТ и объемном материале будет в значительной степени определяться процессом эмиссии носителей из КТ. Таким образом, подавление квантовой составляющей емкости C<sub>ad</sub> низких температурах может быть связано с тем, что в этом диапазоне температур темп термической эмиссии электронов из КТ *е<sub>n</sub>* значительно меньше угловой частоты измерительного сигнала  $\omega = 2\pi f$ . Ранее (параграф 2.2) на основе малосигнального анализа полной проводимости гетероструктуры с самоорганизованными КТ было было показано, что при  $e_n << \omega/2 = \pi f$ происходит 'вымораживание' электронов на уровнях в КТ. Этот эффект связан с отсутствием транспорта в плоскости КТ и является проявлением нуль-мерной природы состояний в КТ и не наблюдался нами в структурах с квантовыми ямами (параграф 1.5.2).

Для моделирования данной ситуации были проведены расчеты *C*-*V* и  $N_{CV}$ -*W* характеристик при T = 4.2 К, при условии что концентрация электронов в КТ не зависит от обратного напряжения. При этом наблюдается достаточно хорошее соответствие между экспериментальными и расчетными *C*-*V* и  $N_{CV}$ -*W* характеристиками (Рис. 2.26 б,г).

Для того, чтобы удалить электроны из слоя КТ при T = 4.2 К требуется приложить высокое электрическое поле, так что электроны могут



Рис. 2.27 Механизм эмиссии электронов из КТ в GaAs матрицу без магнитного поля (а) и в присутсвии магнитного поля . (б) Горизонтальные линии показывают энергетические уровни для электронов *E*<sub>ei</sub> в КТ.
протуннелировать из КТ в GaAs матрицу через узкий треугольный потенциальный барьер (Рис. 2.27а).

При T = 4.7 К этот процесс приводит к появлению двух пиков в  $N_{CV}$ -W профиле при W = 0.47 мкм W = 0.51 мкм (Рис. 2.26 г), соответствующие туннельной эмиссии из первого возбужденного и основного состояния в КТ, соответственно. Однако на теоретическом  $N_{CV}$ -W профиле эти пики отсутствуют (Рис. 2.26 г). Это связано с тем, что расчеты проводились с использованием квазистатического приближения, не учитывающего туннельного эффекта.

Предполагается, что темп термической эмиссии электронов из КТ экспоненциально зависит от температуры и от энергии квантового состояния в КТ. Как было показано ранее (параграф 2.4), массив КТ характеризуется гауссовой плотностью состояний ( 2.37, поэтому при заданных температуре и частоте измерительного сигнала *f* одна часть КТ характеризуется высоким темпом термической эмиссии, когда  $e_n >> \pi f$ , а другая - низким темпом термической эмиссии, когда  $e_n >> \pi f$ , а другая - низким темпом термической эмиссии ( $e_n << \pi f$ ) (стр.139). Поэтому уменьшение частоты измерительного сигнала *f* от 200 кГц до 10 кГц при *T* = 15 К приводит к увеличению количества КТ, удовлетворяющий условию  $e_n$ >>  $\pi f$ , при этом на *C*-*V* характеристике увеличивается ступенька (Рис. 2.28а), а в  $N_{CV}$ -*W* профиле происходит увеличение пика при *W* = 0.43 мкм и подавляется пик при *W* = 0.47 мкм (Рис. 2.28 б).

Магнитное поле до 12 Т оказывает слабое влияние на уровни электронов в КТ <sup>95</sup>, однако приводит к формированию уровней Ландау в зоне проводимости GaAs и, как следствие этого, повышению низшего возможного состояния в зоне проводимости GaAs на  $\Delta E_c = \hbar \omega_c / 2 \approx 10$  мэВ, где  $\hbar \omega_c$  - циклотронная энергия. Это приводит к эффективному заглублению электронных уровней в КТ (Рис. 2.27б) и проявляется в уменьшении ширины ступеньки на *C-V* характеристике (Рис. 2.29 а). При этом в  $N_{CV}$ -W



Рис. 2.28: *C*-*V* (а) и  $N_{CV}$ -*W* (б) характеристики структуры 1-443(n), полученные при T = 15 К для разных частот измерительного сигнала f: 10кГц (.....), 40кГц (----), 200кГц (----).



Рис. 2.29: *C*-*V* (а) и  $N_{CV}$ -*W* (б) характеристики структуры 1-443(n), измеренные на частоте f = 10 кГц при T = 18 К в зависимости от величины магнитной индукции *B*.

профиле происходит уменьшение амплитуды пика при W = 0.43 мкм и увеличении амплитуды пика при W = 0.47 мкм (Рис. 2.29 б). Было установлено, что этот эффект не зависит от ориентации магнитного поля, что связано с нуль-мерной природой квантовых состояний в КТ. При увеличении температуры выше 70 К влияние магнитного поля на *C-V* характеристики структур с КТ не проявляется, тк тепловая энергия превышает циклотронную энергиию  $kT \ge \Delta E_c$ .

Далее будет показано, что из исследований температурной и частотной зависимостей емкости C(T) и проводимости G(T) можно получить информацию о темпе эмиссии  $e_n$  носителей заряда из КТ.

Темп эмиссии *e<sub>n</sub>* носителей заряда из КТ экспоненциально зависит от температуры и энергии уровня в КТ:

$$e_n = e_n^0 \exp\left(-\frac{E_C - E_{ei}}{kT}\right)$$

(2.40

где  $E_C - E_{ei}$  – энергия электронного уровня в КТ относительно дна зоны проводимости и  $e_n^0$  – характеристический параметр КТ.

Поэтому соотношение темпа эмиссии  $e_n$  и частоты измерительного сигнала  $\omega = 2\pi f$  также зависит от температуры.

Из выражений ( 2.33 и ( 2.34 для полного адмитанса диода Шоттки с КТ следует, что с ростом температуры при переходе от режима 'вымораживания' к квазистатическому режиму (стр.139) на температурной зависимости емкости C(T) должна наблюдаться ступенька, которой соответствует пик на температурной зависимости проводимости  $G(T)/\omega$  при условии (стр.139):

$$\omega / e_n = 1.98$$

(2.41

На Рис. 2.30 а,б представлены температурные зависимости емкости C(T) и проводимости  $G(T)/\omega$ , измеренные при обратном смещении  $V_{rev} = -2.6$  V.



Рис. 2.30: *С*-*Т* (а) и *G*-*T* (б) характеристики структуры 1-443(n), полученные при обратном смещении  $V_{rev} = -2.6$  V в зависимости от частоты измерительного сигнала f: 1кГц (- $\Box$ -), 10кГц (- $\bigstar$ -), 100кГц (-O-), 1000кГц (- $\bigstar$ -).

С ростом частоты измерительного сигнала f положение ступеньки на температурной зависимости емкости C(T) и пика на температурной зависимости проводимости  $G(T)/\omega$  сдвигается в область высоких температур как это и следует из выражений ( 2.40 и ( 2.41. Используя эти данные, можно построить график Аррениуса для определения энергии активации электронного состояния, которое находится в точке пересечения плотности состояний в плоскости КТ с квазиуровнем Ферми.

Как было установлено из квазистатического моделирования *C-V* характеристик структур с КТ, с увеличением напряжения обратного смещения  $V_{rev}$  квазиуровень Ферми  $E_F$  "сканирует" плотность состояний в слое КТ. Для структуры 1-443 в области квазипостоянной емкости от –1.0 В до –3.8 В (Рис. 2.20) квазиуровень Ферми имеет точку пересечения с плотностью электронных состояний в КТ. Чем выше напряжение обратного смещения  $V_{rev}$ , тем более глубокие электронные состояния в КТ пересекает квазиуровень Ферми, которые характеризуются более низкими темпами эмиссии (выр.( 2.40). Из анализа адмитанса диода Шоттки с КТ показано, что амплитуда пика проводимости  $G(T)/\omega$  пропорциональна плотности состояний в слое КТ в точке пересечения с квазиуровнем Ферми (выр.( 2.35). Потому фиксировав частоту измерительного сигнала *f*, и изменяя напряжение обратного смещения  $V_{rev}$ , мы можем определить плотность заполненных состояний в слое КТ.

На Рис. 2.31а,б представлена температурная зависимость проводимости  $G(T)/\omega$  структуры 1-443 на частоте f = 1 МГц как функция напряжения обратного смещения  $V_{rev}$ . Видно, что амплитуда сигнала  $G(T)/\omega$  имеет два максимума при T = 28 К и T = 78 К, разделенные провалом при T = 50 К, что соответствует напряжению обратного смещения  $V_{rev} = -2.1$  V (Рис. 2.33 б).



Рис. 2.31 : G-T характеристики структуры 1-443(n), полученные на частоте измерительного сигнала f = 1 МГц в зависимости от напряжения обратного смещения  $V_{rev}$ .



Рис. 2.32: Зависимость темпа эмиссии электронов  $e_n$  из КТ в структуре 1-443(n) при различных напряжениях обратного смещения  $V_{rev}$ .



Рис. 2.33: Расчетная  $C_{qd}$ -V характеристика структуры с КТ 1-443 (а). Зависимость амплитуды сигнала проводимости  $G_{max}$  (-  $\bigstar$  -), измеренного при f = 1 МГц , и энергии активации темпа эмиссии  $\Delta_{act}$  (- $\blacklozenge$ -) от напряжения обратного смещения  $V_{rev}$  (б).

На Рис. 2.32 приведена температурная зависимость темпа эмиссии  $e_n$  электронов из КТ при разных напряжениях обратного смещения  $V_{rev}$ . При напряжении  $V_{rev}$ = -2.1 V наблюдается резкий скачок на зависимости энергии активации от напряжения обратного смещения (Рис. 2.33 б).

Анализ квазистатической С-V характеристики структуры 1-443 показал (Таблица 2.6), что в слое КТ имеется два заполненных электронных состояния, расположенных на  $E_{e0} = 140$  мэВ и  $E_{e1} = 60$  мэВ ниже дна зоны проводимости E<sub>C</sub> GaAs (Рис. 2.34). Поэтому квантовая составляющая C<sub>OD</sub> емкости структуры 1-443 имеет два пика, связанные с последовательным опустошением первого возбужденного E<sub>el</sub> и основного E<sub>e0</sub> состояний при увеличении напряжения смещения V<sub>rev</sub> (Рис. 2.20). Из анализа адмитанса диода Шоттки с КТ установлено, что проводимость  $G(T)/\omega$  структуры пропорциональна квантовой составляющей Сор емкости (выр. (2.34), которая в свою очередь определяется плотностью состояний в слое КТ в точке пересечения с квазиуровнем Ферми  $E_F$  (выр. (2.35) при данном напряжении смещения V<sub>rev</sub>. Сопоставление расчетной зависимости C<sub>OD</sub>-V 2.33а) и экспериментальной зависимости амплитуды (Рис. сигнала проводимости G<sub>max</sub>-V (Рис. 2.33б) показывает, что между характерными наблюдается минимумами И максимумами достаточно хорошее соответствие. Так пик проводимости  $G_{max}$ -V при  $V_{rev} = -2.4$  V определяется максимумом плотности основных электронных состояний в плоскости КТ, а пик проводимости  $G_{max}$ -V при  $V_{rev} = -1.6$  V связан с максимумом плотности первого возбужденного электронного состояния в плоскости КТ (Рис. 2.33б). Как показывают расчеты на основе квазистатической модели, минимум функции  $G_{max}$ -V соответствует ситуации, когда квазиуровень Ферми  $E_F$ пересекается с минимумом плотности состояний в КТ при напряжении обратного смещения  $V_{rev} = -2.1$  V (Рис. 2.34).



Рис. 2.34: Расчетная энергетическая диаграмма диода Шоттки на структуре с плоскостью КТ: а) при отсутствии внешнего напряжения смещения  $V_{rev} = 0$ V, б) при приложенном обратном смещении  $V_{rev} = -2.1$  V.  $E_{e0}$  и  $E_{e1} -$ энергетические положения максимумов плотности состояний (DOS) в плоскости квантовых точек.

Темпы эмиссии  $e_n$  электронов из основного и первого возбужденного состояний отличаются более чем на два порядка (Рис. 2.32), поэтому с понижением температуры ниже 80 К на *C-V* характеристике структуры 1-443 сначала подавляется ступенька, связанная с основным состоянием  $E_{e0}$ , а затем при T < 45 К ступенька, связанная с первым возбужденным состоянием  $E_{e1}$  (Рис. 2.25а и Рис. 2.26б).

Энергия активации тепа эмиссии электронов из КТ растет с увеличением напряжении обратного смещения V<sub>rev</sub> (Рис. 2.33б), т.к. пересечения с квазиуровнем Ферми Е<sub>F</sub> пересекает все более глубокие (относительно дна проводимости  $E_C$  матрицы GaAs) электронные состояния в плоскости КТ. Максимуму плотности состояний основного электронного уровня  $E_{e0}$  в КТ соответствует энергия активации  $\Delta_{act \ Ee0} = 76$ мэВ, а для первого возбужденного состояния  $E_{e1}$  эта величина составляет  $\Delta_{act Eel} = 15$  мэВ (Рис. 2.33б). В обоих случаях эта величина значительно ниже значений  $E_{e0} = 140$  мэВ и  $E_{e1} = 60$  мэВ, определенных из квазистатического анализа *C-V* характеристик. Это может быть связано с тем, что эмиссия электронов из КТ в зону проводимости *E*<sub>C</sub> матрицы GaAs идет через промежуточные состояния в несколько этапов. Из основного электронного *Е*<sub>е0</sub> электрон термически забрасывается состояния на виртуальное возбужденное состояние, а затем туннелирует через узкий треугольный барьер в зону проводимости E<sub>C</sub> матрицы GaAs. (Рис. 2.27а). Аналогичная ситуация происходит при эмиссии электронов с первого возбужденного состояния  $E_{el}$ .

Следует отметить, что аппроксимация к комнатной температуре темпов эмиссии электронов из КТ дает величину около 100 пс, что достаточно хорошо согласуется данными оптических измерений <sup>69</sup>.

## 2.5.2 Нестационарная емкостная спектроскопия структур с самоорганизованными КТ

В предыдущих параграфах было показано, что самоорганизованные КТ InAs/GaAs ведут себя как ловушки носителей заряда аналогично точечным дефектам с глубокими уровнями, поэтому для исследования динамических свойств КТ было предложено использовать метод НСГУ (параграф 1.4.3). Впервые данный метод был использован для исследования самоорганизованных КТ InP/GaInP в работе Anand et al <sup>96</sup>. Следует отметить, что для избежания возможных ошибок идентификации пиков в НСГУ спектрах необходимо провести также исследование дефектов с глубокими уровнями, которые как показано в работах <sup>97,98,99,100,101</sup> ΜΟΓΥΤ формироваться в гетероструктурах InAs/GaAs. В работе Kapteyn et al было проведено исследование НСГУ спектров трех типов структур на основе n-GaAs барьеров Шоттки (Рис. 2.35): контрольная структура без слоя InAs, структура со слоем InAs с толщиной около 0.5 нм (WL) и структура с квантовыми точками InAs. Из сравнения этих НСГУ спектров видно, что в структуре с КТ InAs появляется пик при  $T \approx 40$  K, который отсутствует в структурах без КТ и поэтому может быть связан с эмиссией основных носителей заряда (электронов в данном случае) из КТ. Необходимо отметить высокое качество слоев GaAs в исследуемых структурах, т.к. в НСГУ спектрах (Рис. 2.35) обнаружена только электронная ловушка EL2 103, связанная с собственным точечным дефектом As<sub>Ga</sub>, типичным для GaAs, выращенного методом МПЭ.

В данном параграфе будут представлены результаты исследований с помощью метода НСГУ процессов эмиссии электронов и дырок из самоорганизованных КТ InAs/GaAs в структурах 1-443(n) и 3-481(p) с GaAs



Рис. 2.35 : Сравнение НСГУ-спектров GaAs структур, содержащих КТ (QD) InAs/GaAs (черный) , смачивающий слой (WL) InAs (синий) и не содержащих слои InAs (зеленый). Окно темпов эмиссии двухстробного интегратора  $e_n = 47.6$  сек<sup>-1</sup>. Данные из работы Карteyn et al <sup>102</sup>.

матрицами n- и p-типа, соответственно (Таблица 2.1), которые ранее исследовались с помощью вольт-емкостной методики.

Данные структуры содержат одиночный слой КТ, поэтому параметры импульса заполнения при измерении НСГУ спектров должны выбираться таким образом, чтобы изменять заполнение КТ носителями заряда. Это может быть сделано на основе *C*-*V* характеристики структуры с КТ. На Рис. 2.40 б приведена *C*-*V* характеристика структуры 1-443(n). Как было показано выше (параграф 2.4) при нулевом напряжении обратного смещения  $V_{rev}$  КТ InAs содержат в среднем около 5 электронов, тогда как при напряжении смещения  $V_{rev} < -2.8$  В квантовые точки InAs полностью опустошены. Таким образом, выбрав соответствующие параметры импульса заполнения, можно управлять зарядом в КТ.

На Рис. 2.36 представлен НСГУ спектр структуры 1-443(n), измеренный при следующих параметрах импульса заполнения: V<sub>rev</sub> = -2.8 В и  $V_p = 0$  В. В НСГУ спектре наблюдается один пик  $E_{OD}$  при  $T \approx 40$  К, близкий по параметрам окна темпов эмиссии двухстробного интегратора к низкотемпературному НСГУ пику (Рис. 2.35), связанному с КТ InAs/GaAs из работы Kapteyn et al <sup>102</sup>. Отсутствие НСГУ пиков, связанных с дефектами с глубокими уровнями показывает, что их концентрация в исследуемых ниже 10<sup>12</sup> см<sup>-3</sup>. Из графика Аррениуса (Рис. 2.37) были слоях n-GaAs определены энергия термической активации для эмиссии электронов из КТ InAs  $E_a^N \approx 82$  мэВ и сечение захвата  $\sigma_{\infty}^N \approx 3 \times 10^{-12}$  см<sup>-2</sup>. Следует отметить, что энергия активации эмиссии электронов из КТ InAs, полученная из НСГУ измерений, достаточно хорошо согласуется с данными спектроскопии полной проводимости этих же структур в максимуме плотности состояний основного уровня электронов в КТ InAs  $E_a^N \approx 74$  мэВ (Рис. 2.33 б). Однако в отличие от спектроскопии полной проводимости метод НСГУ не может связанный с эмиссией разрешить сигнал, электронов с первого возбужденного состояния КТ из-за высокого



Рис. 2.36: НСГУ-спектр структуры 1-443 (n) с КТ InAs/GaAs, измеренный при следующих параметрах импульса заполнения:  $V_{rev} = -2.8$  В и  $V_p = 0$  В. Окно темпов эмиссии двухстробного интегратора  $e_n = 16$  сек<sup>-1</sup>.



Рис. 2.37: График Аррениуса для темпа эмиссии  $e_n$  электронов из КТ InAs/GaAs в структуре 1-443(n), измеренный при следующих параметрах импульса заполнения:  $V_{rev} = -2.8$  В и  $V_p = 0$  В.

темпа эмиссии носителей заряда  $(10^7 \div 10^5 \text{ сек}^{-1} \text{ при T}=25 \text{K}$  (Рис. 2.32)), который выходит за пределы временного разрешения метода емкостной НСГУ, находящегося на уровне  $10^4 \text{ сек}^{-1}$ .

На Рис. 2.38а представлено сравнение экспериментального НСГУ спектра структуры 1-443(n) с расчетными спектрами. Видно, что без учета уширения плотности электронных состояний в КТ ( $\Delta E = 0$  мэВ) расчетный пик от КТ в спектре НСГУ значительно уже экспериментального. Однако с учетом уширения электронного состояния в плоскости КТ ( $\Delta E = 45$  мэВ), возникающего из-за разброса КТ по составу и размеру, наблюдается достаточно хорошее соответствие между экспериментом и расчетом (Рис. 2.38а). Полученная величина уширения  $\Delta E$  основного состояния в КТ структуры 1-443(n) близка к значениям этого параметра, определенным из данных ФЛ (Таблица 2.5), *С-V* характеристик (Таблица 2.6), и спектроскопии полной проводимости (Рис. 2.33).

Наличие постоянного сигнала в НСГУ спектре (Рис. 2.38) при температурах ниже 30 К связано с тем, что в этой области температур темп термической электронов из основного состояния Е<sub>е0</sub> КТ эмиссии незначителен и основным механизмом эмиссии электронов из КТ является туннелирование в барьер GaAs (Рис. 2.27а). Темп туннелирования не зависит температуры, поэтому постоянная времени релаксации емкости, ОТ связанной с эмиссией электронов из КТ, тоже не зависит от температуры, что приводит к появлению постоянного сигнала на выходе двухстробного интегратора <sup>17,102</sup>. С повышением температуры происходит активация электронов из основного состояния E<sub>e0</sub> на виртуальное возбужденное состояние (Рис. 2.27а), с которого они достаточно быстро туннелируют в зону проводимости GaAs. Поэтому энергия термической активации  $E_a^N \approx$ 82 мэВ, полученная из НСГУ измерений ниже энергии локализации основного состояния  $E_{e0} = 140$  мэВ, но достаточно хорошо согласуется с энергией термической активации определенной методом спектроскопии полной



Рис. 2.38: Экспериментальный НСГУ-спектр структуры 1-443(n) при следующих параметрах измерительного импульса:  $V_{rev} = -2.8$  V и  $V_p = 0$  V (—•—). Расчетные НСГУ- спектры без учета ( $\Delta E = 0$  мэВ, - - - ) и с учетом уширения ( $\Delta E = 45$  мэВ, ——) электронного уровня в КТ. Окно темпов эмиссии двухстробного интегратора  $e_n = 16$  сек<sup>-1</sup>.

проводимости.

Поскольку в исследуемых структурах имеется только один слой КТ, то амплитуда НСГУ сигнала от КТ должна отражать тот факт, что эмиссия носителей происходит из узкой пространственной области структуры, где находится слой КТ. Так для структуры 1-443(n) из *C-V* характеристики (Рис. 2.19) следует, что при следующих параметрах импульса заполнения:  $V_p = 0$ В и  $V_{rev}$  до – 1.6 В изменения заполнения электронами основного состояния в КТ не происходит, поэтому пик  $E_{QD}$  в НСГУ спектре не наблюдается (Рис. 2.39а). С увеличением напряжения  $V_{rev}$  выше – 1.6 В амплитуда пика  $E_{QD}$ увеличивается и достигается максимума при напряжении –2.8 В, которое соответствует полному опустошению КТ от электронов. Дальнейшее увеличение напряжения  $V_{rev}$  приводит к уменьшению амплитуды пика  $E_{QD}$  в НСГУ спектре (Рис. 2.39а). Это связано с тем, что эмиссия электронов происходит в узкой пространственной области структуры.

Рассмотрим зависимость амплитуды релаксации емкости  $\Delta C$ , связанной с эмиссией электронов из КТ, от напряжения  $V_{rev}$ . С учетом выражения (1.84) она может быть представлена в следующем виде:

$$\frac{\Delta C}{C_{rev}} = -\frac{x_{QD}}{W_{rev}^2} \frac{n_{QD}}{N_d}$$

(2.42)

где  $x_{QD}$  – расстояние от барьера Шоттки до слоя КТ;  $C_{rev}$  и  $W_{rev}$  - емкость структуры и ширина ОПЗ при напряжении смещения  $V_{rev}$ ;  $n_{QD}$  – концентрация электронов в КТ;  $N_d$  – концентрация доноров слоях GaAs.

Из выражения (2.42) видно, что амплитуда релаксации емкости  $\Delta C$  зависит от ширины ОПЗ  $W_{rev}$ , а следовательно и от напряжения обратного смещения  $V_{rev}$  следующим образом:

$$\Delta C \sim W_{rev}^{-3} \quad u\pi u \sim (V_{bi} + V_{rev})^{-3/2}$$
(2.43)

Кроме того, зная амплитуду релаксации емкости  $\Delta C$  и равновесную емкость  $C_{rev}$  при напряжении смещения  $V_{rev}$ , из выражения ( 2.42 можно определить концентрацию носителей заряда  $n_{QD}$  в КТ после окончания импульса заполнения  $V_p$ . Для образца 1-443(n) максимальное значение  $n_{QD}$  составляет около 2.8x10<sup>10</sup> см<sup>-2</sup>. Эта величина несколько меньше удвоенной концентрации КТ  $N_{QD} = 3x10^{10}$  см<sup>-2</sup> с учетом того, что на основном состоянии  $E_{e0}$  может находиться два электрона с разными спинами.

Как видно из Рис. 2.40в расчетная зависимость амплитуды пика  $E_{QD}$  в НСГУ спектре от величины напряжения  $V_{rev}$  дает завышенные значения по сравнению с экспериментальными данными. Такое поведение связано с тем, что при больших напряжения смещения  $V_{rev}$  темп туннелирования электронов из КТ становится выше темпа термической эмиссии, что приводит к более быстрому падению амплитуды релаксации емкости  $\Delta C$  и не учитывалось при выводе выражений ( 2.42 и ( 2.43.

В случае, когда напряжение  $V_{rev}$  было выбрано равным –2.8 В амплитуда пика  $E_{QD}$  в НСГУ спектре была постоянной в интервале напряжений импульса заполнения  $V_p$  от 0 В до –2.0 В (Рис. 2.39а, Рис. 2.40в). Увеличение напряжения импульса заполнения  $V_p$  от –2.0 В до –2.7 В приводило к резкому уменьшению амплитуды пика  $E_{QD}$  в НСГУ спектре (Рис. 2.40в, Рис. 2.39б). Такая зависимость амплитуды пика  $E_{QD}$  в НСГУ спектре от параметров импульса заполнения  $V_{rev}$  и  $V_p$  подтверждает то, что эмиссия электронов происходит в узкой области, геометрическое положение которой совпадает с расстоянием  $x_{QD}$  от поверхности образца до плоскости самоорганизованных КТ.



Рис. 2.39: (а) Зависимость амплитуды пика  $E_{QD}$  от КТ в НСГУ-спектре структуры 1-443(n) от параметров измерительного импульса: (а) фиксированная величина  $V_p = 0.0$  V при увеличивающемся обратном напряжении  $V_{rev} = -1.8$  V, -2.0 V, . . . , -2.6 V (пунктирная линия снизу вверх), -2.8 V, . . . , -4.0 V (сплошная линия сверху вниз). (б) фиксированная величина  $V_{rev} = -2.8$  V, при увеличивающемся напряжении импульса  $V_p = 0.0$  V, -1.0 V, -1.8 V, -1.9 V, . . . , -2.7 V (сверху вниз).



Рис. 2.40: (а) Диаграмма импульсов напряжения смещения при проведении НСГУ-измерений. (б) *C-V* характеристика структуры 1-443(n) с КТ InAs/GaAs при T = 160 К на частоте f = 1 МГц. (в) Зависимость амплитуды пика  $E_{QD}$  от КТ ( $\Delta C_{Eqd}$ ) при T = 40 К в НСГУ-спектре от параметров измерительного импульса  $V_{rev}$  и  $V_p$ . Штриховая линия – расчетная зависимость амплитуды пика  $E_{QD}$  в НСГУ-спектре от величины напряжения  $V_{rev}$  без учета туннельной эмиссии из КТ на основе выр. (2.43.

Аналогичные НСГУ исследования эмиссии дырок из КТ были проведены на структуре 3-481(p), где слой самоорганизованных КТ InAs был вставлен в однородно легированный слой GaAs p-типа проводимости n<sup>+</sup>-p структуры (Таблица 2.1). Из *C-V* характеристики структуры 3-481(p) (Рис. 2.41б) следует, что при нулевом напряжении обратного смещения  $V_{rev}$ КТ заполнены дырками, а при  $V_{rev}$  выше 0.5 В состояния в КТ опустошены от дырок. Поэтому, выбрав для измерения НСГУ спектров напряжения импульса  $V_p = 0$  В и  $V_{rev} = 2$  В (Рис. 2.41), мы должны модулировать заполнение дырками состояний в КТ. В соответствующем НСГУ спектре (Рис. 2.42а) наблюдается два пика  $H_{OD}$  и  $H_{disl}$ .

Анализ графика Аррениуса показал, что высокотемпературная ловушка  $H_{disl}$  характеризуется энергией термической активации  $E_{disl}$  =550 мэВ и сечением захвата  $\sigma = 8.7 \times 10^{-14}$  см<sup>2</sup> (Рис. 2.426). Сравнение с литературными данными показывает, что данная ловушка близка по параметрам к дефекту H2, появляющемуся в рассогласованных по параметру решетки слоях InGaAs/GaAs p-типа проводимости, где имеется высокая плотность дислокаций на гетерогранице<sup>98</sup>. ПЭМ исследования структуры 3-481(p) показали (Рис. 2.16а), что в слое с самоорганизованными КТ InAs действительно имеются дислокации с поверхностной плотностью около  $10^9$  см<sup>-2</sup>. Таким образом, появление уровня  $H_{disl}$  в НСГУ спектре структуры 3-481(p) может быть связано с образованием дефектов с глубокими уровнями вокруг дислокаций на гетерогранице InAs/GaAs.

Низкотемпературный пик  $H_{QD}$  характеризуется энергией термической активации  $E_a^{P} = 164$  мэВ и сечением захвата  $\sigma_{\infty}^{P} \approx 8.7 \times 10^{-13}$  см<sup>-2</sup> (Рис. 2.426) и связывается с эмиссией дырок из КТ. Как видно из сравнения расчетного и экспериментального НСГУ спектров ловушки  $H_{QD}$  (Рис. 2.43а) достаточно хорошее соответствие наблюдается только в случае, когда учитывается



Рис. 2.41: (а) Диаграмма импульсов напряжения смещения при проведени НСГУ-измерений. (б) *C-V* характеристика структуры 3-481(р) с КТ InAs/GaAs при T = 120 К на частоте f = 1кГц. (в) Зависимость амплитуды пика H<sub>QD</sub> от КТ при  $T \approx 70$  К в НСГУ спектре структуры 3-481(р) от параметров измерительного импульса  $V_{rev}$  и  $V_p$ . Штриховая линия – расчетая зависимость амплитуды пика в НСГУ спектре от величины напряжения  $V_{rev}$ без учета туннельной эмиссии из КТ на основе выр. (2.43) при  $V_{bi} = 1.28$  V.



Рис. 2.42: (а) Зависимость НСГУ сигнала от КТ в структуре 3-481(р) от параметров измерительного импульса: фиксированная величина  $V_{rev} = 2.0$  V, при уменьшающемся напряжении импульса  $V_p = 1.8$  V, 1.6 V, ..., -0.4 V (снизу вверх). Окно темпов эмиссии двухстробного интегратора  $e_n =$ 16 сек<sup>-1</sup>. (б) График Аррениуса для дырочных ловушек в структуре 3-481(р).

неоднородное уширение уровня в самоорганизованных КТ  $\Delta E = 45$  мэВ, связанное разбросом КТ по размеру и составу. Следует отметить, что в отличие от пика  $E_{QD}$  (Рис. 2.38а) пик  $H_{QD}$  имеет обычную колоколообразную форму. Это связано с тем, что вероятность туннелирования в барьер GaAs мала из-за большой эффективной массы дырок, поэтому для термически активированного туннелирования из КТ дырки должны приобрести значительную энергию, которая сравнима с энергией связи дырок в КТ (Рис. 2.436).

Для определения распределения по глубине структуры сигнала от КТ были проведены исследования амплитуды пика  $H_{QD}$  в НСГУ спектре от параметров импульса заполнения  $V_p$  и  $V_{rev}$ . При фиксированном значении напряжения  $V_{rev} = 2.0$  В с уменьшением амплитуды импульса заполнения  $V_p$ от 1.8 В до –0.4 В наблюдается плавный рост амплитуды пика  $H_{disl}$  в НСГУ спектре структуры 3-481(p), при этом пик  $H_{QD}$  появляется только при  $V_p \le$ 0.2 В (Рис. 2.41в, Рис. 2.42а). Такое поведение пиков в НСГУ спектре может быть связано с тем, что энергия активации ловушки  $H_{QD}$  значительно ниже энергии активации дефекта  $H_{disl}$  <sup>104</sup>. И, кроме того, дислокации достаточно глубоко проникают в барьерные слои GaAs, поэтому дефекты, связанные с дислокациями распределены в широком слое GaAs вокруг КТ InAs. Тогда как эмиссия дырок из КТ происходит в узкой пространственной области с толщиной порядка высоты КТ, которая составляет около 3 нм <sup>65,92</sup>.

Измерения НСГУ спектров на структуре 3-481(р) в зависимости от напряжения смещения  $V_{rev}$  при фиксированном напряжении амплитуды импульса  $V_p = 0$  В представлены на Рис. 2.44а. С ростом напряжения  $V_{rev}$ наблюдается падение амплитуды пика  $H_{QD}$  (Рис. 2.41в) и сдвиг его максимума в сторону низких температур. Мы не наблюдали участка, где амплитуда пика  $H_{QD}$  увеличивается с ростом напряжения  $V_{rev}$  (аналогично поведению пика  $E_{QD}$  в образце 1-443(п) Рис. 2.40в), т.к., как это следует из *C*-*V* характеристики образца 3-481(р) (Рис. 2.41б), уже при нулевом



Рис. 2.43: (а) Экспериментальный НСГУ-спектр структуры 3-481(р) при следующих параметрах измерительного импульса:  $V_{rev} = 2.0$  V и  $V_p = -0.6$  V (—•—). Расчетные НСГУ- спектры без учета ( $\Delta E = 0$  мэВ, ——) и с учетом уширения ( $\Delta E = 45$  мэВ, - - -) дырочного уровня в КТ. Окно темпов эмиссии двухстробного интегратора  $e_n = 16$  сек<sup>-1</sup>.

(б) Энергетическая диаграмма структуры с КТ и возможные механизмы эмиссии дырок из КТ в GaAs матрицу. Горизонтальные линии показывают энергетические уровни *E*<sub>hi</sub> для дырок в КТ.



Рис. 2.44: (а) Зависимость амплитуды пика  $H_{QD}$  от КТ в НСГУ-спектре структуры 3-481(р) от параметров измерительного импульса: фиксированная величина  $V_p = 0.0$  V при увеличивающемся обратном напряжении  $V_{rev} = 0.8$  V, 1.0 V, ..., 4.0 V (сверху вниз).

(б) Зависимость энергии активации  $E_a^P$  от напряжения обратного смещения  $V_{rev}$  в структуре 3-481(n).

напряжении V<sub>rev</sub> край ОПЗ р-п-перехода находится вблизи плоскости самоорганизованных КТ.

С ростом напряжения  $V_{rev}$  пик  $H_{QD}$  сдвигается в сторону низких температур (Рис. 2.44а). Анализ с помощью графика Аррениуса показал, что с ростом напряжения  $V_{rev}$  энергия термической активации уровня  $H_{QD}$ линейно уменьшается с наклоном около –9 мэВ/В (Рис. 2.44б). Экстраполяция к нулевому напряжению смещения  $V_{rev}$  дает величину энергии активации равную  $E_a^{\ p} = 194$  мэВ, что достаточно хорошо согласуется с положением основного дырочного уровня в КТ  $E_{h0} = 230$  мэВ, определенным из анализа *C-V* характеристик структуры 3-481(р) (Таблица 2.7).

Полевая зависимость энергии активации дырок из КТ может быть объяснена за счет эффекта Пула-Френкеля<sup>105</sup>, когда барьер для термической эмиссии понижается за счет электрического поля (Рис. 2.43б). Другой причиной этого эффекта является термоактивированное туннелирование: увеличение электрического поля приводит к уменьшению высоты и толщины треугольного барьера (Рис. 2.43б), поэтому вероятность туннелирования увеличивается при этом энергия термической активации уменьшается.

## 2.6 Заключение к Главе 2

В данной главе представлены результаты исследований с помощью комплекса методов емкостной спектроскопии фундаментальных свойств самоорганизованных КТ InAs в матрице GaAs, сформированных по механизму Странски-Крастанова.

Было показано, что при расчете квазистатических C-V-характеристик структур с КТ для учета неоднородности КТ по размеру и составу плотность состояний  $N_{adG}$  в слое КТ может быть описана нормальным распределением.

Разработана, основанная на решении уравнения Пуассона модель, для расчета квазистатических *C-V*-характеристик структур *n*- или *p*-типа проводимости, содержащих плоскость квантовых точек, ориентированную параллельно плоскости барьера Шоттки. Эта модель позволяет определять расстояние от слоя квантовых точек до поверхности образца, двумерную концентрацию квантовых точек ( $N_{qd}$ ), энергетическое положение уровня электрона в квантовой точке ( $E_{qd}$ ) и степень заполнения квантовых точек электронами в зависимости от температуры. Использование матриц n- и ртипа проводимости позволяет проводить раздельное исследование дырочных и электронных состояний в квантовых точках.

Было обнаружено, что при понижении температуры происходит подавление квантовой составляющей емкости  $C_{qd}$ , связанное с тем, что темп термической эмиссии  $e_n$  носителей заряда из КТ становится значительно меньше угловой частоты измерительного сигнала  $\omega$ , т.е. происходит «вымораживание» электронов на уровнях в КТ. При этом появляется пик проводимости *G*, связанный с возрастанием активных потерь в структуре изза перезарядки КТ. Этот эффект связан с отсутствием транспорта в

плоскости КТ и является проявлением нуль-мерной природы состояний в КТ и поэтому не наблюдается в структурах с квантовыми ямами.

Обнаружение эффекта «вымораживания» позволило применить для исследования динамических свойств КТ методы спектроскопии полной проводимости и НСГУ, используемые для определения параметров дефектов с глубокими уровнями.

Показано, что, измеряя частотную и температурную зависимости максимума функции  $G_{mG}/\omega$ , можно оценить форму плотности энергетических состояний в КТ.

Было показано, что приложение внешнего магнитного поля (с величиной магнитной индукции до 10 Т) приводит к уменьшению темпа эмиссии электронов из InAs квантовых точек в GaAs матрицу из-за формирования уровней Ландау в зоне проводимости GaAs, которые приводят к увеличению эффективной толщины туннельного барьера. Было продемонстрировано, что этот эффект не зависит от ориентации магнитного поля относительно плоскости квантовых точек, что является проявлением нуль-мерной природы квантовых точек.

На сравнительного анализа результатов квазистатического моделирования *C-V*-характеристик и исследования динамических свойств КТ была предложена модель, согласно которой эмиссия носителей заряда из КТ идет путем термически активированного туннелирования.

Исследование температурной зависимости темпов эмиссии носителей из КТ показало, что темп эмиссии электронов из КТ на несколько порядков превышает темп эмиссии дырок.

## Глава 3 Фототоковая спектроскопия структур с самоорганизованными КТ InAs/GaAs.

## 3.1 Исследование процессов формирования сигнала фототока в структурах с самоорганизованными КТ.

Исследования оптических свойств полупроводниковых структур с самоорганизованными КТ представляют значительный интерес с целью создания новых полупроводниковых приборов оптоэлектроники, таких как низко-пороговые лазеры<sup>68</sup>, элементы оптической памяти <sup>72,106,107</sup> и инфракрасных детекторов <sup>108,109,110</sup>.

Важную роль при разработке таких приборов играет понимание процессов транспорта носителей заряда в структурах с КТ. Для изучения процессов эмиссии и захвата носителей заряда КТ используются как электрические<sup>96,102</sup>, так и оптические методы исследования <sup>111</sup>. Как было показано выше, стационарные вольт-емкостные методы позволяют получить данные об электронной структуре КТ. Тогда как методы НСГУ и проводимости спектроскопии полной позволяют изучать раздельно эмиссию электронов и дырок из КТ. Сигнал фототоковой спектроскопии  $(I_{PC})$  определяется, оптическим поглощением в слое КТ и в матрице. Однако, для того чтобы фотовозбужденные в КТ носители заряда дали вклад в фототок они должны быть разделены, т.к. в противном случае они исчезнут в результате рекомбинации. Интенсивность сигнала фототока I<sub>PC</sub> в спектральной области поглощения КТ зависит от соотношения темпа рекомбинации и темпов эмиссии носителей заряда, фотовозбужденных в КТ.

В предшествующих работах по фототоковой спектроскопии<sup>112,113,114</sup> КТ использовались в основном *p-i-n* структуры, где слой КТ был вставлен в

середину і-слоя с высоким электрическим полем. В такой структуре КТ изначально не заполнены, И поэтому невозможно определить их электронную И темпы эмиссии носителей заряда структуру С использованием емкостных методов. В работах Chang et al <sup>113</sup> было показано, что температурная зависимость сигнала фототока I<sub>PC</sub> от КТ InAs/GaAs определяется термически активированным туннелированием фотовозбужденных дырок из КТ, на том основании, что они более слабо локализованы в КТ по сравнению с электронами. Однако нами было установлено с помощью емкостной спектроскопии, что дырочные состояния в КТ InAs/GaAs имеют большую энергию связи, чем электронные состояния. Кроме того, наши НСГУ исследования на КТ InAs/GaAs показали, что темп эмиссии дырок из КТ InAs/GaAs значительно ниже, чем для электронов.

Для разрешения этих противоречий необходимо провести полный цикл исследований на одной и той же структуре с КТ. В данном параграфе представлены фототоковые измерения на структуре 1-443 с барьером Шоттки, где слой самоорганизованных КТ InAs/GaAs вставлен в однородо легированный слой *n*-GaAs. Данные об электронной структуре и динамических свойствах КТ InAs/GaAs , полученные в предыдущей главе, будут использованы для анализа результатов фототоковой спектроскопии.

Для измерения спектров фототока был изготовлен полупрозрачный барьер Шоттки с диаметром 100 мкм на основе слоев Ті с толщиной 20 нм. В качестве источника света нами использовалась галогеновая лампа с монохроматором. Сигнал фототока *I*<sub>PC</sub> записывался с помощью стандартной методики синхронного детектирования (Рис. 3.1).

На Рис. 3.2а представлены спектры фототока  $I_{PC}$ , измеренные при температуре T=200 К в зависимости от напряжения  $V_{rev}$ , приложенного к



Рис. 3.1: Блок-схема экспериментальной установки для измерения спектров фототока *I*<sub>PC</sub>.



Рис. 3.2: (а) Спектры фототока  $I_{PC}$ , измеренные при T=200 К в зависимости от напряжения обратного смещения  $V_{rev}$ : снизу в верх 0, -1, -2, -2.5, -3, -5, -7 V. (б) Спектр ФЛ из КТ InAs/GaAs в структуре 1-443 при температуре T = 200 К.



Рис. 3.3: Зависимость интенсивности сигнала фототока  $I_{PC}(e_0-h_0)$ , связанного с основным состоянием КТ InAs/GaAs от напряжения обратного смещения  $V_{rev}$  при разных температурах: снизу вверх 50 К, 100 К, 125 К, 150 К, 200 К, 250 К, 300 К.
структуре. При  $V_{rev} = 0$  V в спектре фототока  $I_{PC}$  ступенька при энергии фотона 1.45 эВ, связанная с поглощением в объемном GaAs. С увеличением амплитуды обратного смещения появляется пик при ~ 1.40 эВ, связанный с поглощением в смачивающем слое InAs, а также три пика при 1.102 эВ, 1.182 эВ и 1.240 эВ, связанные с поглощением на основном и возбужденных состояниях в КТ InAs/GaAs. Положение последних трех пиков достаточно хорошо согласуется с соответствующими пиками в спектре ФЛ при T=200 K (Рис. 3.26), с учетом незначительного Стоксовского сдвига, связанного с термализацией носителей заряда в КТ.

Как видно из Рис. 3.2а, амплитуда сигнала фототока  $I_{PC}$  от КТ монотонно увеличивается с ростом амплитуды обратного смещения  $V_{rev}$  и насыщается при  $|V_{rev}| > 3$  V. Аналогичное поведение наблюдается в диапазоне температур от 180 К до 300 К (Рис. 3.3).

Температурная зависимость сигнала фототока  $I_{PC}$ , измеренная при  $V_{rev}$ = -3 V показала, что при температурах ниже 200 К сигнал фототока от КТ подавляется (Рис. 3.4).

Анализ *C-V* характеристик структуры 1-443 показал, что при  $V_{rev}=0$  V два низших электронных состояния в КТ заполнены электронами (Рис. 2.20). С ростом амплитуды напряжения обратного смещения  $V_{rev}$  от 0 V до -3 V происходит последовательное опустошение электронных состояний в КТ  $E_{el}$  и  $E_{e0}$ , соответственно. Следует отметить, что сигнал фототока  $I_{PC}$  от КТ также растет в этом диапазоне напряжений  $V_{rev}$  (Рис. 3.3). Численное моделирование *C-V* измерений показывает, что при  $|V_{rev}| > 3$  V в КТ электронные состояния  $E_{el}$  и  $E_{e0}$  свободны от электронов (Рис. 2.20). Напряжение полного опустошения КТ от электронов совпадает с напряжение масыщения сигнала фототока  $I_{PC}(e_0-h_0)$  от КТ, что дает основание полагать, что отсутствие сигнала фототока от КТ при малых напряжениях обратного смещения  $V_{rev}$  связано с блокированием поглощения в КТ, т.к. электронные состояния КТ заполнены.



Рис. 3.4: Температурная зависимость интенсивности сигнала фототока, при напряжении обратного смещения *V*<sub>rev</sub>= -3 V.

Таким образом, установлено, что, управляя заполнением электронных состояний в КТ, можно модулировать поглощение фотонов в КТ и, следовательно, сигнал фототока  $I_{PC}$  от КТ. При температуре 300 К модуляция сигнала фототока обратным напряжением несколько слабее, т.к. концентрация электронов на основном состоянии КТ уменьшается с ростом температуры так, что фототок от КТ  $I_{PC}(e_0-h_0)$  наблюдается даже при  $V_{rev}$ = 0 В (Рис. 3.3).

## 3.2 Моделирование сигнала фототока от КТ

Как было показано выше, амплитуда сигнала фототока от КТ зависит от интенсивности поглощения в слое КТ. Однако, фотовозбужденные в КТ носители заряда могут прорекомбинировать до того как они успеют эмитироваться из КТ и дать вклад в фототок. Поэтому интенсивность сигнала фототока от КТ зависит также от соотношения темпов рекомбинации ( $1/\tau_{rec}$ ) и темпа эмиссии носителей ( $1/\tau_{esc}$ ) из КТ, которые могут быть как туннельными, так и термоионными (Рис. 3.5).

Для описания сигнала фототока  $I_{PC}$  от КТ необходимо решить систему динамических уравнений описывающих все возможные состояния КТ при оптическом возбуждении. В общем случае это достаточно сложная задача, однако мы можем ограничиться рассмотрением лишь основных электронных и дырочных состояний в КТ. Тогда формирование сигнала фототока  $I_{PC}$  от КТ может происходить по следующему сценарию (Рис. 3.6):

- начальное состояние: основное состояние в КТ не заполнено носителями заряда (**n**<sub>0</sub>).
- с поглощением фотона в КТ образуется электронно-дырочная пара (n<sub>x</sub>). Темпы эмиссии электронов и дырок из КТ точек различны, поэтому из этого состояния возможно два пути:
  - 1. эмиссия электрона состояние **n**<sub>h</sub>, с последующей эмиссией дырки и переход в состояние **n**<sub>0</sub> (Рис. 3.6).



**Рис. 3.5:** Энергетическая диаграмма барьера Шоттки с КТ и возможные механизмы разделения носителей фотовозбужденных в КТ. Горизонтальные линии показывают энергетические уровни *E*<sub>ei</sub> в КТ.



Рис. 3.6 : Блок-диаграмма динамических процессов, происходящих в КТ при поглощении фотона.

2. эмиссия дырки — состояние  $\mathbf{n}_{e}$ , с последующей электрона эмиссией и переход в состояние  $\mathbf{n}_{0}$  (Рис. 3.6).

Исходя из выше описанного сценария, можно составить систему динамических уравнений, описывающих динамику носителей в КТ при поглощении фотона:

$$N_{QD}^{h\nu} = n_0 + n_x + n_e + n_h$$

$$\frac{d n_x}{d t} = g n_0 - \frac{n_x}{\tau_e} - \frac{n_x}{\tau_h} - \frac{n_x}{\tau_r}$$

$$\frac{d n_h}{\tau_e} = \frac{n_x}{\tau_h} - \frac{n_h}{\tau_r}$$
(3.2)

$$\frac{d n_h}{d t} = \frac{n_x}{\tau_e} - \frac{n_h}{\tau_h}$$
(3.3)
$$\frac{d n_e}{d t} = \frac{n_x}{\tau_e} - \frac{n_e}{\tau_h}$$

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{n_x}{\tau_h} - \frac{n_e}{\tau_e}$$

(3.4

(3.5

где g – темп генерации электронно-дырочных пар в КТ,  $\tau_h$  – темп эмиссии дырок из КТ,  $\tau_e$  - темп эмиссии электронов из КТ,  $\tau_r$  – темп рекомбинации электронно-дырочных пар в КТ и  $N_{QD}^{h\nu}$  - количество КТ оптически активных в спектральном диапазоне линии оптического возбуждения.

Систему уравнений (3.1) - (3.4) можно решить для стационарного случая при постоянной засветке. Тогда количество КТ, заполненных электронно-дырочными парами, есть:

$$n_x^{stat} = \frac{g N_{QD}^{h\nu}}{g\left(1 + \frac{\tau_e}{\tau_h} + \frac{\tau_h}{\tau_e}\right) + \frac{1}{\tau_h} + \frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_r}}$$

количество КТ, заполненных одним типом носителей заряда:

$$n_{h}^{stat} = n_{x}^{stat} \frac{\tau_{h}}{\tau_{e}}$$

$$n_{e}^{stat} = n_{x}^{stat} \frac{\tau_{e}}{\tau_{h}}$$
(3.6)

(3.7

(3.9

и количество пустых КТ будет:

$$n_{0}^{stat} = N_{Qd}^{h\nu} - n_{x}^{stat} - n_{e}^{stat} - n_{h}^{stat}$$
(3.8)

Поскольку слой с КТ находится в области с электрическим полем, то носители заряда, эмитированные из КТ, будут вынесены электрическим полем, т.е. обратным захватом в КТ можно пренебречь. Тогда фототок  $I_{PC}$ , протекающий в структуре с КТ в стационарном режиме, можно записать в следующей форме:

$$I_{PC} = \frac{q g N_{QD}^{h\nu} \left(\frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_h}\right)}{g\left(1 + \frac{\tau_h}{\tau_e} + \frac{\tau_e}{\tau_h}\right) + \frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_h} + \frac{1}{\tau_r}}$$

## 3.3 Анализ температурной зависимости сигнала фототока от КТ

Пользуясь выражением ( 3.9), можно оценить температурную зависимость сигнала фототока  $I_{PC}$  от КТ. Однако предварительно его можно значительно упростить. Как было показано ранее (параграфы 2.4 и 2.5.2) КТ InAs/GaAs в исследуемых барьерах Шоттки (структура 1-443) характеризуются тем, что дырки в КТ связаны сильнее, чем электроны, и, кроме того, дырки тяжелее, чем электроны, поэтому темп эмиссии дырок  $(1/\tau_{esc}^{h})$  из КТ InAs/GaAs на несколько порядков медленнее, чем для

электронов  $(1/\tau_{esc}^{e})$ . Экспериментально было установлено, что интенсивность сигнала фототока  $I_{PC}$  от КТ прямо пропорциональна уровню оптического возбуждения, т.е. мы работаем в линейном режиме, характеризующимся малым уровнем возбуждении, где темп генерации электронно-дырочных пар в КТ g <<  $1/\tau_{esc}^{e}$  и  $1/\tau_{esc}^{h}$ . Используя данные условия, выражение для фототока  $I_{PC}$  ( 3.9) может быть значительно упрощено и представлено в следующем виде:

$$I_{PC} = \frac{q \ g \ N_{QD}^{h\nu}}{1 + \frac{\tau_{esc}^{e}}{\tau_{r}}}$$

В работах Heitz et al <sup>111</sup> было показано, что для самоорганизованных КТ InAs/GaAs постоянная времени рекомбинации  $\tau_{rec}$  электронно-дырочных пар в КТ составляет порядка 1 нс. Поэтому, чтобы наблюдать существенный сигнал фототока  $I_{PC}$  от КТ, постоянная темпа эмиссии фотовозбужденных электронов  $\tau_{esc}^{e}$  из КТ должна быть менее 1 нс.

В параграфе 2.5.1 было показано, что темп эмиссии электронов из КТ экспоненциально зависит от температуры, и были определены параметры этой зависимости для эмиссии электронов из КТ InAs/GaAs в структуре 1-443 (Рис. 2.32 и Рис. 2.33):

$$\tau_{esc}^{e} = \tau_{esc}^{0} \exp\left(\Delta E_{a}^{e0} / kT\right)$$

(3.11

(3.10

где  $\Delta E_a^{e0}$  – энергия активации темпа эмиссии электронов из КТ и  $\tau_{esc}^{0}$  – постоянная времени эмиссии электронов из КТ в пределе высоких температур ( $kT >> \Delta E_a^{e0}$ ). Соответствующие параметры для основного электронного состояния КТ, измеренные в диапазоне напряжений обратного смещения  $V_{rev}$  от -2.3 V до -2.9 V, приведены в Таблица 3.1.

**Таблица 3.1:** параметры для экспоненциальной зависимости для темпа эмиссии электронов из основного состояния КТ InAs/GaAs в структуре 1-443.

<i>V</i> (V)	$ au_{esc}^{0}$ (ps)	$\Delta E_a^{e0}$ (meV)
-2.3	11.3	64
-2.4	10.9	69
-2.5	8.8	76
-2.6	4.8	86
-2.8	1.1	100
-2.9	1.1	107



Рис. 3.7: График Аррениуса для темпа эмиссии электронов из основного состояния КТ InAs/GaAs в структуре 1-443.

Соответствующий график Аррениуса приведен на Рис. 3.7. Зависимость энергии активации  $\Delta E_a^{e0}$  от напряжения смещения  $V_{rev}$  связана с уширением энергетического спектра основного электронного состояния в КТ из-за разброса КТ по размерам (параграф 2.3). Было показано, что при  $V_{rev} = -2.4$  V квазиуровень Ферми  $E_F$  пересекает максимум плотности основного электронного состояния в КТ InAs/GaAs (Рис. 2.20). Как следует из Рис. 3.7, при температурах ниже 185 К темп эмиссии электронов  $1/\tau_{esc}^{e}$  из основного состояния КТ становится ниже темпа рекомбинации  $1/\tau_{rec}$ , что в соответствии с выражением ( 3.10 должно приводить к интенсивной рекомбинации фотовозбужденных носителей заряда в КТ, т.е. росту интенсивности ФЛ от КТ) и подавлению сигнала фототока  $I_{PC}$  от КТ, что мы и наблюдали в эксперименте (Рис. 3.8а, Рис. 3.9).

На основании выражений ( 3.10 и ( 3.11 можно описать температурную зависимость сигнала фототока  $I_{PC}$  от КТ с использованием параметров, приведенных в Таблица 3.1. Как видно из Рис. 3.8a наблюдается достаточно хорошее согласие расчетов с температурной зависимостью сигнала фототока  $I_{PC}(e_0-h_0)$  от основного состояния КТ InAs/GaAs. Это является подтверждением нашего предположения о том, что именно температурная зависимость сигнала фототока  $I_{PC}(e_0-h_0)$ .

С ростом напряжения обратного смещения  $V_{rev}$  от -3 V до -7 V происходит ослабление температурной зависимости сигнала фототока  $I_{PC}(e_0-h_0)$  (Рис. 3.86). Так для  $V_{rev} = -3$  V сигнал фототока спадает до нуля при T < 185 K, тогда как для  $V_{rev} = -7$  V это происходит при T < 100 K. Такое поведение может быть связано с увеличением темпа туннелирования электронов из КТ при сужении треугольного барьера (Рис. 3.5). В исследуемых структурах с барьером Шоттки из-за электрического пробоя максимальная величина электрического поля составляла около 100 кВ/см,



Рис. 3.8: (а) Температурная зависимость интенсивности сигнала фототока  $I_{PC}(e_0-h_0)$  от КТ при напряжении обратного смещения  $V_{rev}=-3$  V (-O-) и интенсивности ФЛ из основного состояния КТ  $PL(e_0-h_0)$  (- $\bullet$ -). Расчетная температурная зависимость сигнала фототока  $I_{PC}(e_0-h_0)$  при разных напряжениях обратного смещения  $V_{rev}$ : -2.4 V (—•), -2.6 V (.....), -2.9 V (—). (б) Температурная зависимость интенсивности сигнала фототока  $I_{PC}(e_0-h_0)$  от КТ при разных напряжениях обратного смещения V обратного смещения V (—).



Рис. 3.9: Спектры ФЛ из КТ InAs/GaAs в структуре 1-443 при различных температурах (возбуждение He-Ne лазером с мощностью 8.5 мВт).

что было недостаточно для наблюдения сигнала фототока  $I_{PC}$  от КТ при температурах ниже 100 К<sup>112</sup>.

Таким образом, было показано, что, меняя заполнение КТ носителями заряда, можно управлять их оптическим поглощением. Кроме того, мы установили, что температурная зависимость фототока от КТ InAs/GaAs управляется температурной зависимостью темпа эмиссии фотовозбужденных электронов из КТ, темп эмиссии которых выше, чем у дырок.

Следует отметить, что в данном случае мы работали с низким уровнем возбуждения. Для проверки этого условия оценим темп оптической генерации *g* электронно-дырочных пар в InAs/GaAs KT. При увеличении напряжения обратного смещения  $V_{rev}$  амплитуда фототока  $I_{PC}(e_0-h_0)$  от основного состояния KT насыщается на величине  $\approx 35$  пA (Рис. 3.3а), которая может быть записана в следующем виде:

$$I_{PC(e_0 h_0)} = q N_{QD}^{h\nu} g$$

(3.12)

где  $N_{QD}^{hv}$  - концентрация КТ, оптически активных в спектральном диапазоне, соответствующем спектральному разрешению на выходе монохроматора ( $E_{monochrom} = 8$  мэВ) и вычисляется следующим образом:

$$N_{QD}^{h\nu} = N_{QD} \ S \ \frac{E_{monochrom}}{\Delta E_{QD}}$$

(3.13)

где  $S = 7.85 \times 10^{-9} \text{ м}^2$  – площадь полупрозрачного барьера Шоттки,  $N_{QD} = 3 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$  – концентрация КТ,  $\Delta E_{QD} = 45 \text{ мэВ}$ – уширение плотности состояний в КТ из-за разброса по размерам.

Используя выражение (3.12), получим темп генерации  $g \approx 500 \text{ сек}^{-1}$ , что действительно значительно ниже темпов термической эмиссии из КТ электронов и дырок при T  $\geq$  185 К. При этих условиях измерения фототока  $I_{PC}$  большая часть КТ была нейтральной, так что положительный заряд фотовозбужденных дырок в КТ, остававшихся после быстрого ухода электронов, не оказывал значительного влияния на динамику носителей и интенсивность оптического поглощения в КТ. В следующем параграфе будет рассмотрена обратная ситуация.

## 3.4 Исследование эффекта спектрального гашения в спектрах фототока структур с самоорганизованными КТ.

Исследования оптических свойств полупроводниковых структур с самоорганизованными КТ представляют значительный интерес с целью создания новых полупроводниковых приборов оптоэлектроники<sup>65</sup>. Ранее было показано, что самоорганизованные КТ характеризуются атомоподобной электронной структурой с малым однородным уширением (Г<sub>h</sub> ~ 87,88 КТ 100 мкэВ) Для формирования используются процессы самоорганизации, поэтому электронный спектр массива КТ имеет значительное неоднородное уширение ( $\Gamma_{I} \sim 100 \text{ мэB}$ ) из-за разброса КТ по размерам<sup>87,88</sup> (Рис. 3.10а).

Самоорганизованные КТ можно использовать в качестве оптически и электрически управляемых ловушек носителей заряда <sup>115,116,117,118</sup>. Наличие носителя заряда (электрона или дырки) в КТ будет модифицировать поглощение данной КТ, тогда как свойства остальных КТ массива останутся без изменений <sup>119</sup> (Рис. 3.10б). Поэтому по изменению неоднородно уширенного спектра поглощения системы самоорганизованных КТ можно будет детектировать заполнение КТ носителями заряда, так называемый эффект спектрального гашения. Наличие или отсутствие спектральной дыры в спектре поглощения системы КТ может быть использовано для бинарного представления данных. Таким образом, на основе самоорганизованных КТ можно создать новый тип элемента памяти.

Отличительной чертой элемента памяти на эффекте спектрального гашения является то, что большое количество данных может быть записано в одном и том же объеме, облучаемом сфокусированным лазерным лучом на разных длинах волн. Коэффициент уплотнения (MPF), характеризующий плотность записи есть отношение неоднородное уширение  $\Gamma_I$  и однородным уширением  $\Gamma_h$ , который для системы самоорганизованных КТ InAs/GaAs



Рис. 3.10: (а) Неоднородное уширение ( $\Gamma_I$ ) спектра поглощения массива самоорганизованных КТ, характеризующихся узким однородным уширением ( $\Gamma_h$ ). (б) Эффект спектрального гашения в спектре поглощения массива самоорганизованных КТ.

составляет величину порядка нескольких тысяч.

Эффект спектрального гашения был реализован на широком наборе соединения<sup>120</sup>, высокомолекулярные материалов таких как ионы примесей<sup>120</sup>, нанокристаллиты<sup>121</sup> В стеклообразных И матрицах. Отличительной особенностью систем спектрального гашения на основе самоорганизованных КТ, является то, что КТ характеризуются высокой квантовой эффективностью. Кроме того, возможность создания лазеров на основе этих самоорганизованных КТ, работающих в области оптического поглощения системы КТ, позволит создать миниатюрные элементы памяти, крупногабаритных требующие использования перестраиваемых не твердотельных лазеров.

В серии недавно опубликованных обзоров<sup>122</sup> ведущие производители интегральных микросхем указали на то, что повышение производительности цифровых микросхем связано с переходом от электрических межсоединений к оптическим. Поэтому создание оптически программируемых элементов памяти на основе эффекта спектрального гашения в спектре поглощения самоорганизованных КТ является важным этапом на пути создания элементной базы для оптических компьютеров нового поколения.

В данном параграфе представлены результаты исследования эффекта спектрального гашения в спектрах поглощения самоорганизованных КТ на структурах, где слой КТ был вставлен в середину i-слоя p-i-n-структуры на основе GaAs (Рис. 3.11). Исследования спектров поглощения КТ проводились с помощью измерения спектральной зависимости фототока  $I_{PC}$ . Показано, что дополнительное резонансное оптическое возбуждение в области поглощения основного состояния КТ приводит к образованию спектральной дыры в спектре поглощения КТ.

Как было показано выше, для самоорганизованных КТ InAs/GaAs темп эмиссии электронов значительно выше темпа эмиссии дырок. Поэтому для наблюдения эффекта спектрального гашения, вызванного накоплением

фотовозбужденных дырок в КТ, необходимо создать условия, когда темп генерации *g* будет удовлетворять следующему условию:

$$\frac{1}{\tau_e} >> g >> \frac{1}{\tau_h}$$

(3.14

С учетом условия ( 3.11 выражение для фототока *I<sub>PC</sub>* от КТ ( 3.9 после упрощения примет следующий вид:

$$I_{PC} = \frac{q g N_{QD}^{h\nu}}{g \tau_h + 1 + \frac{\tau_e}{\tau_r}}$$

(3.15

Отсюда видно, что в случае, когда в знаменателе член  $g \tau_h$  будет >> 1, то фототок  $I_{PC}$  от КТ будет подавлен. Для этого необходимо повысить темп генерации g, т.е. увеличить интенсивность источника оптического возбуждения в области поглощения КТ и/или создать структуру с низким темпом эмиссии дырок  $(1/\tau_{esc}^{h})$  из КТ.

Для исследования эффекта спектрального гашения было выращено два типа p-i-n-структур на полуизолирующей подложке GaAs (001) методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ).

Последовательность выращивания слоев в структуре NU1557 была следующей: буферный слой  $n^+$ -GaAs ( $n^+ = 4x10^{18}$  cm<sup>-3</sup>) с толщиной 0.7 мкм, затем слой n-GaAs (n =  $4 \times 10^{16}$  cm<sup>-3</sup>) с толщиной 0.1 мкм, нелегированный слой i-GaAs с толщиной 0.1 мкм, слой InGaAs КТ, нелегированный слой i-GaAs с толщиной 0.06 мкм, и верхний контактный слой  $p^+$ -GaAs ( $p^+ = 2x10^{18}$ ст<sup>-3</sup>) с толщиной 0.5 мкм. Вся структура была выращена при 600<sup>0</sup>С, за исключением слоя InGaAs КТ и последующего слоя i-GaAs, которые были  $450^{\circ}$ C. выращены при Переход от двухмерного К трехмерному распределению InGaAs на поверхности GaAs контролировался по изменению картины дифракции быстрых электронов на отражение.



Рис. 3.11: Энергетическая диаграмма p-i-n-структуры с КТ NU1557 и возможные механизмы разделения носителей фотовозбужденных в КТ. Горизонтальные линии показывают энергетические уровни  $E_{ei}$  в КТ.

Морфология КТ изучалась с помощью атомно-силового микроскопа на образцах, имеющих такую же схему роста, но процесс роста был прекращен после формирования слоя КТ<sup>114</sup>. Поверхностная плотность КТ была около 10<sup>11</sup> сm<sup>-2</sup>, их средний диаметр и высота составляли 20-30 нм и 1-2 нм, соответственно. Для измерения фототока были изготовлены мезы (с диаметром 100 мкм) с полупрозрачным металлическим контактом на поверхности структуры.

Исследуемые p-i-n-структуры с КТ ТU5427 содержали следующие слои: на буферном слое  $p^+$ -GaAs (Be  $3x10^{18}$  cm<sup>-3</sup>) с толщиной 0.5  $\mu$ m были выращены последовательно нелегированные слои i-GaAs с толщиной 0.11 µm, i-Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As с толщиной 300 Å и i- GaAs с толщиной 100 Å, затем после нанесения 2.5 MC InAs был сформирован слой квантовых точек, который был прикрыт сверху последовательно нелегированным слоем і-GaAs с толщиной 0.15  $\mu$ m и верхним контактным слоем n<sup>+</sup>-GaAs (Si 3x10<sup>18</sup>) cm<sup>-3</sup>) с толщиной 0.5 µm (Рис. 3.11). Вся структура была выращена при  $600^{\circ}$ С, за исключением слоя InAs КТ и последующего слоя i-GaAs, которые были выращены при 450°C. Из структуры были изготовлены мезы с диаметром 800 полупрозрачным омическим контактом μm с ДЛЯ обеспечения возможности ввода оптического возбуждения.

Для записи спектров фототока мы применяли стандартную методику синхронного детектирования (*SR830 DSP Stanford Research Systems*), где в качестве источника возбуждения использовалась галогеновая лампа (250 Вт) в комбинации с двойным монохроматором *Acton SpectraPro 275i* или высокоразрешающим монохроматором *SPEX1704* (Puc. 3.12). Для резонансного возбуждения КТ использовался перестраиваемый Ti-сапфировый лазер *SpectraPhysics 3000s*.



Рис. 3.12: Блок-схема экспериментальной установки для измерения эффекта спектрального гашения.

Для понижения темпа эмиссии фотовозбужденных носителей из КТ измерения спектров фототока проводились при низких температурах, когда термическим выбросом можно пренебречь и основным механизмом эмиссии будет туннелирование (Рис. 3.11). Для оценки темпа туннелирования носителей воспользуемся выражением, полученным для туннелирования с глубины  $\Delta E$  из δ-образной квантовой ямы Дирака через треугольный барьер в непрерывный спектр, которое было рассчитано в приближении Оппенгеймера с использованием функций Грина<sup>123,124</sup>:

$$(\tau_{tunn})^{-1} = \frac{q F}{4 \sqrt{2 m^* \Delta E_0}} \exp\left[-\frac{4}{3} \sqrt{\frac{2 m^*}{\hbar^2}} \frac{\Delta E_0^{3/2}}{q F}\right]$$
(3.16)

где *m*<sup>\*</sup> - эффективная масса носителей заряда.

В работе Fry et al<sup>125</sup> для оценки темпа туннелирования носителей из КТ было предложено выражение, полученное в одномерном ВКБприближении и учитывающее размер КТ (L) в направлении электрического поля:

$$(\tau_{tunn})^{-1} = \frac{\hbar \pi}{2 m^* L^2} \exp\left[-\frac{4}{3} \sqrt{\frac{2 m^*}{\hbar^2}} \frac{\Delta E_0^{3/2}}{q F}\right]$$

(3.17)

Определение точного значения высоты КТ *L* является достаточно сложной задачей. Следует отметить, что в обоих выражениях ( 3.16) и ( 3.17) для темпа туннелирования из КТ определяющим является экспоненциальный член, который одинаков в обоих случаях и зависит, главным образом, от величины электрического поля *F* и энергии локализации уровня в КТ  $\Delta E_0$ , с которого идет туннелирование. Поэтому для оценки темпа туннелирования носителей из КТ мы будем пользоваться выражением ( 3.16). Эффективная масса определяется материалом барьера, т.е. GaAs :  $m_e^* = 0.067 m_0$  и  $m_h^* = 0.5 m_0$ , где  $m_0 -$  масса свободного электрона. В качестве эффективной массы для

дырки мы взяли эффективную массу тяжелой дырки в GaAs, поскольку расчеты на основе 8-зонной **k**•**p**-модели показали <sup>83</sup>, что волновая функция дырочных состояний в KT InAs/GaAs построена из волновых функций тяжелых дырочных состояний. Видно (3.16, (3.17), что при одной и той же энергии связи постоянная времени туннельной эмиссии для электронов  $\tau_{tunn}^{e}$  будет значительно меньше, чем для дырок  $\tau_{tunn}^{h}$ .

На Рис. 3.13 представлены спектральные зависимости фототока І<sub>РС</sub>, измеренные на структуре NU1557 при T = 7 K с помощью модулированного галогеновой Пики фототока, источника света на основе лампы. расположенные при энергиях фотона 1.37 эВ и 1.46 эВ, связаны с поглощением фотонов между основными и возбужденными состояниями в КТ, соответственно <sup>114</sup>. Значительный Стоксовый сдвиг между пиком фотолюминесценции (ФЛ) из основного состояния КТ и соответствующим пиком I<sub>PC</sub> (Рис. 3.13) обусловлен эффектом термализации носителей заряда в слое КТ <sup>114</sup>. Резкое увеличение фототока наблюдается при поглощении фотонов в смачивающем слое InAs (1.49 эВ) м в матрице GaAs (1.51 эВ). Это связано со значительным увеличением плотности состояний в этих слоях по сравнению со слоем самоорганизованных КТ.

Как 3.2), было показано выше (параграф сигнал фототока определяется, главным образом, спектром оптического поглощения в КТ. Однако, для того чтобы дать вклад в фототок I<sub>PC</sub>, носители заряда, фотовозбужденные в КТ, должны быть разделены в электрическом поле. Если темп эмиссии фотовозбужденных носителей заряда из КТ будет значительно меньше темпа рекомбинации ( $\tau_{rec}^{-1}$ ), то они прорекомбинируют и не дадут вклада в фототок I<sub>PC</sub>. Имеется два возможных пути для выхода носителя заряда из КТ (Рис. 3.5): термоионная эмиссия ( $\tau_{therm}$ ) и туннелирование ( $\tau_{tunn}$ ) через треугольный барьер. Ранее нами было показано, что в системе самоорганизованных КТ InAs/GaAs при температурах ниже



Рис. 3.13: (а) Спектры фототока  $I_{PC}$  структуры NU1557, измеренные при T = 7 К для разных напряжений на структуре: V = -1 V (-----) и V = +0.5 V (-----). (б) Спектр фотолюминесценции КТ, полученный при T = 7 К при оптическом возбуждении на длине волны 854 нм.

30 К темп термической эмиссии  $(\tau_{therm})^{-1}$  значительно подавлен и основным механизмом выхода носителей заряда из КТ является туннелирование.

Темп туннелирования ( $\tau_{tunn}$ )<sup>-1</sup> зависит от ширины треугольного барьера (Рис. 3.11), которая, в свою очередь, контролируется электрическим полем в p-i-n-структуре (выр.( 3.16 и ( 3.17)). На Рис. 3.14 представлены полевые зависимости постоянных времени туннелирования электронов ( $\tau_{tunn}^{e}$ ) и дырок ( $\tau_{tunn}^{h}$ ) из КТ InAs/GaAs, рассчитанные по формуле ( 3.16) со следующими параметрами:  $m_e^* = 0.067 m_0$  и  $\Delta E = 0.08$  эВ ;  $m_h^* = 0.5 m_0$  и  $\Delta E$ = 0.15 эВ, соответственно.

Поэтому амплитуда фототока I<sub>PC</sub>, связанного с поглощением в КТ, зависит от приложенного к p-i-n-структуре напряжения смещения (Рис. 3.13). При напряжениях смещения менее -0.5 V амплитуда фототока  $I_{PC}$  от КТ насыщается, т.к. практически все фотовозбужденные в КТ носители заряда разделяются и дают вклад в фототок  $I_{PC}$ . При увеличении напряжения смещения в прямом направлении электрическое поле в іструктуры падает и, соответственно, уменьшается темп области туннелирования  $(\tau_{tunn})^{-1}$  носителей заряда из КТ. Поэтому амплитуда фототока  $I_{PC}$  от КТ падает и при V > +0.7 V практически спадает до нуля, т.е. при этих условиях практически все фотовозбужденные носители заряда рекомбинируют в КТ и не дают вклада в фототок IPC. Данный механизм поведения фототока подтверждается при измерении вольт-амперной (I<sub>DC</sub>-V) характеристики исследуемой р-і-п-структуры NU1557 (Рис. 3.15), измеренной на постоянном токе при оптическом возбуждении от Тісапфирового лазера на длине волны 905 нм, соответствующей максимуму фототока *I<sub>PC</sub>* от основного состояния КТ (Рис. 3.13).

На Рис. 3.16 представлена зависимость сигнала фототока *I*<sub>PC</sub>, связанного с основным состоянием в КТ, от мощности Ті-сапфирового лазера,



Рис. 3.14: Зависимость от величины электрического поля *F* постоянных времени туннелирования электронов ( $\tau_{tunn}^{e}$ ) и дырок ( $\tau_{tunn}^{h}$ ) из КТ InGaAs/GaAs, расчитанные по формуле (3.16 со следующими параметрами:  $m_e^* = 0.067 \ m_0$  и  $\Delta E = 0.08$  эВ ;  $m_h^* = 0.5 \ m_0$  и  $\Delta E = 0.15$  эВ, соответственно.



Рис. 3.15: Вольт-амперная ( $I_{DC}$ -V) характеристика (-----) исследуемой p-in-структуры NU1557, измеренная на постоянном токе при T = 7 K и оптическом возбуждении от Ti-сапфирового лазера на длине волны 905 нм с мощностью  $P_{Ti-Sa} = 500$  мВт. Относительная амплитуда гашения пика фототока  $I_{PC}$ , связанного с основным состоянием KT, в зависимости от напряжения, приложенного к исследуемой p-i-n-структуре с KT.



Рис. 3.16: Спектры фототока  $I_{PC}$  структуры NU1557, измеренные при T = 7 К и V = +0.6 V при разных значениях мощности ( $P_{Ti-Sa}$ ) оптического возбуждения Ti-сапфирового лазера на длине волны 905 нм.

подсвечивающего образец в в непрерывном режиме на длине волны 905 нм. Мощность источника света на основе галогеновой лампы примерно на три порядка меньше мощности Ti-сапфирового лазера. Поэтому KT с основным переходом, совпадающим с энергией кванта Ti-сапфирового лазера, будут насыщены фотовозбужденными электронно-дырочными парами. Нами было показано (параграф 2.5.2), что темп эмиссии электронов из KT InAs/GaAs выше, чем темп эмиссии дырок, поэтому лазерная подсветка должна приводить к аккумуляции дырок в KT. KT, заполненные дырками будут выключены из процесса поглощения фотонов от источника с галогеновой лампой и, следовательно, интенсивность сигнала фототока  $I_{PC}$  от этих KT будет уменьшаться.

Исследования показали, что подавление сигнала фототока  $I_{PC}$  наблюдается не только на длине волны Ti-сапфирового лазера, но и для всего спектра основных состояний КТ (Puc. 3.16). По нашему мнению это связано с тем, что данный тип КТ InGaAs/GaAs характеризуется высокой плотностью (порядка  $10^{11}$  см<sup>-2</sup>) и достаточно мелкими энергетическими состояниями электронов и дырок по отношению к соответствующему краю запрещенной зоны GaAs и уровням в смачивающем слое InAs. Поэтому возможен транспорт носителей заряда между КТ в плоскости, и дырки, возбужденные лазерным излучением, будут распределены по основным состояниям всего массива КТ, те наблюдается так называемая «спектральная диффузия» <sup>120</sup>.

Следует отметить, что относительная амплитуда гашения сигнала фототока  $I_{PC}$  зависит от напряжения на структуре (Рис. 3.15). Это связано с тем, что темп туннелирования фотовозбужденных носителей заряда из КТ зависит от электрического поля (Рис. 3.14). При высоком обратном напряжении на p-i-n-структуре V < -0.5 V темп эмиссии достаточно высок и аккумуляции дырок в КТ не происходит. При увеличении прямого смещения V > +0.7 V темп эмиссии фотовозбужденных носителей

достаточно низкий и они успевают прорекомбинировать. Было установлено, что оптимальное напряжение смещения необходимое для наблюдения эффекта спектрального гашения для данной структуры составляет +0.6 V (Рис. 3.15).

Емкость структуры NU1557 при V = +0.6 V и T = 6 K была около 15 пΦ, что в соответствии с выражением (1.5) дает ширину ОПЗ  $W \approx 0.06$  мкм. Тогда среднее электрическое поле F около слоя КТ в структуре NU1557 будет около 200 кВ/см. Оценки показывают, что постоянная времени туннелирования  $\tau_{tunn}^{h}$  фотовозбужденных дырок из КТ будет на уровне  $10^{-7}$ сек (Рис. 3.14). Темп генерации д электронно-дырочных пар в КТ в режиме спектрального гашения можно оценить из величины насыщения обратного тока вольт-амперной *I*<sub>DC</sub>-V характеристики исследуемой p-i-n-структуры NU1557 при подсветке от Ті-сапфирового лазера на длине волны 905 нм с мощностью P<sub>Ti-Sa</sub> = 500 мВт (Рис. 3.15). Используя выражение ( 3.12), получаем величину  $g \approx 5 \times 10^{10}$  сек<sup>-1</sup>. Тогда произведение  $(g \tau_{tunn}^{h})$ , характеризующее согласно ( 3.15) выражению эффективность спектрального гашения, будет равно ≈ 5000, что значительно выше порогового значения равного 1. Однако здесь следует принять во внимание большую неточность в определении электрического поля F и постоянной времени туннелирования  $\tau_{tunn}^{h}$  фотовозбужденных дырок из КТ. Кроме того, как было показано выше, возможен транспорт дырок в плоскости КТ, что требует дополнительного увеличения темпа генерации g.

Для понижения темпа генерации g, необходимого для наблюдения эффекта спектрального гашения необходимо уменьшить темп эмиссии дырок из KT InAs/GaAs. Для этого было предложено использовать структуры с KT бо́льшего размера, которые характеризуются более глубокими энергиями локализации носителей в KT. Для дополнительного понижения темпа туннельной эмиссии дырок из KT в p-i-n-структуре



Рис. 3.17: Энергетическая диаграмма p-i-n-структуры с КТ TU5427 и возможные механизмы разделения носителей фотовозбужденных в КТ. Горизонтальные линии показывают энергетические уровни *E*<sub>ei</sub> в КТ.

TU5427 с одной стороны от слоя КТ был вставлен барьер i-Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As с толщиной 300 Å (Рис. 3.17). На Рис. 3.18 представлены спектральные зависимости фототока  $I_{PC}$ , измеренные при T = 7 K с помощью модулированного источника света на основе галогеновой лампы и 0.30 м монохроматора со щелью 1.5 мм. Пики фототока, расположенные при энергиях фотона 1.12 эВ, 1.22 эВ и 1.28 эВ, связаны с поглощением фотонов на основных и возбужденных состояниях в КТ, соответственно <sup>112</sup>. Резкое увеличение фототока наблюдается при поглощении фотонов в смачивающем слое (WL) InAs (1.49 эВ) и в матрице GaAs (1.51 эВ). Положение пиков фототока IPC и ФЛ от КТ InAs/GaAs на структуре TU5427 близко к соответствующим значениям, полученным нами ранее на структуре 1-443 (Рис. 3.2), поэтому для оценки темпов туннелирования носителей заряда из КТ в структуре TU5427 воспользуемся параметрами энергетического спектра структуры 1-443 (Таблица 2.6, Таблица 2.7). Как видно из сравнения Рис. 3.14 и Рис. 3.19 заглубление уровней в КТ приводит к увеличению постоянной времени *т*<sub>tunn</sub> туннелирования значительному носителей из КТ.

Для оптимальных условий наблюдения эффекта определения спектрального гашения было проведено исследования влияния напряжения обратного смещения  $V_{rev}$  на интенсивность ФЛ и фототока  $I_{PC}$  от КТ (Рис. 3.20). Т.к. темп туннелирования фотовозбужденных носителей заряда из КТ зависит от электрического поля (Рис. 3.19). При высоком обратном напряжении на p-i-n-структуре V < -2.0 V темп эмиссии электронов и дырок из КТ достаточно высок и фототок IPC от КТ растет с ростом обратного напряжения, тогда как интенсивность ФЛ от КТ падает. При увеличении прямого смещения V > 0 V темп эмиссии фотовозбужденных носителей прорекомбинировать, достаточно низкий успевают И они что сопровождается ростом интенсивности ФЛ и низкой величиной фототока *I*<sub>PC</sub> от КТ (Рис. 3.19). Было установлено, что оптимальное напряжение



Рис. 3.18: Спектры фототока  $I_{PC}$  структуры TU5427, измеренные при T = 7 К для разных напряжений на структуре:  $V_{rev} = -0.5$  V, -1.0 V, -1.5 V, -1.75 V, -2.0 V и -2.5 V. Спектр ФЛ от КТ измерен при  $V_{rev} = 0$  V.



Рис. 3.19: Зависимость от величины электрического поля *F* постоянных времени туннелирования электронов ( $\tau_{tunn}^{e}$ ) и дырок ( $\tau_{tunn}^{h}$ ) из KT InAs/GaAs, расчитанные по формуле (3.16 со следующими параметрами:  $m_e^* = 0.067 m_0$  и  $\Delta E = 0.14$  эВ ;  $m_h^* = 0.5 m_0$  и  $\Delta E = 0.23$  эВ, соответственно.



Рис. 3.20: Зависимость интенсивности максимума фототока  $I_{PC}$  от основного состояния КТ и интегральной ФЛ ( в диапазоне 1000-1200 нм) в структуре TU5427 от напряжения обратного смещения  $V_{rev}$  при T = 7 К. В качестве источника возбуждения для измерения ФЛ использовался Ti-сапфировый лазер на длине волны  $\lambda = 990$  нм (1.252 эВ) с мощностью 8 мВт.
смещения необходимое для наблюдения эффекта спектрального гашения для данной структуры TU5427 составляет  $V_{rev} = -1.5$  V (Рис. 3.20).На Рис. 3.21 представлена температурная зависимость эффекта спектрального гашения в спектрах фототока  $I_{PC}$  структуры TU5427, измеренных при  $V_{rev}$  = -1.5 V с оптическим возбуждением от Ті-сапфирового лазера на длине волны  $\lambda = 1095$  нм (1.1322 эВ) с мощностью 6 мВт (0.5Вт/см<sup>2</sup>). При температуре *T* = 7 К в спектре фототока отчетливо наблюдается спектральная дыра, при энергии кванта, соответствующей длине волны Ті-сапфирового лазера. С повышением температуры глубина провала постепенно уменьшается, и при T = 100 К исчезает вообще (Рис. 3.21). Это связано с ростом темпа термической эмиссии  $\tau_{therm}^{h}$  фотовозбужденных дырок из КТ (Рис. 3.17). Следует отметить, что с ростом температуры происходит также уширение спектральной области гашения сигнала фототока I<sub>PC</sub> от КТ. Это явление связано с термически активированным транспортом фотовозбужденных дырок в плоскости КТ и блокированием поглощения вне спектрального диапазона, соответствующем линии Ті-сапфирового лазера, аналогично тому, что мы наблюдали в структуре NU1557 (Рис. 3.16). Кроме того, при температурах ниже 40 К за пределами диапазона, соответствующего линии Ті-сапфирового лазера, наблюдается усиление сигнала фототока I<sub>PC</sub> в области основного поглощения КТ (Рис. 3.21). Это явление может быть связано с оптически активированной эмиссией фотовозбужденных дырок из КТ. Для проверки этого предположения были проведены измерения температурной зависимости фототока I<sub>PC</sub> при лазерном возбуждении с энергией фотона 0.980 эВ, что значительно ниже, чем энергия основного поглощения в данных КТ (Рис. 3.22). Действительно, при температурах ниже 60 К с ростом интенсивности лазерной подсветки наблюдается усиление сигнала фототока I<sub>PC</sub> в области основного поглощения КТ. При температурах выше 60 К эффект оптической активации эмиссии дырок из



Рис. 3.21: Температурная зависимость эффекта спектрального гашения в спектрах фототока  $I_{PC}$  структуры TU5427, измеренных при  $V_{rev} = -1.5$  V с (красный) и без (черный) оптического возбуждения от Ti-сапфирового лазера на длине волны  $\lambda = 1095$  нм (1.1322 эВ) с мощностью 6 мВт (0.5Вт/см<sup>2</sup>). Кривые фототока  $I_{PC}$  сдвинуты в вертикальном направлении на один порядок, начиная с данных при T = 7 К. Щель монохроматора SPEX1704 была 1 мм.



Рис. 3.22: Температурная зависимость эффекта оптической активации эмиссии дырок из КТ в спектрах фототока  $I_{PC}$  структуры TU5427, измеренных при  $V_{rev} = -1.5$  V без (черный) и с оптическим возбуждением от Ti-сапфирового лазера с энергией фотона 0.980 эВ и мощностью 0.5 BT/cm<sup>2</sup> (красный) и 2.0 BT/cm<sup>2</sup> (зеленый). Щель монохроматора SPEX1704 была 1 мм.

КТ не наблюдается, так как значительно вырос темп термической эмиссии дырок.

Оценки величины электрического поля из емкости структуры TU5427 показали, что при  $V_{rev} = -1.5$  V среднее электрическое поле  $F \approx 100$  кВ/см. Соответствующая постоянная времени  $\tau_{tunn}^{h}$  туннельной эмиссии дырок из КТ (Рис. 3.19) на несколько порядков больше, чем постоянная времени  $\tau_{tunn}^{h}$ туннельной эмиссии дырок из КТ в структуре NU1557 (Рис. 3.14), что привело к снижению более чем на два порядка интенсивности излучения Tiсапфирового лазера, необходимого для выжигания спектральной дыры в спектре поглощения самоорганизованных КТ.

На Рис. 3.23 представлена зависимость сигнала фототока  $I_{PC}$ , связанного с основным состоянием в КТ, от длины волны Ті-сапфирового лазера, подсвечивающего образец в СW режиме. Для повышения спектрального разрешения щель монохроматора SPEX1704 была уменьшена с 1 мм (Рис. 3.21 и Рис. 3.22) до 200 мкм. Поскольку темп эмиссии электронов из КТ выше, чем у дырок, то КТ с основным переходом, совпадающим с энергией кванта Ті-сапфирового лазера, будут насыщены фотовозбужденными поэтому дырками, И, поглощение резонансно возбужденных КТ будет заблокировано. Кроме того, в данной структуре с КТ TU5427 при низких температурах отсутствует транспорт фотовозбужденных дырок в плоскости КТ из-за большей энергии связи по сравнению С КΤ В структуре NU1557. Это экспериментально подтверждается тем, что положение спектральной дыры в спектре поглощения совпадает с длиной волны Ті-сапфирового лазера (Рис. 3.23).

Несмотря на то, что формирование спектральной дыры в спектре поглощения осуществлялось с помощью лазерного источника света, полуширина ширина спектральной дыры была на уровне 200 мкэВ. Это связано со спектральным разрешением монохроматора SPEX1704, используемого для записи спектров фототока, которое при ширине щели



Рис. 3.23: Спектры фототока  $I_{PC}$  структуры TU5427, измеренные при T = 7К и  $V_{rev} = -1.5$  V в зависимости энергии кванта оптического возбуждения Tiсапфирового лазера:  $E^{I}_{pump} = 1.1323$  эВ,  $E^{2}_{pump} = 1.1327$  эВ,  $E^{3}_{pump} = 1.1331$ эВ. Спектр фототока  $I_{PC}$  (-•-), измеренный без оптического возбуждения от Ti-сапфирового лазера. Щель монохроматора SPEX1704 была 200 мкм.

200 мкм и дифракционной решетке 600 штрихов/мм находится на уровне 200 мкэВ.

Оптимальное соотношение между электрическим полем И интенсивностью оптического возбуждения для записи «выжигания дыры» в спектре поглощения КТ было получено при T = 4.6 К в электрическом поле 100 кВ/см при мощности оптического излучения для записи спектра фототока I<sub>PC</sub> на уровне ~ 100 нВт. При этом для формирования «спектральной дыры» (Рис. 3.24) использовалось возбуждение от Тісапфирового лазера с энергией фотона  $E_{pump} = 1.1323$  эВ и мощностью 9 мкВт (~ 0.5 мВт/см<sup>2</sup>). Было обнаружено, что в спектре фототока *I*<sub>PC</sub> наблюдается также увеличение поглощения с высокоэнергетичной стороны от «спектральной дыры», сдвинутое примерно на 1 мэВ (Рис. 3.24). Это связано с накоплением дырок в КТ, резонансно возбужденных лазерным излучением, которое приводит к сдвигу поглощения в этих КТ из-за образования положительно заряженного триона ( $X^+$ ). Следует отметить, что величина и направление этого сдвига хорошо согласуются с энергиями связи триона в диапазоне  $1 \div 3.3$  мэВ, измеренными на изолированных КТ <sup>126</sup>.

Таким образом, выполнения данной работы была В ходе продемонстрирована возможность «выжигания дыры» в неоднородно уширенном спектре поглощения самоорганизованных КТ InGaAs/GaAs с помощью резонансного оптического возбуждения в области переходов через основные состояния КТ, которое приводит к накоплению дырок в слое КТ. Существует два способа выжигания провалов в неоднородно уширенных спектрах поглощения : фотофизический и фотохимический <sup>120</sup>. В первом случае изменение спектра поглощения происходит за счет изменения зарядового состояния оптически активного центра. Во втором случае происходит фотостимулированная перестройка химических связей, что тоже приводит к модификации спектра поглощения. Обнаруженный нами эффект



Рис. 3.24 Спектр фототока  $I_{PC}$  структуры TU5427, измеренный при T = 4.6К и  $V_{rev} = -1.8$  V при дополнительном возбуждении от Ti-сапфирового лазера с энергией фотона  $E_{pump} = 1.1323$  эВ с мощностью 9 мкВт (~ 0.5 мВт/см<sup>2</sup>). Щель монохроматора SPEX1704 была 200 мкм и мощность возбуждения ~ 100 нВт.

«выжигания дыры» в неоднородноуширенном спектре поглощения самоорганизованных КТ InGaAs/GaAs относится к фотофизическому способу выжигания провалов в неоднородно уширенных спектрах поглощения.

### 3.5 Заключение к Главе 3

В данной главе представлены результаты исследований оптических свойств самоорганизованных квантовых точек InAs в матрице GaAs с помощью фототоковой спектроскопии. Показано, что интенсивность сигнала фототока *I*<sub>PC</sub> в спектральной области поглощения КТ зависит от соотношения темпа рекомбинации и темпов эмиссии носителей заряда, фотовозбужденных в КТ.

Для описания сигнала фототока  $I_{PC}$  от КТ была разработана модель на основе системы динамических уравнений, описывающих все возможные состояния КТ при оптическом возбуждении. При этом задача была сведена к рассмотрению лишь основных электронных и дырочных состояний в КТ. Показано, что фототок  $I_{PC}$ , протекающий в структуре с КТ, в стационарном режиме определяется темпом генерации (g) электронно-дырочных пар в КТ, соотношением темпов эмиссии электронов  $(1/\tau_e)$  и дырок  $(1/\tau_h)$  из КТ, темпом рекомбинации  $(1/\tau_r)$  электронно-дырочных пар в КТ и количеством КТ ( $N_{QD}^{hv}$ ), оптически активных в спектральном диапазоне линии оптического возбуждения.

Было продемонстрировано, что, управляя равновесным заполнением электронных состояний в КТ с помощью внешнего напряжения смещения, можно модулировать поглощение фотонов в КТ и, следовательно, сигнал фототока *I*<sub>PC</sub> от КТ.

Был обнаружен и исследован эффект фотофизического «выжигания дыры» в неоднородноуширенном спектре поглощения самоорганизованных КТ InGaAs/GaAs.

# Глава 4 Емкостная спектроскопия эпитаксиальных слоев низкотемпературного GaAs с наноразмерными кластерами мышьяка.

# 4.1 Исследование C-V и N<sub>CV</sub>-W характеристик диодов Шоттки, содержащих слой LT-GaAs.

Арсенид галлия, выращиваемый методом молекулярно-лучевой эпитаксии при низких температурах T<300°C (LT-GaAs), привлекает большое внимание благодаря своим уникальным свойствам, таким как высокое удельное электрическое сопротивление и фемтосекундные времена 127,128,129,130,131 Главной жизни неравновесных носителей заряда особенностью LT-GaAs является избыток мышьяка As (до 1.5 ат. %), захватываемый в растущий слой при низкотемпературной эпитаксии. При высокая концентрация точечных дефектов, ЭТОМ создается типа антиструктурного дефекта As<sub>Ga</sub>, междоузельного мышьяка As<sub>i</sub>, вакансии галлия V<sub>Ga</sub>, и их комплексов. В процессе отжига LT-GaAs при высокой температуре (T>500°C) происходит формирование наноразмерных кластеров As, встроенных в матрицу  $GaAs^{132}$ . Такие кластеры, как и точечные дефекты, должны быть электрически активными и могут влиять на электронные свойства материала.

Несмотря на то, что этот материал уже нашел целый ряд приборных применений (см., например, работу <sup>130,133,134</sup>), природа его электронных свойств до сих пор является предметом дискуссии. В частности, до сих пор остается неясным точное энергетическое положение и параметры локальных уровней, создаваемых кластерами As в запрещенной зоне GaAs. Наличие большой концентрации локальных состояний, обеспечивающих устойчивое закрепление квазиуровня Ферми в глубине запрещенной зоны и быструю

рекомбинацию неравновесных носителей, является главной особенностью *LT*-GaAs, отличающей этот материал от обычного полуизолирующего или высокоомного GaAs.

В данной главе представлены результаты исследований методом емкостной спектроскопии структур с барьером Шоттки Au/GaAs, в которых тонкий слой LT-GaAs, содержащий кластеры As, был вставлен между двумя однородно легированными слоями GaAs *n*- или *p*-типа проводимости, выращенными при стандартных температурах. Цель работы состояла в исследовании влияния тонкого слоя LT-GaAs с кластерами As на электрические свойства структуры. Показано, что в обоих типах структур кластеры As захватывают основные носители заряда.

Образцы *n*- и *p*-типа проводимости (далее в тексте *N*- и *P*-структуры) были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии в двухкамерной установке "Катунь" на подложках  $n^+$ - и  $p^+$ - GaAs (100), соответственно. *N*-структура состояла из трех слоев: слоя *n*-GaAs толщиной ~0.5 мкм (температура эпитаксии  $T_s$ =580°С), слоя *LT*-GaAs толщиной ~0.1 мкм ( $T_s$ =200°С) и второго слоя *n*-GaAs толщиной ~0.5 мкм ( $T_s$ =580°С). Эпитаксиальные слои *N*-структуры были однородно легированы Si с концентрацией ~2×10<sup>16</sup>см<sup>-3</sup>.

В случае *P*-структуры на  $p^+$ -подложке выращивался буферный слой GaAs сильно легированный бериллием, затем слой *p*-GaAs толщиной ~0.5 мкм (концентрация Be  $\approx 2 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $T_s = 580$ °C), затем слой *LT*-GaAs толщиной ~0.1 мкм ( $T_s = 200$ °C), затем слой *p*-GaAs толщиной ~0.5 мкм (концентрация Be  $\approx 2 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $T_s = 580$ °C) и, наконец, на поверхности *P*структуры выращивалась коротко-периодная сверхрешетка GaAs/AlAs (1нм/1нм) общей толщиной 38 нм.

Низкая температура эпитаксии слоев *LT*-GaAs обеспечивала избыток мышьяка в таких слоях в количестве ~0.5 ат.% <sup>128,132</sup>. Выращивание верхних

слоев структур при высокой температуре в течение 0.5 часа приводило к преципитации избыточного мышьяка и формированию в слое *LT*-GaAs системы наноразмерных кластеров мышьяка.

Барьеры Шоттки формировались путем напыления Au на поверхность образцов с диаметром 0.4 мм и 0.5 мм для *N*- и *P*-структур, соответственно. Для создания омических контактов к  $n^+$ -подложке использовался сплав AuGe, а к  $p^+$ - подложке - сплав AuZn. Контакты формировались при температуре 400°C.

Исследования кристаллической структуры образцов, пространственного расположения, концентрации и размеров кластеров проводились методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) в поперечном сечении и в плоскости роста. Использовался электронный микроскоп Philips EM 420 с ускоряющим напряжением 100 кэВ.

На Рис. 4.1а,б представлены электронно-микроскопические изображения поперечного сечения одной из исследованных *N*-структур. Видно, что слой LT-GaAs, содержащий кластеры мышьяка, имеет толщину ~ 0.1 мкм и заключен между слоями n-GaAs, не содержащими кластеров. Плотность кластеров в слое составляет ~  $4 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, а их средний размер ~ 10 нм.

Вольт-фарадные характеристики структуры Au/n-GaAs/LT-GaAs/n-GaAs/n<sup>+</sup>-GaAs измеренные на частоте 10 кГц при 94 и 300 К представлены на Рис. 4.2а. При 300 К с увеличением обратного смещения емкость сначала быстро уменьшается, затем (при -2В) резко падает и далее остается почти постоянной в широком интервале напряжений. Область квазипостоянной емкости простирается от -2 до -12 В. При дальнейшем увеличении обратного напряжения емкость постепенно уменьшается. При напряжениях  $V_{rev}$  около -25 В наблюдался электрический пробой.



Рис. 4.1: (а) Светлопольное ПЭМ изображение (**g** = 220) поперечного сечения структуры n-GaAs/ LT-GaAs/ n-GaAs . (б) Увеличенное ПЭМ изображение тонкого слоя LT-GaAs, содержащего кластеры мышьяка.

При уменьшении температуры широкое плато на *C-V* характеристиках постепенно сужается. При 94 К плато не наблюдается, и за скачком емкости при -2 В сразу происходит ее постепенное уменьшение (Рис. 4.2 а). Следует отметить, что наблюдаемые особенности *C-V* характеристик при 300 и 94 К не связаны с токами утечки.

Пользуясь приближением обедненного слоя, из С-V-характеристики рассчитаны профили распределения концентрации свободных были носителей N<sub>CV</sub>-W. Рассчитанные профили для 300 и 94 К представлены на Рис. 4.26. Как видно из Рис. 4.2 б, концентрация электронов вблизи поверхности (W < 0.35 мкм) составляет ~2.5×10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup>, что согласуется с ожидаемым из технологии уровнем легирования верхнего слоя n-GaAs. В диапазоне 0.35<W<0.75 мкм наблюдается область обеднения, охватывающая слой LT-GaAs и прилегающие слои n-GaAs. За пределами области обеднения концентрация электронов вновь достигает значения, близкого к 2.5×10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup>, что соответствует уровню легирования нижнего слоя n-GaAs. При дальнейшем увеличении W наблюдается еще одна область обеднения, по-видимому, обусловленная дефектами на металлургической границе подложка - эпитаксиальная пленка. Непосредственно за этой областью обеднения концентрация носителей резко возрастает до ~2×10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup>, что соответствует уровню легирования подложки  $n^+$ -GaAs. Полученное из C-V измерений распределение концентрации носителей по глубине на основе выр. (1.7) хорошо согласуется с профилем концентрации носителей заряда, полученным независимо методом электро-химического профилирования (Рис. 4.2б). Электро-химическое С-V профилирование (ECV) было проведено по стандартной методике на частоте 3 кГц<sup>135</sup>.

Особенностью  $N_{CV}$ -W профиля распределения свободных носителей заряда, определенного при температуре T = 300 K, является наличие узкого пика (Рис. 4.2б), обусловленного эмиссией электронов и соответствующего



Рис. 4.2: *C*-*V*(*a*) и *N<sub>CV</sub>*-*W*(*б*) характеристики *N*-структуры, измеренные на частоте 10 кГц при 290 К (*1*) и 94 К (*2*). На вставке показано положение слоя *LT*-GaAs.



Рис. 4.3: Сравнение *N<sub>CV</sub>-W* характеристик, расчитанных из *C-V* измерений на частоте 10 кГц при 300 К с ЕСV распределением свободных носителей.



Рис. 4.4: *C-V* (а) и  $N_{CV}$ -*W* (б) характеристики, полученные при 300 К на разных частотах измерительного сигнала *f*: 100Гц (1), 1 кГц (2), 10 кГц (3), 1 МГц (4).

плато на *C*-*V* характеристиках (Рис. 4.2а). В диапазоне частот измерений от 1 МГц до 10 кГц этот пик располагается на краю области обеднения, индуцированной слоем LT-GaAs. Однако при меньших частотах измерений пик смещается с середине области обеднения, и при предельно низких частотах (~100 Гц) его положение соответствует геометрическому положению слоя LT-GaAs в структуре (Рис. 4.4б).

На *CV*-характеристике *N*-структуры при *T*=94 К наблюдается два участка плавного изменения емкости (при  $V_{rev} = 0.5$  В и  $V_{rev} = 1.0.4.2$  В) (Рис. 4.2 а), которые связаны с однородным легированием *n*-GaAs буферов на уровне  $\approx 3 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup> (Рис. 4.2 б). При величине  $V_{rev} > -5$  В емкость *N*структуры практически не изменяется, так как край ОПЗ барьера Шоттки достиг сильно легированной *n*<sup>+</sup>-подложки на глубине 1.1 мкм (Рис. 4.2 б), соответствующей суммарной толщине эпитаксиальных слоев *N*-структуры. Резкое падение емкости при  $V_{rev} \approx 0.7$  В связано с аккумуляцией отрицательного заряда электронов в слое *LT*-GaAs и наблюдается, когда ОПЗ барьера Шоттки смыкается с ОПЗ, образующимся вокруг слоя *LT*-GaAs (Рис. 4.2 б). Второй скачок емкости при  $V_{rev} \approx 5$  В обусловлен наличием в *N*структурах ОПЗ, геометрически расположенной на границе первого *n*-GaAs буфера и *n*<sup>+</sup>- подложки (Рис. 4.2 б). По нашему мнению это связано с наличием электрически активных дефектов на металлургической границе *n*<sup>+</sup>подложки и первого эпитаксиального слоя.

Следует отметить, что при 94 К плато на *C-V* характеристиках не наблюдается и пик эмиссии на *N<sub>CV</sub>-W* профилях *N*-структур отсутствует при любых использованных частотах измерений.

Наблюдаемое поведение *C-V* и *N<sub>CV</sub>-W* характеристик указывает на аккумуляцию электронов внутри и истощения вокруг слоя LT-GaAs в *N*-структурах [8-10]. Наличие встроенных областей обеднения приводит к

появлению скачка на *C*-*V* характеристиках при -2 В, когда эти области начинают перекрываться с областью объемного заряда барьера Шоттки, увеличивающейся с повышением обратного смещения.

Таким образом, исследования С-V характеристик показали, что слой LT-GaAs *N*-структур аккумулирует электроны и индуцирует области объемного заряда в прилегающих слоях n-GaAs. Внешнее смещение должно, вообще говоря, приводить к эмиссии аккумулированного заряда. Однако, поскольку уровни, на которые захвачены электроны, расположены в глубине запрещенной зоны GaAs, темп эмиссии должен сильно зависеть от температуры. При низкой температуре темп эмиссии чрезвычайно мал и при 94 К мы не наблюдали характерного плато на *C*-*V* характеристиках даже при понижении частоты до 100 Гц. При комнатной температуре темп эмиссии достаточно велик, однако даже в этом случае на высокой частоте не успевает устанавливаться квазиравновесие. В результате обусловленный эмиссией электронов пик на N<sub>CV</sub>-W характеристике оказывается сдвинут относительно геометрического положения слоя LT-GaAs к краю области обеднения (Рис. 4.2 б). Ситуацию, близкую к квазиравновесной, удается реализовать при понижении частоты измерения с 1 МГц до 100 Гц (Рис. 4.4а). При этом происходит увеличение значения емкости в области плато с 17 пф до 26 пф, а пик на  $N_{CV}$ -W характеристике N-структуры сдвигается к геометрическому положению слоя LT-GaAs (Рис. 4.4б).

Концентрацию эмитированных электронов  $n_e$  можно оценить по ширине плато квазипостоянной емкости на *C-V* характеристиках по соотношению <sup>19</sup>:

$$n_e = C * \Delta U / Aq$$

(4.1

где С\* - величина квази-постояной емкости на плато,  $\Delta U$  - ширина плато. Подставляя экспериментальные данные Рис. 4.2а и учитывая, что площадь барьера  $A = 1.1 \times 10^{-3}$  см<sup>2</sup>, получаем  $n_e \approx 1 \times 10^{12}$  см<sup>-2</sup>.

Концентрацию электронов *n<sub>a</sub>*, аккумулированных в слое LT-GaAs, можно оценить по ширине области обеднения и известному уровню легирования мелкими донорами:

$$n_a = n \ \Delta W = 0.8 \times 10^{12} \ \mathrm{cm}^{-2}$$
 (4.2)

Оценки, сделанные по формулам (4.1) и (4.2) показывают, что  $n_e \approx n_a$ , то есть при комнатной температуре с помощью внешнего смещения удается осуществить эмиссию электронов, аккумулированных в слое LT-GaAs в исходном состоянии.

В результате исследования вольт-фарадных характеристик барьеров Шоттки установлено, что наличие тонкого слоя LT-GaAs, содержащего систему глубоких уровней точечных дефектов и наноразмерных кластеров мышьяка, приводит к аккумуляции в нем носителей заряда и формированию областей обеднения в прилегающих слоях n-GaAs. На *C-V* характеристиках при 300 К обнаружено широкое плато квазипостоянной емкости. Это плато связано с эмиссией электронов с глубоких уровней и из кластеров мышьяка в LT-GaAs. Концентрации аккумулированных и эмитированных электронов оказались близкими и составляют ~ $1 \times 10^{12}$  см<sup>-2</sup>. При низкой температуре (94 К) эмиссия электронов экспериментально не наблюдается.

На Рис. 4.5 представлены ПЭМ изображение поперечного сечения *P*структуры. Видно, что слой *LT*-GaAs, содержащий кластеры мышьяка, имеет толщину  $d_{LT} \approx 0.1$  мкм и заключен между двумя слоями *p*-GaAs, не содержащими кластеров. Двумерная концентрация As кластеров ( $N_{CL}$ ) в слое *LT*-GaAs составляет около 6×10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup> и их средний диаметр ( $d_{CL}$ ) лежит в диапазоне от 5 до 7 нм. В *N*-структуре  $d_{LT} \approx 0.1$  мкм,  $N_{CL} \approx 4 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup> и  $d_{CL} =$ 6÷8 нм. Таким образом, *P*- и *N*-структуры были близки друг к другу по



Рис. 4.5: Светлопольное ПЭМ изображение (**g** = 220) поперечного сечения *Р*-структуры.



Рис. 4.6: *C-V* (*a*) и  $N_{CV}$ -*W* (*b*) характеристики *P*-структуры, измеренные на частоте 10 кГц при 290 К (*1*) и 77 К (*2*). На вставке показано положение слоя *LT*-GaAs.

геометрическим характеристикам, параметрам систем кластеров, а также по уровню легирования прилегающих к слою *LT*-GaAs областей *p*- и *n*-типа, соответственно. Следует отметить, что в обеих структурах отсутствуют протяженные дефекты решетки.

*C-V*-характеристики *P*- и *N*-структур, измеренные на частоте 10 кГц, приведены на Рис. 4.6а. Пользуясь приближением обедненного слоя, из CVхарактеристики были рассчитаны эффективные профили распределения концентрации свободных носителей N<sub>CV</sub>-W (Рис. 4.6б). При увеличении обратного напряжения  $V_{rev}$  на *P*-структуре при температуре T=77 K наблюдается плавное уменьшение емкости структуры в диапазоне V<sub>rev</sub> = 0÷0.2 В, за которым следует резкое падение падение емкости при  $V_{rev} \approx 0.3$  В (Рис. 4.6*a*). При дальнейшем увеличении обратного напряжения ( $V_{rev} = 0.4 \div 6$ В) снова наблюдается плавное уменьшение емкости *P*-структуры. При  $V_{rev}$  > 6 В емкость *Р*-структуры практически не изменяется. Из расчета эффективного профиля распределения носителей заряда N<sub>CV</sub>-W в Pструктуре (Рис. 4.6б) видно, что участки плавного изменения емкости структуры связаны с однородным уровнем легирования *p*-GaAs буферов на уровне  $1 \div 3 \times 10^{16} \text{см}^{-3}$ . Участок резкого падения емкости при  $V_{rev} \approx 0.3$  В обусловлен наличием широкой области пространственного заряда (ОПЗ) с толщиной  $\approx 0.7$  мкм, внутри которой расположен слой *LT*-GaAs с толщиной 0.1 мкм (Рис. 4.6б). Такое распределение носителей заряда N<sub>CV</sub>-W по толщине *P*-структуры, по-видимому, связано с тем, что в слое *LT*-GaAs, содержащим кластеры As, аккумулируется большой положительный заряд, который индуцирует широкую встроенную ОПЗ. Участок резкого падения емкости *P*-структуры наблюдается когда при  $V_{rev} \approx 0.3$  В ОПЗ барьера Шоттки смыкается с ОПЗ индуцированной вокруг слоя LT-GaAs. При  $V_{rev}$  > 6 В ОПЗ барьера Шоттки упирается в сильно легированную  $p^+$ - подложку, поэтому емкость Р-структуры практически не изменяется, а на N<sub>CV</sub>-W

характеристике наблюдается рост концентрации при *W*=1.2 мкм, соответствующей суммарной толщине эпитаксиальных слоев *P*-структуры (Рис. 4.6б).

При повышении температуры до 290 К форма *C-V*-характеристики *P*структуры практически не изменяется, а вся зависимость сдвигается в область более высоких обратных напряжений (Рис. 4.6а), потому что уменьшается величина встроенного потенциала барьера Шоттки. При этом *C-V* и  $N_{CV}$ -W характеристики становятся более плавными, так как с ростом температуры увеличивается Дебаевская длина экранирования <sup>10</sup>, которая определяет разрешение *C-V* метода. Следует отметить, что концентрация свободных носителей в *p*-GaAs буферах структуры, определенная из  $N_{CV}$ -W характеристик (Рис. 4.6 б), практически не зависит от температуры, что указывает на низкую концентрацию электрически активных дефектов в этих эпитаксиальных слоях.

Следует отметить, что в отличии от *N*-структуры в случае *P*-структуры перед выращиванием первого *p*-GaAs буфера на  $p^+$ - подложку был предварительно нанесен слой GaAs, сильно легированный Ве. Как видно из эффективного профиля распределения  $N_{CV}$ -W (Рис. 4.6б) ОПЗ на границе первого буфера и  $p^+$ - подложки отсутствует, так как электрически активные дефекты на поверхности  $p^+$ - подложки нейтрализованы.

Итак, при низкой температуре *C-V*-характеристики *P*- и *N*-структур качественно подобны. Однако при T=290 К на *C-V*-характеристике *N*-структуры появляется широкое плато квазипостоянной емкости в диапазоне  $V_{rev}$  от -1.8 В до -11.5 В (Рис. 4.2а). Выше было показано, что это плато связано с эмиссией электронов, аккумулированных в слое *LT*-GaAs [6,7]. Темп эмиссии уменьшается при понижении температуры. Как можно видеть из Рис. 4.2а, эмиссия электронов из слоя *LT*-GaAs в *N*-структуре полностью подавлена при 94 К, так что плато на *C-V*-характеристике не наблюдается.

Отсутствие участка квазипостоянной емкости на *C-V*-характеристике *P*структуры не только при низкой, но и при комнатной температуре (рис.2,*a*) означает, что темп эмиссии дырок из слоя *LT*-GaAs в *P*-структуре значительно ниже темпа эмиссии электронов из слоя *LT*-GaAs в *N*структуре.

# 4.2 Моделирование C-V и N<sub>CV</sub>-W характеристик диодов Шоттки, содержащих слой LT-GaAs.

Для оценки заряда, аккумулированного в слое *LT*-GaAs, были проведено моделирование *C-V* и  $N_{CV}$ -*W* характеристик *P*- и *N*-структур при низких температурах. Модельные расчеты основаны на численном решении одномерного уравнения Пуассона методом конечных разностей. При этом предполагалось, что темп эмиссии аккумулированных носителей мал, так что концентрация электронов или дырок ( $N_Q^{LT}$ ), локализованных в слое *LT*-GaAs, не зависит от обратного напряжения  $V_{rev}$  на структуре.

Из количественного анализа *C-V* и  $N_{CV}$ -*W* характеристик *P*-структуры при *T*= 77 К (рис.4,*a* и 4,*b*) было установлено, что слое *LT*-GaAs аккумулируется заряд, соответствующий слоевой концентрации дырок  $N_Q^{LT}$ =0.8×10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>. Сравнение расчетов с экспериментальными результатами для *N*-структуры показало (рис.5,*a* и 5,*b*), что наилучшее совпадение наблюдается при  $N_Q^{LT}$ =1.0×10<sup>12</sup> см<sup>-2</sup>.

Таким образом, проведенные исследования показали, что слой LT-GaAs, содержащий кластеры мышьяка, аккумулирует электроны, если он помещен между слоями *n*-GaAs, и аккумулирует дырки, если он помещен между слоями *p*-GaAs. При этом вокруг слоя LT-GaAs происходит образование широкой области пространственного заряда. Численный анализ C-V и  $N_{CV}$ -W характеристик на основе одномерного решения уравнения Пуассона показал, что и электроны и дырки аккумулируются на локальных



Рис. 4.7: *C*-*V* (*a*) и  $N_{CV}$ -*W* (б) характеристики *N*-структуры, измеренные на частоте 10 кГц при 94 К (*1*). Модельные расчеты *C*-*V* и  $N_{CV}$ -*W* характеристик *N*-структуры проведены при *T* = 94 К и фиксированном значении плотности заряда, аккумулированного в слое *LT*-GaAs :  $N_Q^{LT}$  =  $0.8 \times 10^{12}$  см<sup>-2</sup> (2),  $N_Q^{LT}$ = $1.0 \times 10^{12}$  см<sup>-2</sup> (3) и  $N_Q^{LT}$ = $1.2 \times 10^{12}$  см<sup>-2</sup> (4). На вставке показано положение слоя *LT*-GaAs.



Рис. 4.8 : *C*-*V* (а) и  $N_{CV}$ -*W* (б) характеристики Р-структуры, измеренные на частоте 10 кГц при 77 К (1). Модельные расчеты *C*-*V* и  $N_{CV}$ -*W* характеристик Р-структуры проведены при фиксированном значении плотности заряда, аккумулированного в слое LT-GaAs :  $N_Q^{LT} =$  $6.0 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup> (2),  $N_Q^{LT} = 8.0 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup> (3) и  $N_Q^{LT} = 1.0 \times 10^{12}$  см<sup>-2</sup> (4). На вставке показано положение слоя LT-GaAs.

уровнях, расположенных несколько выше середины запрещенной зоны GaAs. Такие уровни могут быть обусловлены как точечными дефектами, так и наноразмерными кластерами. Концентрации последних ( $N_{CL} \approx 4 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup> для *N*-структуры и  $N_{CL} \approx 6 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup> для *P*-структуры), определенные методом ПЭМ, оказались близкими к концентрации аккумулированных в *LT*-GaAs носителей заряда ( $N_Q^{LT}$ =1.0×10<sup>12</sup> см<sup>-2</sup> для *N*-структуры и  $N_Q^{LT}$ =8×10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup> для *P*-структуры).

Проведенные исследования C-V-характеристик n-LT-n и p-LT-p структур с барьером Шоттки позволяют заключить, что слои LT-GaAs, содержащие наноразмерные кластеры мышьяка, аккумулируют соответственно электроны или дырки и индуцируют обширные области обеднения в прилегающих слоях nили *р*-типа. Концентрация аккумулированных основных носителей (8-10)×10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup> оказалась близкой к концентрации кластеров As в слое *LT*-GaAs. Уровни, на которых аккумулируются электроны и дырки, расположены несколько выше середины запрещенной зоны GaAs. Установлено, что при приложении обратного напряжения темп эмиссии дырок из слоя LT-GaAs в P-структуре значительно ниже темпа эмиссии электронов из слоя LT-GaAs в Nструктуре.

С помощью вольт-емкостных исследований выявлена аккумуляция электронов и дырок в слоях GaAs, содержащих кластеры мышьяка и помещенных между буферными слоями GaAs *n*- и *p*-типа. В результате аккумуляции основных носителей заряда в прилегающих буферных слоях формируются обширные области обеднения. Моделирование вольт-емкостных характеристик, основанное на численном решении уравнения Пуассона, показало, что концентрация аккумулированных зарядов составляет ~  $1 \times 10^{12}$  см<sup>-2</sup>, что сравнимо с концентрацией наноразмерных

кластеров As, определенной методом просвечивающей электронной микроскопии.

#### 4.3 Заключение к Главе 4

Методом емкостной спектроскопии исследованы свойства барьеров Шоттки Au/GaAs на структурах, в которых тонкий слой арсенида галлия, выращенный при низкой температуре (LT-GaAs) и содержащий кластеры As, был вставлен между двумя однородно легированными слоями n-GaAs и p-GaAs типа проводимости, выращенными при стандартных температурах.

Обнаружена аккумуляция основных носителей заряда в слое LT-GaAs, которая сопровождается образованием областей обеднения в прилегающих слоях GaAs.

Для оценки заряда, аккумулированного в слое *LT*-GaAs, было проведено моделирование *C*-*V* характерис-тик и профиля распределения концентрации свободных носителей  $N_{CV}$ -*W* для *P*- и *N*-структур при низких температурах. Модельные расчеты основаны на численном решении одномерного уравнения Пуассона методом конечных разностей. При этом предполагалось, что темп эмиссии аккумулированных носителей незначителен, так что концентрация электронов или дырок ( $N_Q^{LT}$ ), локализованных в слое *LT*-GaAs, не зависит от обратного напряжения  $V_{rev}$  на структуре.

Проведенные исследования *C*-*V*-характеристик *n*-*LT*-*n* и *p*-*LT*-*p* структур с барьером Шоттки позволяют заключить, что наноразмерные кластеры мышьяка, сформированные в результате высокотемпературного отжига в матрице *LT*-GaAs, ведут себя как амфотерные глубокие центры, которые захватывают электроны в n-матрице, заряжаясь отрицательно, и дырки в p-матрице, заряжаясь положительно.

## Заключение

В ходе выполнения диссертационной работы с помощью емкостной спектроскопии проведены исследования широкого круга полупроводниковых гетероструктур с квантоворазмерными слоями. Исследования объединены единым подходом, основанном на анализе емкостных характеристик полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами и квантовыми точками.

Основные результаты могут быть сформулированы следующим образом:

1. Разработана модель для численного расчета квазистатических вольт-емкостных характеристик полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами. Эта модель основана на самосогласованном решении одномерных уравнений Шредингера и Пуассона методом конечных разностей и не имеет ограничения на количество слоев в гетероструктуре.

2. Показано, что ДЛЯ минимизации искажений емкости  $C_m$ полупроводниковых гетероструктур необходимо выбирать такие условия измерения (температура и частота измерительного сигнала), в полном импедансе структуры величина С<sub>m</sub> на порядок когда превышает приведенную проводимость  $G_m/\omega$ , которая определяется вкладом от дефектов с глубокими уровнями и активных потерь, не расчетах учитываемых при модельных вольт-емкостных характеристик.

3. На примере диодов Шоттки на основе полупроводниковых гетероструктур с одиночными и повторяющимися квантовыми ямами с использованием систем InGaAs/InAlAs и GaAs/AlGaAs показано, что численное моделирование экспериментальных квазистатических вольт-емкостных характеристик этих структур на основе

самосогласованного решения дифференциальных уравнений Пуассона и Шредингера позволяет определять геометрическое положение квантоворазмерных слоев и их толщину, электронную структуру и волновые функции состояний в квантовых ямах, распределение электронной плотности по толщине структуры и разрывы зон на гетерограницах.

4. Анализ вольт-емкостных характеристик диодов Шоттки на основе полупроводниковых гетероструктур с одиночными квантовыми ямами на основе систем In<sub>0.47</sub>Ga<sub>0.53</sub>As/In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As и In<sub>0.40</sub>Ga<sub>0.60</sub>As/In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As показано, что модельные расчеты позволяет с точностью до 20 мэВ определять величину разрыва зон на гетерогранице. Данный метод позволяет определять величину разрыва зон на которые не могут иметь большую толщину из-за релаксации механических напряжений с образованием дислокаций и дефектов.

5. Установлено, что распределение концентрации свободных носителей заряда, полученное из вольт-емкостной характеристики гетероструктуры с квантовой ямой в приближении обедненного слоя, не описывает распределение плотности заряда в квантоворазмерном слое. При этом полуширина эффективного профиля распределения концентрации свободных носителей в квантовой яме сильно зависит температуры определяется ОТ И тепловым уширением края Фермиевского распределения.

6. Разработана модель для численного расчета квазистатических вольт-емкостных характеристик полупроводниковых гетероструктур, содержащих слой с квантовыми точками. Показано, что плоскость самоорганизованных КТ может быть рассмотрена как набор невзаимодействующих центров. Из-за разброса самоорганизованных КТ по размеру и составу плотность состояний в плоскости КТ может

быть представлена в виде нормального распределения. Установлено, что среднее квадратическое отклонение плотности электронных состояний массива КТ, определенное из анализа вольт-емкостных характеристик гетероструктур с КТ, согласуется с шириной линии фотолюминесценции из КТ.

7. Обнаружено, что при понижении температуры происходит «вымораживание» носителей заряда на электронных уровнях в КТ InAs/GaAs, связанное с тем, что темп эмиссии носителей заряда из КТ становится значительно меньше угловой частоты измерительного сигнала  $\omega$ . Этот эффект связан с отсутствием транспорта в плоскости КТ и является проявлением нуль-мерной природы состояний в КТ и поэтому не наблюдается в структурах с квантовыми ямами, которые характеризуются высокой проводимостью в плоскости квантовой ямы. 8. Показано, что в электрическом поле эмиссия носителей заряда из самоорганизованных квантовых точек InAs в матрицу GaAs осуществляется путем термически активированного туннелирования. Наличие стадии туннелирования в процессе эмиссии приводит к тому, что темп эмиссии электронов из квантовых точек на несколько порядков превышает темп эмиссии дырок, поскольку эффективная масса электронов значительно ниже, чем дырок.

9. Показано, что при измерении спектров полной проводимости на структурах с КТ амплитуда пика на температурной зависимости  $G(T)/\omega$  зависит от величины плотности энергетических состояний  $N_{qdG}$  в КТ в точке пересечения с квазиуровнем Ферми  $E_F$ . Поскольку точка пересечения квазиуровня Ферми  $E_F$  с плотностью состояний  $N_{qdG}$  в плоскости КТ зависит от величины обратного смещения на барьере Шоттки, то, изменяя напряжение смещения, можно определять форму плотности энергетических состояний в КТ.

10. Показано, что приложение магнитного поля до 10 Т приводит к уменьшению темпа эмиссии электронов из КТ InAs/GaAs из-за эффективного заглубления электронного уровня в КТ, вызванного формированием уровней Ландау в зоне проводимости GaAs. Этот эффект не зависит от ориентации магнитного поля относительно плоскости КТ, что связано с нуль-мерной природой квантовых состояний в КТ.

11. При T < 100 К обнаружен эффект фотофизического «выжигания дыры» в неоднородно уширенном спектре поглощения массива самоорганизованных КТ InAs/GaAs, где самоорганизованные КТ используются в качестве оптически и электрически управляемых ловушек носителей заряда. Показано, что эффект «выжигания дыры» связан с аккумуляцией дырок в КТ. При этом в спектре поглощения КТ появляется дополнительный пик, связанный с образованием положительно заряженного триона ( $X^+$ ).

12. С помощью моделирования вольт-емкостных характеристик, основанного на численном решении уравнения Пуассона, показано, что наноразмерные кластеры мышьяка, сформированные в результате высокотемпературного отжига в матрице *LT*-GaAs, ведут себя как амфотерные глубокие центры, которые захватывают электроны в п-матрице, заряжаясь отрицательно, и дырки в р-матрице, заряжаясь положительно.

Таким образом, в ходе проведенного исследования был разработан комплекс методов емкостной спектроскопии для исследования фундаментальных свойств квантоворазмерных состояний в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами и квантовыми точками.

## Благодарности

В заключение считаю своим приятным долгом поблагодарить за дружескую поддержку и помощь своих коллег, сотрудников лаборатории «Диагностики материалов и структур твердотельной электроники» и других лабораторий Центра Физики Наногетероструктур Физико-Технического института им. А.Ф. Иоффе.

Выражаю искреннюю признательность д.ф.-м.н. проф. С.Г.Конникову, член-корр. РАН проф. Н.Н.Леденцову и д.ф.-м.н. В.В. Чалдышеву, которые инициировали работы по применению емкостных методов для исследования низкоразмерных гетероструктур с квантовыми ямами и квантовыми точками.

Отдельную благодарность хочу выразить д.ф.-м.н. проф. А.А. Гуткину за постоянно ощутимый интерес к работе и неоценимую помощь.

Я также благодарен д.ф.-м.н. проф. П.С. Копьеву, член-корр. РАН проф. В.М. Устинову, д.ф.-м.н. проф. А.Е.Жукову, к.ф.-м.н. Н.А. Берту, к.ф.м.н. А.Ю. Егорову, к.ф.-м.н. М.В. Максимову, к.ф.-м.н. А.Ф. Цацульникову, д.ф.-м.н. В.К. Калевичу, Р.В. Золотаревой, О.И. Симчук и многим другим сотрудникам ФТИ.

#### Список публикаций, включенных в диссертацию

- P.N.Brounkov, S.G.Konnikov, T.Benyattou, G.Guillot // Capacitancevoltage characterization of subband levels in quantum wells. *Abstracts of Invited Lectures and Contributed Papers of The 3<sup>rd</sup> International Symposium on Nanostructures : Physics and Technology*, June 26-30, St-Petersburg, Russia, p.94-96 (1995).
- P.N.Brounkov, S.G.Konnikov, T.Benyattou, G.Guillot // Characterization of subband levels in quantum well using capacitance-voltage technique. *Abstracts of 2nd Intern. Confer. on Physics of Low-Dimensional Structures*, Dubna, Russia, p.65 (1995). Опубликовано в P.N.Brounkov, S.G.Konnikov, T.Benyattou, G.Guillot // Characterization of subband levels in quantum well using capacitance-voltage technique. *Phys. Low-Dim. Struct.* 10/11, p.197-207 (1995).
- P.N.Brounkov, T. Benyattou, G. Guillot, S.A.Clark // Admittance spectroscopy of InAlAs/InGaAs single-quantum-well structure with high concentration of electron traps in InAlAs layers. *J.Appl.Phys.*, 77, p.240-243 (1995).
- П.Н.Брунков, С.Г.Конников, В.М.Устинов, А.Е.Жуков, А.Ю.Егоров, М.В.Максимов, Н.Н.Леденцов, П.С.Копьев // Емкостная спектроскопия электронных уровней в квантовых точках InAs в матрице GaAs ФТП, **30**, *с*.924-933, (1996).
- 5. П.Н.Брунков, С.Г.Конников, В.М.Устинов, А.Е Жуков, А.Ю.Егоров, М.В.Максимов, Н.Н.Леденцов, П.С.Копьев "Емкостная спектроскопия электронных уровней в квантовых точках InAs в матрице GaAs ", *Материалы II Российской конференции по физике полупроводников*, Зеленогорск, 26 февраля –1 марта, Т.1, стр.81 (1996).
- P.N.Brounkov, T. Benyattou, G. Guillot // Simulations of the capacitance-voltage characteristics of a single-quantum-well structure based on the self-consistent solution of the Schrödinger and Poisson equations. *J.Appl.Phys.*, **80**, p. 864-871 (1996).
- P.N. Brounkov, A.A. Suvorova, M.V. Maximov, A.F. Tsatsul'nikov, A.E. Zhukov, A.Yu.Egorov, A.R. Kovsh, S.G. Konnikov, T. Ihn, S.T. Stoddart, L. Eaves, P.C. Main // Electron escape from self-assembled InAs/GaAs quantum dot stacks, *Physica B: Physics Of Condensed Matter* 249-251(1-4) pp. 267-270 (1998).
- P.N.Brounkov, A.Polimeni, S.T.Stoddart, M.Henini, L.Eaves, P.C.Main, A.R.Kovsh, Yu.G.Musikhin, S.G.Konnikov // Electronic structure of selfassembled InAs quantum dots in GaAs matrix. *Appl.Phys.Lett.* 73(8), p.1092-1094 (1998)
- П.Н. Брунков, А.А. Суворова, Н.А. Берт, А.Р. Ковш, А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров, В.М. Устинов, А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев, С.Г. Конников, Л. Ивс, П.С. Майн // Вольтъемкостное профилирование барьеров Шоттки Au / n-GaAs, содержащих слой самоорганизованных квантовых точек InAs. ФТП, 32(10), с.1229-1234, (1998).
- 10.П.Н. Брунков, В.В. Чалдышев, Н.А. Берт, А.А. Суворова, С.Г. Конников, А.В. Черниговский, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Б.Р. Семягин // Аккумуляция электронов в слоях GaAs, выращенных при низкой температуре и содержащих кластеры мышьяка. ФТП, 32(10) с.1170-1174, (1998).
- 11.P. N. Brounkov, V. V. Chaldyshev, A. A. Suvorova, N. A. Bert, S. G. Konnikov, A. V. Chernigovskii, V. V. Preobrazhenskii, M. A. Putyato, and

B. R. Semyagin .// Bistability of charge accumulated in low-temperaturegrown GaAs. *Appl.Phys.Lett.* **73(19)**, p.2796-2798 (1998).

- 12.M.V. Maximov, N.N. Ledentsov, A.F. Tsatsul'nikov, V.M. Ustinov, A.V. Sakharov, B.V. Volovik, I.L. Krestnikov, Zhao Zhen, P.N.Brounkov, S.G.Konnikov, P.S. Kop'ev, M.V. Belousov, V. Turk, D. Bimberg "Optical studies of modulation doped InAs/GaAs quantum dots" *Microelectronic Engineering* 43-44 p.71-77 (1998).
- 13.M. Henini, P. N. Brounkov, A. Polimeni, S. T. Stoddart, P. C. Main, L. Eaves, A. R. Kovsh, Yu. G. Musikhin and S. G. Konnikov; "Electron and hole levels of InAs quantum dots in GaAs matrix", *Superlattices & Microstructures* 25(1/2), p.105-111 (1999).
- 14.P. N. Brunkov, A. R. Kovsh, V. M. Ustinov, Yu. G. Musikhin, N. N. Ledentsov, S. G. Konnikov, A. Polimeni, A. Patanè, P. C. Main, L. Eaves, C. M. A. Kapteyn, "Emission of electrons from the ground and first excited states of self-organized InAs/GaAs quantum dot structures", *Journal of Electronic Materials* 28(5), p.486-491 (1999).
- 15.C. M. A. Kapteyn, M. Lion, R. Heitz, D. Bimberg, P. N. Brunkov, B. V. Volovik, S. G. Konnikov, A. R. Kovsh, and V. M. Ustinov, 'Hole and electron emission from InAs quantum dots'. *Appl. Phys. Lett.* **76**(**12**), p.1573-1575 (2000).
- 16.A. Patanè, A. Polimeni, L. Eaves, P. C. Main, M. Henini, Yu. Y. Dubrovskii, A. E. Belyaev, P.N. Brounkov, E.E. Vdovin, Yu. N. Khanin, and G. Hill 'Resonant tunnelling and photoluminescence spectroscopy in quantum wells containing self-assembled quantum dots' *J. Appl. Phys.* 88(4), p.2005-2012 (2000).

- 17.A. Patanè, A. Polimeni, L. Eaves, P. C. Main, M. Henini, A. E. Belyaev, Yu. V. Dubrovskii, P. N. Brounkov, E. E. Vdovin, Yu. N. Khanin, G. Hill Modulation of the luminescence spectra of InAs self-assembled quantum dots by resonant tunneling through a quantum well, *Phys.Rev.B* 62(20), pp. 13595-13598 (2000).
- 18.П.Н. Брунков, В.В.Чалдышев, А.В. Черниговский, А.А, Суворова, Н.А.Берт, С.Г.Конников, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Б.Р. Семягин // Аккумуляция основных носителей заряда в слоях GaAs, содержащих кластеры мышьяка. ФТП, **34(9)** с.1109-1113, (2000).
- 19.C. M. A. Kapteyn, M. Lion, R. Heitz, D. Bimberg, P. Brunkov, B. Volovik, S. G. Konnikov, A. R. Kovsh, V. M. Ustinov "Time-Resolved Capacitance Spectroscopy of Hole and Electron Levels in InAs/GaAs Quantum Dots" *Physica Status Solidi* (b) V. 224(1), pp.57–60 (2001).
- 20.Yu V Dubrovskii, E E Vdovin, A Patané, P N Brounkov, I A Larkin, L Eaves, P C Main, D K Maude, J-C Portal, D Yu Ivanov, Yu N Khanin, V V Sirotkin, A Levin, M Henini and G Hill "Probing the electronic properties of disordered two-dimensional systems by means of resonant tunnelling" *Nanotechnology* V.12(4), pp. 491-495 (2001).
- 21.P. N. Brunkov, A. Patanè, A. Levin, L. Eaves, and P. C. Main, Yu. G. Musikhin, B. V. Volovik, A. E. Zhukov, V. M. Ustinov, and S. G. Konnikov "Photocurrent and capacitance spectroscopy of Schottky barrier structures incorporating InAs/GaAs quantum dots" *Phys.Rev.B* 65(8), 085326 (2002).
- 22.П.Н.Брунков, A.Levin, Ю.Г.Мусихин, А.Е. Жуков, В.М.Устинов, С.Г.Конников,, Т. Warming, F. Guffarth, С.М.А. Kapteyn, R.Heitz, D. Bimberg, A.Patanè, L.Eaves, P.C.Main, M.Henini, G.Hill "Исследование

спектрального гашения в спектрах поглощения самоорганизованных квантовых точек InGaAs/GaAs" Известия Академии Наук (сер. физическая), **67(2)**, с. 198-200 (2003).

- 23.P.N.Brounkov, N.N.Faleev, A.A.Suvorova, S.G.Konnikov, V.M.Ustinov, A.E.Zhukov, A.Yu.Egorov, V.M.Maximov, A.F.Tsatsul'nikov, N.N.Ledentsov, P.S. Kop'ev // Capacitance spectroscopy of electron energy levels in self-organized InAs/GaAs quantum dots. *Abstracts of Invited Lectures and Contributed Papers of The 4<sup>th</sup> International Symposium on Nanostructures : Physics and technology*, June 26-30, St-Petersburg, Russia, p.263-266 (1996).
- 24.P.N. Brounkov, N.N.Faleev, Yu.G.Musikhin, A.A.Suvorova, S.G.Konnikov, A.F.Tsatsul'nikov, V.M.Maximov, A.Yu.Egorov, A.E.Zhukov, V.M.Ustinov, N.N.Ledentsov, P.S. Kop'ev, Zh.I.Alferov, D.Bimberg // Characterization of electron and hole energy levels in self-organized InAs/GaAs quantum dots. *Abstracts of 9th Intern. Conf. on Superlattices, Microstructures and Microdevices*, Liege, Belgium (1996).
- 25. P.N. Brounkov. N.N.Faleev. Yu.G.Musikhin, A.A.Suvorova, V.M.Maximov, S.G.Konnikov, A.F.Tsatsul'nikov, A.Yu.Egorov, A.E.Zhukov, V.M.Ustinov, P.S.Kop'ev // Capacitance-voltage characterization of electron and hole energy levels in InAs/GaAs quantum dots grown by MBE. in The Physics of Semiconductors (23rd ICPS) ed.M.Scheffler and R.Zimmerman V.2 p.1361-1364 (World Scientific, Singapore, 1996)
- 26.P. N. Brounkov, A. A. Suvorova, M. V. Maximov, A. F. Tsatsul'nikov, A. E. Zhukov, A. Yu. Egorov, A. R. Kovsh, S. G. Konnikov, T. Ihn, S. T. Stoddart, L. Eaves and P. C. Main; "Freezing of electrons in InAs/GaAs VECQDs at low temperatures", *Proceedings of The 5<sup>th</sup> International*

*Symposium on Nanostructures : Physics and Technology*, June, 1997, St-Petersburg, Russia, (Ioffe Institute, St-Petersburg, 1997), 236-239 (1997).

- 27.P.N. Brounkov, N.N.Faleev, Yu.G.Musikhin, A.A.Suvorova, A.F.Tsatsul'nikov, V.M.Maximov, A.Yu.Egorov, A.E.Zhukov, V.M.Ustinov, P.S.Kop'ev, S.G. Konnikov // New method for quantitative characterization of ordered QD arrays. in Compound Semiconductors 1996 (Institute of Physics Conference Series 155) ed.by M S Shur and R A Suris *Proceedings of the Twenty-Third International Symposium on Compound Semiconductors held in St Petersburg, Russia, 23-27 September 1996* (IOP, Bristol 1997) pp.841-846.
- 28.V.V. Chaldyshev, P.N. Brounkov, A.A. Suvorova, S.G. Konnikov, V.V. Preobrazhenskii, M.A. Putyato and B.R. Semyagin // Capacitance Spectroscopy of Thin GaAs Layers Grown by Molecular Beam Epitaxy at Low Temperatures in *Gettering and Defect Engineering in Semiconductor Technology: GADEST '97* Eds. C. Claeys, J. Vanhellemont, H. Richter and M. Kittler *Solid State Phenomena* Vols. 57-58, pp.495-500 (Trans Tech Publications, North-Holland 1997).
- 29.P.N. Brounkov, A.A. Suvorova, A.E.Zhukov, A.Yu.Egorov, A.R. Kovsh, V.M.Ustinov, S.G. Konnikov, S.T.Stoddart, L.Eaves, and P.C.Main // Admittance spectroscopy of Schottky barrier structures with self-assembled InAs/GaAs quantum dots. *Proceedings of the 6<sup>th</sup> International Symposium on Nanostructures : Physics and Technology*, June 22-26, 1998, St-Petersburg, Russia, (Ioffe Institute, St-Petersburg, 1998) pp.424-427.
- 30.П.Н.Брунков, А.А.Суворова, В.М.Устинов, А.Е Жуков, А.Ю.Егоров, М.В.Максимов, А.Р.Ковш, А.Ф.Цацульников, С.Г.Конников, Т. Ihn, S. T. Stoddart, L. Eaves, and P. C. Main, "Механим эмиссии электронов из

квантовых точек InAs/GaAs", *Материалы III Российской конференции* по физике полупроводников, Москва, 1-5 декабря, стр.142 (1997).

- 31.P. N. Brounkov, T. Ihn, S. T. Stoddart, L. Eaves, P. C. Main, A. A. Suvorova, A. E. Zhukov, A. Yu. Egorov, A. R. Kovsh, S. G. Konnikov, "Magnetocapacitance of Schottky barrier structures with self-assembled InAs/GaAs quantum dots", *Abstracts of Condensed Matter and Materials Physics Conference*, Exeter, UK, 17-19 December, p.136, (1997).
- 32.P.N. Brounkov, A.A. Suvorova, A.R. Kovsh, V. M. Ustinov, S. G. Konnikov, L. Eaves, P. C. Main 'Investigation of dynamic properties of self-assembled InAs/GaAs quantum dots' in *Technical Program and Abstracts of the 40th Electronic Materials Conference* p.61, (1998).
- 33.P.N. Brunkov, A.R. Kovsh, V.M.Ustinov, Yu.G. Musikhin, S.G. Konnikov, M. Henini, A. Polimeni, S.T.Stoddart, P.C.Main, L.Eaves; "Electron capture and emission dynamics in self-assembled InAs/GaAs quantum dot structures", *Proc. 24th International Conference on the Physics of Semiconductors (24th ICPS)*, Jerusalem, Israel, August 1998. in The Physics of Semiconductors ed. D. Gershoni (World Scientific, Singapore, 1999).
- 34.P.N. Brunkov, A.R. Kovsh, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, V.M.Ustinov, S.G. Konnikov, L.Eaves, P.C.Main ;"Electronic structure of self-assembled InAs quantum dots in a GaAs matrix", Proc. 24th International Conference on the Physics of Semiconductors (24th ICPS), Jerusalem, Israel, August 1998. in The Physics of Semiconductors ed. D. Gershoni (World Scientific, Singapore, 1999).
- 35. P. N. Brunkov, A. Patanè, A. Levin, A. Polimeni, L. Eaves, P. C. Main, Yu. G. Musikhin, A. R. Kovsh, V. M. Ustinov, and S. G. Konnikov. 'Electronic structure of stacked self-organized InAs/GaAs quantum dots'. *Proceedings*

of 7<sup>th</sup> International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology, June 14-18, 1999, St-Petersburg, Russia, (Ioffe Institute, St-Petersburg, 1999) pp.232-235.

- 36.П.Н.Брунков, А.А.Суворова, Ю.Г.Мусихин, А.Р.Ковш, В.М.Устинов, С.Г.Конников, А.Levin, А.Patanè, А.Polimeni, Р.С.Main, L.Eaves 'Исследование электронной структуры вертикально-связанных квантовых точек InAs/GaAs' *Материалы IV Российской конференции по физике полупроводников*, Новосибирск, 25-29 октября (1999) стр.212.
- 37.A. Patanè, A. Polimeni, Yu. V. Dubrovskii, P. N. Brounkov, A. E. Belyaev, R. K. Marshall, L. Eaves, P. C. Main, M. Henini, G. Hill "How is resonant tunnelling affected by self-assembled quantum dots?" in Compound Semiconductors 1996 (Institute of Physics Conference Series 166) ed.by K Ploog, G Weimann, G Traenkle *Proceedings of the 26<sup>th</sup> International Symposium on Compound Semiconductors held in Berlin, Germany, 23-26 August 1999* (IOP, Bristol 2000) pp.131-134.
- 38.P. N. Brunkov, V. V. Chaldyshev, A. V. Chernigovskii, A. A. Suvorova, N. A. Bert, S. G. Konnikov, V. V. Preobrazhenskii, M. A. Putyato, B. R. Semyagin "Carrier accumulation due to insertion of nanoscale As clusters into n- and p-type GaAs" *Proceedings of 8<sup>th</sup> International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology*, June 19-23, 2000, St-Petersburg, Russia, (Ioffe Institute, St-Petersburg, 2000) pp.291-294.
- 39.C. M. A. Kapteyn, M. Lion, R. Heitz, D. Bimberg, P. N. Brunkov, B. V. Volovik, S. G. Konnikov, A. R. Kovsh, V. M. Ustinov "Comparison of hole and electron emission from InAs quantum dots" *Proceedings of 8<sup>th</sup> International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology*,

June 19-23, 2000, St-Petersburg, Russia, (Ioffe Institute, St-Petersburg, 2000) pp.375-378.

- 40.P.N. Brunkov, A.Patanè, A.Levin, L.Eaves, P.C.Main, Yu.G.Musikhin, B.V.Volovik, A.E.Zhukov, V.M.Ustinov, S.G. Konnikov "Modulation of the optical absorption in self-organized InAs/GaAs quantum dots". *Proceedings of 9<sup>th</sup> International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology*, June 18-22, 2001, St-Petersburg, Russia, (Ioffe Institute, St-Petersburg, 2001) pp.320-323.
- 41. Yu. V. Dubrovskii, A. Patanè, P. N. Brounkov, E. E. Vdovin, I.A. Larkin, L. Eaves, P. C. Main, D.K.Maude, J.-C. Portal, D.Yu. Ivanov, Yu.N. Khanin, V.V Sirotkin, A. Levin, M. Henini, G. Hill "Magneto-tunneling spectroscopy of localised and extended states in a quantum well containing quantum dots" *Proceedings of 9<sup>th</sup> International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology*, June 18-22, 2001, St-Petersburg, Russia, (Ioffe Institute, St-Petersburg, 2001) pp.206-209.
- 42.П.Н.Брунков, А. Patane, А.Levin, Ю.Г.Мусихин, А.Е. Жуков,
  В.М.Устинов, С.Г.Конников, Р.С.Маіп, L.Eaves, "Модуляция оптического поглощения в слое квантовых точек InAs/GaAs".
  Материалы V Российской конференции по физике полупроводников,
  Н.-Новгород, 10-14 сентября (2001) стр.212.
- 43.V. V. Chaldyshev, P. N. Brunkov, A. V. Chernigovskii, A. Moiseenko, N. A. Bert, S. G. Konnikov, V. V. Preobrazhenskii, M. A. Putyato, B. R. Semyagin "Capacitance spectroscopy of n-i-n and p-i-p GaAs sandwich structures with nanoscale As clusters in the i-layers" Abstract Book of *The* 3<sup>rd</sup> Symposium on nonstoichiometric III-V compounds 8<sup>th</sup>-10<sup>th</sup> October 2001 Erlangen (Germany) p.54.

- 44.V.V. Chaldyshev, P.N. Brunkov, A. V. Chernigovskii, A. Moiseenko, N.A Bert, S. G. Konnikov, V. V. Preobrazhenskii, M. A. Putyato, and B. R. Semyagin, Capacitance Spectroscopy of n-i-n and p-i-p GaAs Sandwich Structures with Nanoscale As Clusters in the i-Layers. 2001 MRS Fall Meeting, Boston (USA) November 26-30, 2001.
- 45.C. M. A. Kapteyn, M. Lion, R. Heitz, D. Bimberg, P. Brunkov, B. Volovik, S. G. Konnikov, A. R. Kovsh, V. M. Ustinov 'Carrier escape and level structure of InAs/GaAs quantum dots' in *The Proceedings of The 25th International Conference on the Physics of Semiconductors* (ICPS25), September 17-22, 2000,Osaka, Japan, pp.1045-1046 eds. N.Miura, T.Ando, Springer 2001.
- 46.P. N. Brunkov, A. Patane, A. Levin, L. Eaves, P. C. Main, Yu. G. Musikhin,
  B. V. Volovik, A. E. Zhukov, V. M. Ustinov, and S. G. Konnikov "Escape of carriers photoexcited in self-organized InAs/GaAs quantum dots". *Proceedings of 10<sup>th</sup> International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology*, June 17-21, 2002, St-Petersburg, Russia, (Ioffe Institute, St-Petersburg, 2002) pp.275-278.
- 47.П.Н.Брунков, А.Levin, Ю.Г.Мусихин, А.Е. Жуков, В.М.Устинов, С.Г.Конников, Т. Warming, F. Guffarth, С.М.А. Kapteyn, R.Heitz, D. Bimberg, A.Patanè, L.Eaves, P.C.Main, M.Henini, G.Hill "Исследование спектрального гашения в спектрах поглощения самоорганизованных InGaAs/GaAs" квантовых точек Материалы совещания no Нанофотонике, Н.-Новогород, 11-14 Марта 2002, c.212 (опубликовано в П.Н.Брунков, А.Levin, Ю.Г.Мусихин, А.Е. Жуков, В.М.Устинов, С.Г.Конников, Т. Warming, F. Guffarth, С.М.А. Kapteyn, R.Heitz, D. Bimberg, A.Patanè, L.Eaves, P.C.Main, M.Henini, G.Hill "Исследование спектрального гашения в спектрах поглощения

самоорганизованных квантовых точек InGaAs/GaAs" Известия Академии Наук (сер. физическая) 67(2), стр.198-200 (2003)).

- 48.N. Brunkov, A. Patane, A. Levin, L. Eaves, P. C. Main, Yu. G. Musikhin, B. V. Volovik, A. E. Zhukov, V. M. Ustinov, and S. G. Konnikov "Escape of carriers photoexcited in self-organized InAs/GaAs quantum dots". *Proceedings of 10<sup>th</sup> International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology*, June 17-21, 2002, St-Petersburg, Russia, (Ioffe Institute, St-Petersburg, 2002) pp.275-278.
- 49.P.N. Brunkov, Yu.G. Musikhin, A.E. Zhukov, V. M. Ustinov, S. G. Konnikov, T. Warming, F. Guffarth, C. Kapteyn, R. Heitz, D. Bimberg A.Patanè, M.Henini, L.Eaves, P.C.Main, G.Hill "Modulation of the optical absorption of self-organized (InGa)As/GaAs quantum dots", *Proceedings of the 26th International Conference on the Physics of Semiconductors* (26th ICPS), Edinburgh, 29 July –2 August 2002, Edinburgh,UK. *IOP Conference Series*, **171**, Edited by: A.R. Long and J.H. Davies, (2003), H150.
- 50.П.Н.Брунков, С.Г.Конников, Т. Warming, F. Guffarth, С.М.А. Карteyn, R.Heitz, D. Bimberg, Модификация поглощения самоорганизованных квантовых точек InAs/GaAs в узком спектральном диапазоне., *Материалы совещания по Нанофотонике* Н.-Новогород, 17-20 Марта 2003, с.355-358. (опубликовано в Т Warming, П.Н.Брунков, А.Е. Жуков, В.М.Устинов, С.Г.Конников, F. Guffarth, С.М.А. Карteyn, R.Heitz, D. Bimberg, "Модификация поглощения самоорганизованных квантовых точек InAs/GaAs в узком спектральном диапазоне" Известия Академии Наук (сер. физическая) 68(1), стр.48-50 (2004)).
- 51.V.K. Kalevich, M. Ikezawa, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, P.N. Brunkov, Y. Masumoto, Optical spin polarization in negatively charged InAs self-

assembled quantum dots under applied electric field., The Book of Abstracts of The 2nd International International Conference on Semiconductor Quantum Dots (QD2002), Tokyo, Japan, 30 September 30– 3 October 2002. (опубликовано в V.K. Kalevich, M. Ikezawa, T. Okuno, A.Yu.Shiryaev, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, P.N.Brunkov, Y. Masumoto, Optical spin polarization in negatively charged InAs self-assembled quantum dots under applied electric field., *Physica Status Solidi* (b) **238**, p.250–253 (2003).

- 52.T. Warming, F. Guffarth, R. Heitz , D. Bimberg, P. Brunkov, V.M. Ustinov, Accumulated spectral hole burning for self-organized quantum dots., *The 13th International Conference on Nonequilibrium Carrier Dynamics in Semiconductors* (HCIS-13) Modena Italy, July 28 August 1, 2003. (опубликовано в Т. Warming, F. Guffarth, R. Heitz, C. Kapteyn, P. Brunkov, V. M. Ustinov, D. Bimberg "Wavelength selective charge accumulation in self-organized InAs/GaAs quantum dots" Semicond. Sci. Technol. 19, S51–S53 (2004)).
- 53.G.K Rasulova, M.V.Golubkov, P.N.Brunkov, A.E.Zhukov, V.M.Ustinov, Yu.Musikhin, S.G.Konnikov, Self-sustained oscillations in weakly-coupled GaAs/AlGaAs superlattices., *The 13th International Conference on Nonequilibrium Carrier Dynamics in Semiconductors* (HCIS-13) Modena
  – Italy, July 28 – August 1, 2003. (опубликовано в G.K. Rasulova, M. V. Golubkov, A. V. Leonov, P. N. Brunkov, A. E. Zhukov, V. M. Ustinov, S. O. Usov, S. G. Konnikov "Self-sustained oscillations in weakly coupled GaAs/AlGaAs superlattices" Semicond. Sci. Technol. 19, S77–S79 (2004)).
- 54.V. Kalevich, M. Ikezawa, T. Okuno, A. Shiryaev, K. Kavokin, P. Brunkov, E. Zhukov, V. Ustinov, Y. Masumoto, Optical spin polarization of holes in negatively charged InAs/GaAs self-assembled quantum dots., *The 11th*

International Conference on Modulated Semiconductor Structures (MSS11), Nara, Japan (July, 2003). (опубликовано в V.K. Kalevich, M. Ikezawa, T. Okuno, K.V. Kavokin, A.Yu. Shiryaev, P.N.Brunkov, A.E. Zhukov, V.M.Ustinov, and Y. Masumoto "Optical spin polarization of holes in negatively charged InAs/GaAs self-assembled quantum Dots" Physica E 21, p.1018-1021 (2004)).

- 55.R. Heitz, T. Warming, F. Guffarth, P. Brunkov, V. Ustinov, D. Bimberg, Accumulated spectral hole burning for self-organized quantum dots., *The 11th International Conference on Modulated Semiconductor Structures* (MSS11), Nara, Japan (July 2003). (опубликовано в R. Heitz, T. Warming, F. Guffarth, C. Kapteyn, P. Brunkov, V. M. Ustinov and D. Bimberg "Spectral hole burning in self-organized quantum dots" Physica E 21, p.215-218 (2004)).
- 56.T. Warming, P. N. Brunkov, F. Guffarth, C. Kapteyn, R. Heitz, D. Bimberg, Yu. G. Musikhin, A. E. Zhukov, V. M. Ustinov and S. G. Konnikov Spectral hole burning in the absorption spectrum of self-organized InAs/GaAs quantum dots., *Proceedings of 11<sup>th</sup> International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology*, June 23–28, 2003, St-Petersburg, Russia, (Ioffe Institute, St-Petersburg, 2003) pp.356-357.
- 57.П. Н. Брунков, Т. Warming, А. Е. Жуков, В. М. Устинов, С. Г. Конников, F. Guffarth, С. Kapteyn, R. Heitz, D. Bimberg "Выжигание спектральной дыры в спектре поглощения самоорганизованных квантовых точек InAs/GaAs". *Материалы VI Российской конференции по физике полупроводников*, С.-Петербург, 26-31 октября (2003).
- 58. P. N. Brunkov, E. V. Monakhov, A. Yu. Kuznetsov, A. A. Gutkin, A. V. Bobyl, Yu. G. Musikhin, A. E. Zhukov, V. M. Ustinov, and S. G. Konnikov

"Capacitance spectroscopy study of InAs quantum dots and dislocations in p-GaAs matrix" Proc. of the 27th International Conf. on Phys. of Semicond.AIP Conference Proceedings - June 30, 2005 - Volume 772, Issue 1, pp. 789-790.

59.V. K. Kalevich, I. A. Merkulov, A. Yu. Shiryaev, K. V. Kavokin, M. Ikezawa, T. Okuno, P. N. Brunkov, A. E. Zhukov, V. M. Ustinov, and Y. Masumoto, Optical spin polarization and exchange interaction in doubly charged InAs self-assembled quantum dots, Phys. Rev. B 72, 045325 (2005).

## Список цитированной литературы

<sup>1</sup> Ж.И. Алферов, Нобелевская лекция по физике 2000 // Успехи Физ. Наук, 2002, т.172, с.1068-1086.

<sup>2</sup> Г. Крёмер, Нобелевская лекция по физике 2000 // Успехи Физ. Наук, 2002, т.172, с.1091-110.

<sup>3</sup> Shockley W., The theory of p-n junctions in semiconductors and p-n junction transistors., Bell System Techn. J. V.28, 435 (1949).

<sup>4</sup> Gummel H.K., Scharfetter D.L. Depletion-layer capacitance of p<sup>+</sup>-n step junction. J.Appl.Phys. V.38(5) (1967), p.2148-2153.

<sup>5</sup> Kennedy D.P., Murley P.C., Kleinfelder W. On the measurements of impurity atom distributions in silicon by the differential capacitance technique. IBM J.Res. Develop. –1968. –Vol.12, N9 – p.399-409.

<sup>6</sup> Берман Л.С. Емкостные методы исследования полупроводников. – Л.: "Наука", 1972.-104 с.

<sup>7</sup> Johnson W. C., Panousis P.T. The influence of Debay Length on the C-V measurements of doping profile. IEEE Trans. Electron Dev. Vol.18 N10 p.965-973.

<sup>8</sup> Kroemer H., Chien W.-Y. On the theory of Debye averaging in the C-V profiling of semiconductors. Solid-State Electronics (1981) V.24, pp.655-660

<sup>9</sup> Дж.Блейкмор. Физика твердого тела. М: Мир, 1988.

<sup>10</sup> С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. В 2-х книгах. Перев. с англ. 2-ое перераб. и доп. издание.- М: Мир, 1984.

<sup>11</sup> Vandervorst W., Clarysse T., On the determination of dopant/carrier distributions J.Vac.Sci.Technol.B **10**, p.302-314 (1992).

<sup>12</sup> H. Kroemer, W.Y. Chien, J.C. Harris, JR., and D.D. Edwall, Measurements of isotype heterosjunction barriers by C-V profiling. Appl.Phys.Lett. **36(4)**, 295-297 (1980). <sup>13</sup> R.People, K.W.Wecht, K. Alavi, and A.Y. Cho, Measurement of the conduction-band discontinuity of molecular beam epitaxial grown  $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ , N-n heterojunction by C-V profiling. Appl.Phys.Lett. **43(1)**, 118-120 (1983).

<sup>14</sup> Forrest S.R., Kim O.K. Deep levels in In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As/InP heterostructures.
 J.Appl.Phys. **53(8)**, (1982) p.5738-5745.

<sup>15</sup> J.H. Zhao, A.Z. Li, T.E. Schlesinger, and A.G. Milnes. On the carrier profiling of GaAsSb/GaAs heterostructures , J. Electron.Mater. **17** , 255 (1988).

<sup>16</sup> Константинов О.В., Львова Т.В., Панахов М.М. «Моттовское» плато на вольт-емкостной характеристике диода Шоттки с гетеропереходом. ФТП **23**, 1283 (1989).

<sup>17</sup> X. Letartre, D. Stievenard, and E. Barbier, Accurate determination of the conduction-band offset of a sindle quantum well using deep level transient spectroscopy. J.Appl.Phys. **58**, 1047 (1991).

<sup>18</sup> Алешкин В.Я., Демидов Е.В., Звонков Б.Н., Мурель А.В., Романов Ю.А. Исследование квантовых ям С-V методом. ФТП **25**, 1047 (1991).

<sup>19</sup> K.Kreher. Capacitance-voltage characteristics of a quantum well within a Schottky layer, Phys. Status Solidi A **135**, 597 (1993).

<sup>20</sup> Tittelbach-Helmrich K. Simulation of capacitance-voltage profiles for the analysis of measurements at a p-type Si-SiGe-Si single quantum well. Semicond.Sci.Technol. **8**, 1372 (1993).

<sup>21</sup> Бычковский Д.Н., Вороноцова Т.П., Константинов О.В. Контактный потенциал квантовой ямы в полупроводниковой структуре ФТП **26**, 2118 (1992).

 $^{22}$  Whiteaway J.E.A. Simulation and measurements of C/V doping profiles in multilayer structures, IEE Proc. **130 pt I**, 165 (1983).

<sup>23</sup> Lang D.V., Sergent A.M., Panish M.B., Temkin H. Direct observation of effective mass filtering in InGaAs/InP superlattices. Appl.Phys.Lett. **49**, 812 (1986).

<sup>24</sup> Алешкин В.Я., Звонков Б.Н., Линькова Е.Р., Мурель А.В., Романов Ю.А. Вольт-фарадные характеристики сверхрешеток ФТП **27**, 931 (1993).

<sup>25</sup> Бычковский Д.Н., Константинов О.В. Теория контактного поля в барьерной структуре металл-полупроводниковая сверхрешетка ФТП **28**, 1257 (1994).

<sup>26</sup> Schubert E.F., Kopf R.F., Kuo J.M., Luftman H.S., Garbinski P.A. Spatial resolution of the capacitance-voltage profiling technique on semiconductors with quantum confinement. Appl.Phys. Lett. **57**, 497 (1990).

<sup>27</sup> Schubert E.F., Kuo J.M., Kopf R.F. Theory and experiment of capacitance/voltage profiling on semiconductors with quantum-confinement J.Electron.Mater. **19**, p.521-531 (1990).

<sup>28</sup> E. F. Schubert, Delta doping of III–V compound semiconductors: Fundamentals and device applications, J. of Vac. Sci. Technol. A **8**, 2980 (1990).

<sup>29</sup> D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, C. A. Burrus, Band-Edge Electroabsorption in Quantum Well Structures: The Quantum-Confined Stark Effect, Phys. Rev. Lett. **53**, 2173 (1984).

<sup>30</sup> J. A. Appelbaum, G.A. Baraff, Effect of Magnetic Field on the Energy of Surface Bound States, Phys. Rev. B **4**, 1235 (1971).

<sup>31</sup> F. Stern, Self-Consistent Results for n-Type Si Inversion Layers, Phys. Rev. B **5**, 4891 (1972).

<sup>32</sup> T. Ando, Self-Consistent Results for a GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As Heterojunction.
I. Subband Structure and Light-Scattering Spectra J. Phys. Soc. Jpn. 51, 3893 (1982).

<sup>33</sup> Ando T., Fowler A. B. and Stern F. Electronic properties of twodimensional systems -. Reviews of Modern Physics, vol. **54**, 437 (1982).

 $^{34}$  F. Stern and S. Das Sarma, Electron energy levels in GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As heterojunctions., Phys Rev. B **30**, 840 (1984).

<sup>35</sup> Л.Д. Ландау, Е.М.Лифшиц, Квантовая механика (релятивисткая теория)., Москва – ФизМатГИЗ (1963).

<sup>36</sup> Bastard G., Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures., NewYork:Halsted;Les Ulis:Les Edotions de Physique (1988).

<sup>37</sup> Kelly M.J., Low-dimensional semiconductors: materials, physics, technology, devices., Oxford:Oxford University Press (1995).

 $^{38}$  D. Bednarczyk and J. Bednarczyk., The approximation of the Fermi-Dirac integral  $F_{1/2}(\eta)$ , Physics Lett. **64 A**, 409 (1978).

<sup>39</sup> Л.Д. Ландау, Е.М.Лифшиц, Электродинамика сплошных сред., Москва – ФизМатГИЗ (1982).

<sup>40</sup> Демидович Б.П., Марон И.А. Основы вычислительной математики. – М.: Наука, 1966. – 664с.

<sup>41</sup> Бахвалов Н.С. Численные методы (анализ, алгебра, обыкновенные дифференциальные уравнения). – М.: Наука, 1975. – 632с.

<sup>42</sup> Косарев В.И. 12 лекций по вычислительной математике. – М.: Издательство МФТИ, 2000. – 224с.

<sup>43</sup> Вержбицкий В.М. Численные методы: Линейная алгебра и нелинейные уравнения. – М., Высшая школа, 2000. – 268с.

<sup>44</sup> Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter: Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part b - Electronic, Transport, Optical and Other Properties, Volume 41A1b, Springer-Verlag (2002).

<sup>45</sup> Бычковский Д.Н., Константинов О.В., Панахов М.М, Теория «моттовского» плато на вольт-фарадной характеристике диода Шоттки с гетеропереходом, ФТП **25**, 660 (1991). <sup>46</sup> Бычковский Д.Н., Константинов О.В., Панахов М.М, Вольтфарадная характеристика m-s-структур с изотипным гетеропереходом, ФТП **25,** 1889 (1991).

<sup>47</sup> Бычковский Д.Н., Константинов О.В., Панахов М.М, Методика определения разрыва зон на гетерогранице по измерениям вольт-фарадных характеристик m-s-гетероструктуры, ФТП **26**, 653 (1992).

<sup>48</sup> J. Bourgoin and, M. Lannoo., Point Defects in Semiconductors II – Experimental Aspects, volume 35 of Springer Series in Solid-State Sciences, Springer, Berlin (1983).

<sup>49</sup> Kimerling L.C., Influence of deep traps on the measurement of freecarrier distributions in semiconductors by junction capacitance., J.Appl.Phys. **45**, 1839 (1974).

<sup>50</sup> Losee D.L., Admittance spectroscopy of impurity levels in Schottky barriers., J.Appl.Phys. **46**, 2204 (1975).

<sup>51</sup> Vincent G., Bois D., Pinard P., Conductance and capacitance studies in GaP Schottky barriers., J.Appl.Phys. **46**, 5173 (1975).

<sup>52</sup> Р.А. Сурис, В.Н. Федоров, Определение параметров глубокого уровня в приповерхностной области полупроводника МДП структуры методом проводимости, ФТП **13**, 1073 (1979).

<sup>53</sup> Lang D.V., Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors., J.Appl.Phys. **45**, 3023 (1974).

<sup>54</sup> Grimmeiss H.G., Ovren C., Fundamentals of junction measurements in the study of deep energy levels in semiconductors., J.Phys.E: Sci. Instrum., **14**, 1032 (1981).

<sup>55</sup> Г.В.Зевеке, П.А. Ионкин, А.В. Нетушил, С.В. Страхов., Основы теории цепей, - Москва: Энергия, 1975. -752 с.

<sup>56</sup> Henry H.C., Lang D.V., Nonradiative capture and recombination by multiphonon emission in GaAs and GaP., Phys.Rev.B **15**, 989 (1977).

<sup>57</sup> J.K. Luo , H. Thomas , S.A. Clark , and R.H. Williams , The effect of growth temperature on the electrical properties of AlInAs/InP grown by molecular beam epitaxy and metal-organic chemical-vapour deposition., J.Appl.Phys. **74**, 6726 (1993).

<sup>58</sup> Chris G. Van de Walle, Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory., Phys. Rev. B **39**, 1871 (1989).

<sup>59</sup> Chris G. Van de Walle Richard M. Martin, Theoretical study of band offsets at semiconductor interfaces., Phys. Rev. B **35**, 8154 (1987).

<sup>60</sup> Екимов А.И., Онущенко А.А., Размерное квантование энергетического спектра электронов в микроскопическом полупроводниковом кристалле., Письма в ЖЭТФ, **40**, 337 (1984).

<sup>61</sup> Y. Arakawa and H. Sakaki, Multidimensional quantum well laser and temperaturedependence of its threshold current, Appl. Phys. Lett. **40**, 939 (1982).

<sup>62</sup> M. A. Kastner, Artificial Atoms, Physics Today (Jan.), 24 (1993).

<sup>63</sup> R. C. Ashoori, Electrons in artificial atoms, Nature **379**, 413 (1996).

<sup>64</sup> Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Щукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алферов, Д. Бимберг, Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры., ФТП **32**, с.385 (1998).

<sup>65</sup> Bimberg D., Grundmann M., and Ledentsov N. N., Quantum Dot Heterostructures. John Wiley & Sons Ltd., Chichester, (1998).

<sup>66</sup> Goldstein L., Glas F., Marzin J.Y., Charasse M.N., Le Roux G., Growth by molecular beam epitaxy and characterization of InAs/GaAs strained-layer superlattices., Appl. Phys. Lett. **47**, 1099 (1985).

<sup>67</sup> N. Kirstaedter, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V.M. Ustinov, M.V. Maximov, P.S. Kopíev, Zh.I. Alferov, U. Richter, P. Werner, U. Goesele, J. Heyndenreich. Low-threshold, large T-O injecton-laser emission from (InGa)As quantum dots., Electron. Lett., **30**, 1416 (1994).

<sup>68</sup> Ж.И. Алферов, Н.А. Берт, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, П.С. Копьев, А.О. Косогов, И.Л. Крестников, Н.Н. Леденцов, А.В. Лунев, М.В. Максимов, А.В. Сахаров, В.М. Устинов, А.Ф. Цацульников, Ю.М. Шерняков, Д. Бимберг, Инжекционный гетеролазер на основе массивов вертикально совмещенных квантовых точек InAs в матрице GaAs., ФТП **30**, с.351 (1996).

<sup>69</sup> D. Bimberg, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, N. Kirstaedter, O.G. Schmidt, M.H. Mao, V.M Ustinov, A.Yu. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh. I. Alferov, S.S. Ruvimov, U. Gosele, J. Heydenreich, InAs-GaAs quantum dots: From growth to lasers., Phys.Stat.Sol.(b) **194**, 159 (1996).

<sup>70</sup> Y. Sugiyama, Y. Nakata, S. Muto, Y. Awano, N. Yokoyama, Hole burning spectroscopy of InAs self-assembled quantum dots for memory application., Physica E **7**, 503 (2000).

<sup>71</sup> P.M. Petroff, A. Lorke, A. Imamoglu, Epitaxially self-assembled quantum dots., Physics Today (May), 46 (2001).

<sup>72</sup> H. Pettersson, L. Baath, N. Carlsson, W. Seifert, L. Samuelson, Case study of an InAs quantum dot memory: optical storing and deteletion of charge., Appl. Phys. Lett. **79**, 78 (2001).

<sup>73</sup> J. M. Smith, P. A. Dalgarno, B. Urbaszek, E. J. McGhee, G. S. Buller, G. J. Nott, R. J. Warburton , J. M. Garcia , W. Schoenfeld and P. M. Petroff Carrier storage and capture dynamics in quantum-dot heterostructures., Appl. Phys. Lett. **82**, 3761 (2003).

<sup>74</sup> S. Maimon, E. Finkman, G. BahirS. E. Schacham, J. M. Garcia and P. M. Petroff, Intersublevel transitions in InAs/GaAs quantum dots infrared photodetectors., Appl. Phys. Lett. **73**, 2003 (1998).

<sup>75</sup> Zhonghui Chen, O. Baklenov, E. T. Kim, I. Mukhametzhanov, J. Tie, and A. Madhukar, Z. Ye J. C. Campbell Normal incidence  $InAs/Al_xGa_{1-x}As$  quantum dot infrared photodetectors with undoped active region., J.Appl.Phys. **89**, 4558 (2001).

<sup>76</sup> H. C. Liu, M. Gao, J. McCaffrey, Z. R. Wasilewski, and S. Fafard Quantum dot infrared photodetectors., Appl. Phys. Lett. **78**, 79 (2001).

<sup>77</sup> I.E. Itskevich, T. Ihn, A. Tornton, M. Henini, T.J. Foster, P. Moriarty, A. Nogaret, P.H. Beton, L. Eaves, P.C. Main. Resonant magnetotunneling through individual self-assembled InAs quantum dots., Phys.Rev B, **54**, 16401 (1996).

<sup>78</sup> Levin A., Vdovin E.E., Patane A., Eaves L., Main P.C., Khanin Y.N., Dubrovskii Y.V., Henini M., Hill G., Magneto-tunnelling spectroscopy for spatial mapping of orbital wavefunctions of the ground and excited electronic states in self-assembled quantum dots., Phys.Status Sol. B **224**, 715 (2001).

<sup>79</sup> G. Medeiros-Ribeiro, D. Leonard, P. M. Petroff Electron and hole energy levels in InAs self-assembled quantum dots., Appl. Phys. Lett. **66**, 1767 (1995).

<sup>80</sup> Ю П., Кардона М., Основы физики полупроводников. - М.: Физматлит, (2002).

<sup>81</sup> D. Leonard, K. Pond, and P. M. Petroff, Critical layer thickness for selfassembled InAs islands on GaAs., Phys. Rev. B **50**, 11687 (1994).

<sup>82</sup> M. Grundmann, O. Stier, and D. Bimberg, InAs/GaAs pyramidal quantum dots: Strain distribution, optical phonons, and electronic structure., Phys. Rev. B **52**, 11969 (1995).

<sup>83</sup> O. Stier, M. Grundmann, and D. Bimberg, Electronic and optical properties of strained quantum dots modeled by 8-band k•p theory., Phys. Rev. B **59**, 5688 (1999).

<sup>84</sup> Jeongnim Kim, Lin-Wang Wang, and Alex Zunger, Comparison of the electronic structure of InAs/GaAs pyramidal quantum dots with different facet orientations Phys. Rev. B **57**, R9408 (1998).

<sup>85</sup> Lin-Wang Wang, Jeongnim Kim, and Alex Zunger, Electronic structures of [110]-faceted self-assembled pyramidal InAs/GaAs quantum dots Phys. Rev. B 59, 5678 (1999). <sup>86</sup> C. Pryor, Eight-band calculations of strained InAs/GaAs quantum dots compared with one-, four-, and six-band approximations., Phys. Rev. B **57**, 7190 (1998).

<sup>87</sup> M. Grundmann, J. Christen, N. N. Ledentsov, J. Böhrer, D. Bimberg ,S. S. Ruvimov, P. Werner, U. Richter, U. Gösele, and J. Heydenreich, V. M. Ustinov, A. Yu. Egorov, A. E. Zhukov, P. S. Kop'ev, and Zh. I. Alferov Ultranarrow Luminescence Lines from Single Quantum Dots., Phys. Rev. Lett. **74**, 4043–4046 (1995).

<sup>88</sup> J.-Y. Marzin, J.-M. Gérard, A. Izraël, D. Barrier,G. Bastard, Photoluminescence of Single InAs Quantum Dots Obtained by Self-Organized Growth on GaAs Phys. Rev. Lett. **73**, 716 (1994).

<sup>89</sup> E.H.Nicollian, A.Goetzberger., Bell Syst. Techn. J. 46, 1055 (1967).

<sup>90</sup> P. Werner, K. Scheerschmidt, N. D. Zacharov, R. Hillebrand, M. Grundmann, R. Schneider, Quantum Dot Structures in the InGaAs System Investigated by TEM Techniques, *Cryst. Res. Technol.* **35**, 759, (2000).

<sup>91</sup> J. P. McCaffrey, M. D. Robertson, S. Fafard, Z. R. Wasilewski, E. M. Griswold, L. D. Madsen, Determination of the size, shape, and composition of indium-flushed self-assembled quantum dots by transmission electron microscopy., J.Appl.Phys. **88**, 2272 (2000).

<sup>92</sup> K. Scheerschmidt, and P. Werner, Characterization of structure and composition of quantum dots by transmission electron microscopy. In: Nano-Optoelectronics: Concepts, Physics and Devices, 67-98. (Eds.) M. Grundmann, Springer Heidelberg, Germany 2002.

<sup>93</sup> M. Grundmann, N. N. Ledentsov, O. Stier, D. Bimberg, V. M. Ustinov,
P. S. Kop'ev, and Zh. I. Alferov., Excited states in self-organized InAs/GaAs quantum dots: Theory and experiment., Appl. Phys. Lett., 68, 979 (1996).

<sup>94</sup> I. E. Itskevich, M. S. Skolnick, D. J. Mowbray, I. A. Trojan, S. G. Lyapin, L. R. Wilson, M. J. Steer, M. Hopkinson, L. Eaves, P. C. Main, Excited

states and selection rules in self-assembled InAs/GaAs quantum dots., Phys. Rev. B 60, R2185 (1999).

<sup>95</sup> I. E. Itskevich, M. Henini, H. A. Carmona, L. Eaves, and P. C. Main, D. K. Maude, J. C. Portal, Photoluminescence spectroscopy of self-assembled InAs quantum dots in strong magnetic field and under high pressure., Appl. Phys. Lett., **70**, 505 (1997).

<sup>96</sup> S. Anand, N. Carlsson, M-E Pistol, L. Samuelson, and W. Seifert, Deep level transient spectroscopy of InP quantum dots, Appl. Phys. Lett. **67**, 3016 (1995).

<sup>97</sup> Y. Uchida, H. Kakibayashi, S. Goto, Electrical and structural properties of dislocations confined in InGaAs/GaAs heterostructure., J.Appl.Phys. **74**, 6720 (1993).

<sup>98</sup> A.Y. Du, M.F. Li, T.C. Chong, K.L. Teo, W.S. Lau, Z. Zhang, Dislocations and related traps in p-InGaAs/GaAs lattice-mismatched heterostructures., Appl. Phys. Lett. **69**, 2849 (1996).

<sup>99</sup> C. Walther, J. Bollmann, H. Kissel, H. Krimse, W. Neumann, W. T. Masselink, Characterization of electron trap states due to InAs quantum dots in GaAs., Appl. Phys. Lett. **76**, 2916 (2000).

<sup>100</sup> J. S. Wang, J. F. Chen, J. L. Huang, and P. Y. Wang, X. J. Guo, Carrier distribution and relaxation-induced defects of InAs/GaAs quantum dots., Appl. Phys. Lett. **77**, 3027 (2000).

<sup>101</sup> J. F. Chen, P. Y. Wang, J. S. Wang, C. Y. Tsai, and N. C. Chen, Carrier depletion by defects levels in relaxed In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As/GaAs quantum-well Schottky diodes., J.Appl.Phys. **87**, 1369 (2000).

<sup>102</sup> C. M. A. Kapteyn, F. Heinrichsdorff, O. Stier, R. Heitz, M. Grundmann, N. D. Zakharov, D. Bimberg, and P. Werner, Electron escape from InAs quantum dots, Phys. Rev. B **60**, 14265 (1999).

<sup>103</sup> J. Dabrowski and M. Scheffler, Isolated arsenic-antisite defect in GaAs and the properties of EL2, Phys. Rev. B **40**, 10391 (1989).

<sup>104</sup> J.H. Zhao, J.-C. Lee, Z.Q. Fang, T.E. Schlesinger, A.G. Milnes., Theoretical and experimental determination of deep trap profiles in semiconductors., J.Appl.Phys. **61**, 1063 (1987).

<sup>105</sup> J. Frenkel, On pre-breakdown phenomena in insulators and electronic semiconductors, *Phys. Rev.* **54**, 647 (1938).

<sup>106</sup> Y. Sugiyama, Y. Nakata, S. Muto, Y. Awano, N. Yokoyama, Hole burning spectroscopy of InAs self-assembled quantum dots for memory application., Physica E **7**, 503 (2000).

<sup>107</sup> P.M. Petroff, A. Lorke, A. Imamoglu, Epitaxially self-assembled quantum dots., Physics Today (May), 46 (2001).

<sup>108</sup> S. Maimon, E. Finkman, G. Bahir, S. E. Schacham, J. M. Garcia and P.
M. Petroff, Intersublevel transitions in InAs/GaAs quantum dots infrared photodetectors., Appl. Phys. Lett. **73**, 2003 (1998).

<sup>109</sup> Zhonghui Chen, O. Baklenov, E. T. Kim, I. Mukhametzhanov, J. Tie, and A. Madhukar, Z. Ye J. C. Campbell Normal incidence InAs/Al  $_x$ Ga<sub>1- x</sub>As quantum dot infrared photodetectors with undoped active region., J.Appl.Phys. **89**, 4558 (2001).

<sup>110</sup> H. C. Liu, M. Gao, J. McCaffrey, Z. R. Wasilewski, and S. Fafard Quantum dot infrared photodetectors., Appl. Phys. Lett. **78**, 79 (2001).

<sup>111</sup> R. Heitz, M. Veit, N. N. Ledentsov, A. Hoffmann, D. Bimberg, V. M. Ustinov, P. S. Kop'ev, Zh. I. Alferov, Energy relaxation by multiphonon processes in InAs/GaAs quantum dots., Phys. Rev.B **156**, 10435, (1997).

<sup>112</sup> P.W. Fry, I. E. Itskevich, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, J. J. Finley, J.
A. Barker, E. P. O'Reilly, L. R. Wilson, I. A. Larkin, P. A. Maksym, M.
Hopkinson, M. Al-Khafaji, J. P. R. David, A. G. Cullis, G. Hill, and J. C. Clark,

Inverted Electron-Hole Alignment in InAs-GaAs Self-Assembled Quantum Dots., Phys. Rev. Lett. **84**, 734, (2000).

<sup>113</sup> W.-H. Chang, T. M. Hsu, C. C. Huang, S. L. Hsu, and C. Y. Lai, N. T. Yeh, T. E. Nee, and J.-I. Chyi., Photocurrent studies of the carrier escape process from InAs self-assembled quantum dots., Phys.Rev. B **62**, 6959, (2000).

<sup>114</sup> A. Patane, A. Levin, A. Polimeni, L. Eaves, P. C. Main, M. Henini, G. Hill, Carrier thermalization within a disordered ensemble of self-assembled quantum dots., Phys.Rev. B **62**, 11084, (2000).

<sup>115</sup> Y. Sugiyama, Y. Nakata, S. Muto, N. Horiguchi, T. Futatsugi, Y. Awano, N. Yokoyama, Observation of spectral hole burning in photocurrent spectrum of InAs self-assembled quantum dots buried in pn-junction Physica E **2**, 632, (1998).

<sup>116</sup> C.M.A. Kapteyn, J. Ehehalt, R. Heitz, D. Bimberg, G.E. Cirlin,V.M. Ustinov, N.N. Ledentsov., Size-selective optically excited capacitance transient spectroscopy of InAs/GaAs quantum dots Physica E **13**, 259, (2002).

<sup>117</sup> W. V. Schoenfeld, T. Lundstrom, P. M. Petroff, D. Gershoni, Charge separation in coupled InAs quantum dots and strain-induced quantum dots., Appl. Phys. Lett. **74**, 2194 (1999).

<sup>118</sup> H. Pettersson, L. Baath, N. Carlsson, W. Seifert, L. Samuelson, Case study of an InAs quantum dot memory: Optical storing and deletion of charge., Appl. Phys. Lett.**79**, 78, (2001).

<sup>119</sup> S. Muto, On a possibility of wavelength-domain-multiplication memory using quantum boxes., Jpn.J.Appl.Phys. **34**, L210 (1995).

<sup>120</sup> "Persistent Spectral Hole-Burning: Science and Applications", ed. W.E. Moerner, Springer-Verlag, Berlin, (1988).

<sup>121</sup> Y. Masumoto, T. Kawazoe, T. Yamamoto, Observation of persistent spectral burning in CuBr quantum dots., Phys.Rev. B **52**, 4688 (1995).

<sup>122</sup> The International Technology Roadmap for Semiconductors (Semiconductor Industry Association, San Jose, 2006) (http://www.itrs.net).

<sup>123</sup> Э.Н. Король, Ионизация примесных состояний в полупроводниках электрическим полем., ФТТ, **19**, 1266 (1977).

<sup>124</sup> G. Vincent, A. Chantre, and D. Bois, Electric field effect on the thermal emission of traps in semiconductor junctions, J. Appl. Phys. **50**, 5484 (1979).

<sup>125</sup> P. W. Fry, J. J. Finley, L. R. Wilson, A. Lemaitre, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, M. Hopkinson, G. Hill, J. C. Clark, Electric-field-dependent carrier capture and escape in self-assembled InAs/GaAs quantum dots., Appl. Phys. Lett.**77**, 4344, (2000).

<sup>126</sup> S. Rodt, A. Schliwa, K. Pötschke, F. Guffarth, D. Bimberg, Correlation of structural and few-particle properties of self-organized InAs/GaAs quantum dots., Phys. Rev. B **71**, 155325 (2005).

<sup>127</sup> M.R.Melloch, K.Mahaligam, N.Otsuka, J.M.Woodall, A.C.Warren, GaAs buffer layers grown at low substrate temperatures using  $As_2$  and the formation of arsenic precipitates ., J.Cryst. Growth, **111**, 39 (1991).

<sup>128</sup> Н.А.Берт, А.И.Вейнгер, М.Д.Вилисова, С.И.Голощапов,
И.В.Ивонин, С.В.Козырев, А.Е.Куницын, Л.Г.Лаврентьева, Д.И.Лубышев,
В.В.Преображенский, Б.Р.Семягин, В.В.Третьяков, В.В.Чалдышев,
М.П.Якубеня. ФТТ, **35**, 2609 (1993).

<sup>129</sup> T.-C.Lin, T.Okumura., Characterization of Annealed Low-Temperature GaAs Layers Grown by Molecular Beam Epitaxy with n-i-n Structure., Jap. J. Appl. Phys., **35**, 1630 (1996).

<sup>130</sup> F. W. Smith, A. R. Calawa, C. L. Chen, M. J. Mantra and L. J. Mahoney, New MBE buffer used to eliminate backgating in GaAs MESFETs., IEEE Electron. Dev. Lett., **9**, 77 (1988).

<sup>131</sup> M. Kaminska, Z. Liliental-Weber, E. R. Weber, T. George, J. B. Kortright, F. W. Smith, B. Y. Tsaur, and A. R. Calawa, Structural properties of

As-rich GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures, Appl. Phys. Lett., **54**, 1881 (1989).

<sup>132</sup> V.V.Chaldyshev, Two-dimensional organization of As clusters in GaAs,
 Materials Science and Engineering., Materials Science and Engineering, **B88**, 195 (2002).

<sup>133</sup> В.В.Чалдышев, М.А.Путято, Б.Р.Семягин, В.В.Преображенский, О.П.Пчеляков, А.В.Хан, В.Г.Канаев, Л.С.Широкова, А.В.Голиков, В.А.Кагадей, Ю.В.Лиленко, Н.В.Карпович. Электронная промышленность. N 1-2, 154 (1998).

<sup>134</sup> J. Darmo, G. Strasser, T. Müller, R. Bratschitsch, and K. Unterrainer, Surface-modified GaAs terahertz plasmon emitter, Appl. Phys. Lett., 81, 871 (2002).

<sup>135</sup> P. Blood, Semicond. Sci. Technol., Capacitance-voltage profiling and the characterisation of III-V semiconductors using electrolyte barriers, **1**, 7 (1986).