

**РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф. ИОФФЕ**

На правах рукописи

БРУНКОВ Павел Николаевич

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

(специальность: 01.04.10 - физика полупроводников)

А в т о р е ф е р а т
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург

2007

Работа выполнена в **Физико-техническом институте имени А.Ф. Иоффе**
Российской академии наук

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор

В.А. Гергель

доктор физико-математических наук,
профессор

В.И. Иванов-Омский

доктор физико-математических наук,
профессор

А.В. Соломонов

Ведущая организация: Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет

Защита состоится “ 1 ” ноября 2007 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 002.205.02 при Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН по адресу:

194021, Санкт-Петербург, Политехническая, д.26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Физико-технического института им. А.Ф.Иоффе РАН.

Автореферат разослан “ _____ ” _____ 2007 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета Д 002.205.02

доктор физико-математических наук

Л.М. Сорокин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Бурный прогресс информационных технологий в значительной мере определяется достижениями в физике и технологии полупроводниковых гетероструктур [1,2]. Применение полупроводниковых гетероструктур с квантоворазмерными слоями позволило создать широкий спектр новых приборов опто- и нанoeлектроники, 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 изучении фундаментальных физических свойств полупроводниковых 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 [3]. Было обнаружено, что присутствие в однородно легированной полупроводниковой структуре гетерограницы [4,5] или квантовой ямы [6-8] приводит к искажению профиля распределения свободных носителей из-за перераспределения носителей между объемом и 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 изменением заряда на квантовых состояниях при изменении напряжения смещения. Исследование емкости, связанной с квантовыми состояниями, позволит 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 [4-8]. 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 δ -легированием. Кро-

ме того, как правило, рассматривалось заполнение носителями заряда только основного состояния в квантоворазмерном слое. Было показано [9], что для учета заполнения нескольких подзон в квантоворазмерном слое необходимо проведение 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 исследования электронной структуры и динамики носителей в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми точками (КТ). Настоящая диссертационная работа в значительной степени восполняет этот пробел.

Целью работы является исследование фундаментальных свойств квантоворазмерных 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, которая позволяет определять геометрическое 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 КТ InAs/GaAs, где самоорганизованные КТ используются в ка-

честве оптически и электрически управляемых ловушек носителей заряда.

Практическая значимость работы состоит в следующем:

1. 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.
2. 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 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. 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 мо-

дельных 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 монотонную 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 300⁰С), ведут себя как амфотерные глубокие центры, которые захватывают электроны в n-матрице, заряжаясь отрицательно, и дырки в p-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; ИПП, Новосибирск; Институт физики микроструктур, Нижний Новгород; Институт общей физики, Москва; ИРЭ, Москва), в ГОИ им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург, в Санкт-Петербургском Государственном 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 (Шарлоттсвилл, США, 1998); конференции по Физике твердого тела и материалам (Эксетер, Великобритания, 1997); 12 конференции по Электронным свойствам двумерных систем (EP2DS-12) (Токио, Япо-

ния, 1997); международных конференциях по Физике полупроводниковых квантовых точек (QD2000 - Мюнхен, Германия, 2000; QD2002 - Токио, Япония 2002); 3 симпозиуме по Нестехиометрическим соединениям $A^{III}-B^V$ (Эрланген, Германия, 2001); совещаниях по Нанопотонике (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, основные из которых приведены в конце автореферата.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и списка цитируемой литературы, содержит 335 страниц, 119 рисунков, 14 таблиц. Список литературы состоит из 59 наименований авторских публикаций и списка цитируемой литературы, включающего 135 наименований.

Во введении обосновывается актуальность темы исследования, сформулированы цели и задачи работы, ее научная новизна и практическая значимость, а также положения, выносимые на защиту.

В первой главе рассматриваются физические основы метода емкостной спектроскопии полупроводниковых гетероструктур, основанный на измерении барьерной емкости диода Шоттки, р-п-перехода или структуры Металл-Диэлектрик-Полупроводник (МДП). Для таких структур характерно отсутствие пропорциональности между зарядом конденсатора Q и напряжением V на его обкладках, поэтому используется понятие дифференциальной емкости, являющейся коэффициентом пропорциональности между изменением заряда dQ и изменением напряжения dV [3]:

$$dQ = C dV . \tag{1}$$

Далее рассматривается барьерная емкость диода Шоттки на основе полупроводниковой гетероструктуры n -типа проводимости с квантовой ямой (КЯ). При отсутствии обратного смещения под барьером Шоттки под действием поверхностного потенциала $q\Phi_b$ формируется область пространственного заряда $W_d(0)$ (Рис.1а). Уровень размерного квантования E_0 в слое КЯ находится ниже дна зоны проводимости матрицы E_C , поэтому часть

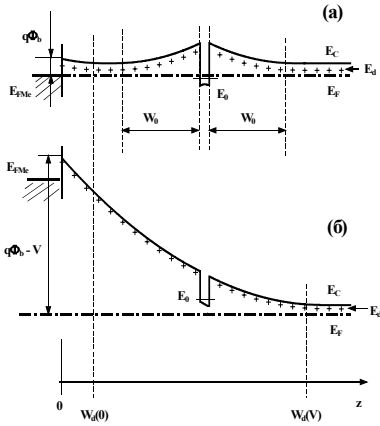


Рис.1 Энергетическая диаграмма диода Шоттки на структуре с квантовой ямой: а) при отсутствии внешнего напряжения смещения, б) при приложенном обратном смещении V .

барьера Шоттки от $W_d(0)$ до $W_d(V)$ (Рис.1б). Кроме того, изменяется заряд в квантовой яме dQ_{2D} , а, следовательно, и заряд, индуцированный вокруг квантовой ямы. Показано, что барьерная емкость C_{QW} данной структуры имеет две компоненты – трехмерную (C_{3D}) и двумерную (C_{2D}):

$$C_{QW} = C_{3D} + C_{2D} = \frac{\partial Q_{3D}}{\partial V} + \sum_i \frac{\partial Q_{2D} [(E_F - E_i) |\Psi_i|^2]}{\partial V}, \quad (2)$$

где суммирование проводится по всем подзонам состояний в квантовой яме. Вторая компонента C_{2D} в выражении (2) отражает изменение двумерного заряда электронов в квантовой яме Q_{2D} , связанное с изменением относительного положения уровня Ферми E_F и энергетического положения подзоны E_0 в квантовой яме, а также с изменением квадрата волновой функции $|\Psi_0|^2$ электронов в квантовой яме из-за квантового эффекта Штарка. Заряд Q_{2D} , аккумулированный в квантовой яме, зависит от таких параметров, как разрыв зон на гетерогранице ΔE_C , эффективная масса носителей и ширина квантовой ямы, которые, в свою очередь, определяют положение энергетических уровней E_i и волновые функции локализованных состояний Ψ_i в квантовой яме. Поэтому анализ емкости C_{2D} , связанной с квантовой ямой, позволит определить все эти параметры. Вводится понятие емкостной спектроскопии квантоворазмерных состояний, когда, увеличивая напряжение обратного смещения на барьере Шоттки, заполненные электронами энергетические уровни E_i в слое КЯ последовательно

свободных носителей перетекает в КЯ из прилегающих к квантовой яме n -слоев. В КЯ накапливается отрицательный заряд электронов, который индуцирует область пространственного заряда W_0 с обеих сторон от слоя квантовой ямы (Рис.1а). Показано, что в данной структуре существует два типа распределения заряда: двумерный заряд электронов (Q_{2D}), расположенных на уровнях (E_i) в квантовой яме, и трехмерный заряд свободных электронов в зоне проводимости и ионизованных доноров (Q_{3D}) в n -матрице. При изменении напряжения смещения dV в такой структуре происходит изменение заряда dQ_{3D} , связанное с движением края области пространственного заряда (ОПЗ)

опустошаются при прохождении через уровень Ферми E_F матрицы (Рис. 1а,б).

Следует отметить, что выражение (2) для емкости диода Шоттки с квантовой ямой написано в частных производных, потому что необходимо учитывать тот факт, что изменение заряда в квантовой яме приводит к изменению заряда, индуцированного вокруг квантовой ямы, поэтому двумерная C_{2D} и трехмерная C_{3D} компоненты емкости C_{QW} оказываются взаимосвязанными. Последнее обстоятельство в значительной степени затрудняет анализ емкости диода Шоттки с квантовой ямой.

Для расчета C - V характеристик диодов Шоттки, изготовленных на основе полупроводниковых гетероструктур, была разработана модель самосогласованного решения одномерных уравнений Пуассона и Шредингера. Из решения уравнения Пуассона получаем распределение по толщине структуры электростатического потенциала $U(z)$. Уравнение Шредингера решается для эффективного потенциала $V(z)$, который учитывает форму дна зоны проводимости $\Delta E_c(z)$ нелегированной гетероструктуры с учетом разрывов зон на границах квантовой ямы, влияние свободных электронов в зоне проводимости и ионизованных доноров, а также внешнее напряжение смещения V_{rev} прикладываемое к структуре:

$$V(z) = -qU(z) + \Delta E_c(z). \quad (3)$$

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

$$Q_{2D}(z) = q \frac{m^*(z)kT}{\pi \hbar^2} \sum_i \ln\{1 + \exp[(E_F - E_i)/kT]\} |\Psi_i(z)|^2 \quad (4)$$

Система взаимодействующих дифференциальных уравнений Пуассона и Шредингера не может быть решена аналитически, поэтому использовался численный подход на основе метода конечных разностей (МКР). Для дискретизации дифференциальных уравнений Пуассона и Шредингера реальное пространство было разбито узлами сетки с однородным размером ячейки. С 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, так называемые центральные разностные отношения. Решение системы дифференциальных уравнений Пуассона и Шредингера было сведено к решению систем линейных уравнений с матрицами высокой размерности (более 1000x1000 элементов). Использование схемы Холецкого при решении таких систем позволило значительно повысить скорость вычислений. Для получения самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера использовалась итеративная процедура.

Самосогласованное решение уравнений Пуассона и Шредингера позволяет определить форму эффективного потенциала $V(z)$ как функцию напряжения смещения V_{rev} , приложенного к диоду Шоттки. Согласно теореме Гаусса, для данного напряжения смещения V_{rev} полный заряд в структуре пропорционален величине электрического поля на поверхности образца E_{surf} :

$$Q = \varepsilon_0 \varepsilon E_{surf}, \quad E_{surf} = - \left. \frac{dV(z)}{dz} \right|_{surface} \quad (5)$$

Для расчета емкости данной структуры используется квазистатическое приближение, т.е.:

$$C|_{V=V_{rev}} = \left. \frac{\Delta Q}{\Delta V} \right|_{V=V_{rev}}, \quad (6)$$

где ΔQ есть полное изменение заряда, обусловленное изменением обратного смещения ΔV около статической точки V_{rev} .

Представленная модель для расчета емкости диода Шоттки основана на квази-статическом приближении, т.е. не учитывается временная зависимость изменения заряда dQ , вызванного изменением напряжения смещения dV . 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_{osc} на частоте f :

$$V(t) = V_{rev} + V_{osc}, \quad V_{osc} = \delta V \exp(j\omega t), \quad (7)$$

где $\omega = 2\pi f$, t – время, δV – амплитуда модулирующего сигнала.

Из рассмотрения полного импеданса Z барьера Шоттки при гармоническом воздействии (выр.7) следует, что его эквивалентная схема может быть сведена к параллельному соединению емкости C_m и проводимости G_m , которые и измеряются в эксперименте. Показано, что наличие в полупроводниковом материале дефектов с глубокими уровнями может приводить к появлению дополнительного вклада в полную емкость структуры, если частота измерений ω будет много меньше темпа термической эмиссии e_n носителей заряда с глубокого уровня:

$$e_n^t = V_{th} \sigma_n N_c \frac{1}{g} \exp\left(-\frac{E_T}{kT}\right). \quad (8)$$

При условии $\omega \approx e_n$ наблюдается увеличение амплитуды сигнала проводимости G_m . Показано, что для подавления вклада в емкость структуры C_m от глубоких уровней необходимо выбирать условия измерения, когда $\omega \gg e_n$. Однако, повышение частоты измерительного сигнала f может привести к уменьшению величины измеряемой емкости C_m из-за появления вклада от последовательного сопротивления R_s в эквивалентной схеме барьера Шоттки. При этом наблюдается рост амплитуды сигнала про-

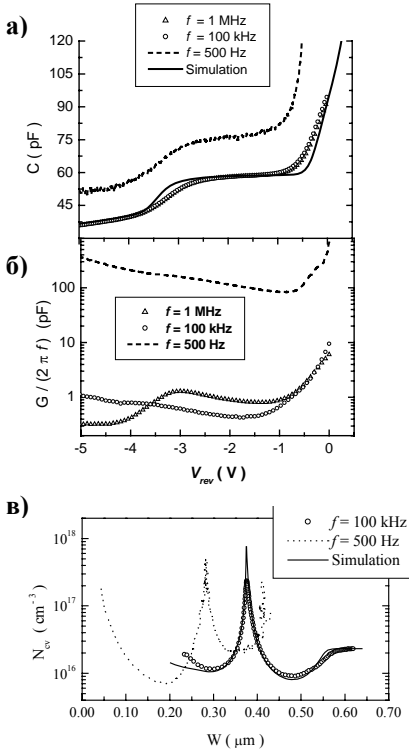


Рис.2 C - V (а), G - V (б) и N_{CV} - W (в) характеристики диода Шоттки с квантовой ямой, измеренные при $T = 300\text{K}$ на разных частотах f . Сплошная линия – результаты расчетов.

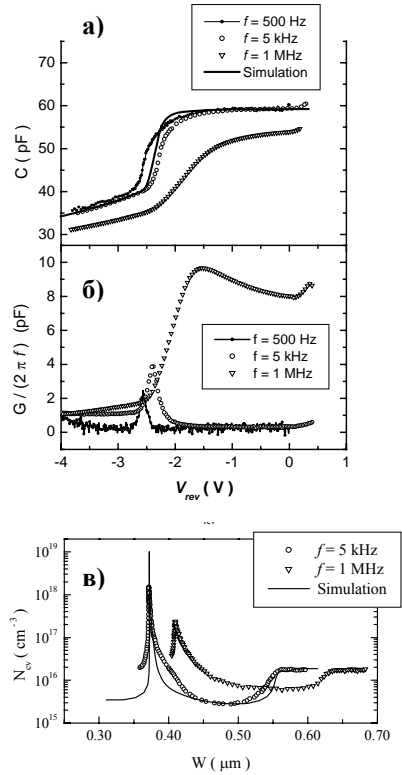


Рис.3 C - V (а), G - V (б) и N_{CV} - W (в) характеристики диода Шоттки с квантовой ямой, измеренные при $T = 86\text{K}$ на разных частотах f . Сплошная линия – результаты расчетов.

димости G_m . Показано, что для минимизации искажений емкости структуры C_m необходимо выбирать условия измерения, когда величина C_m на порядок превышает приведенную проводимость G_m/ω .

Далее в работе рассматриваются методы измерения параметров дефектов с глубокими уровнями, такие как нестационарная спектроскопия глубоких уровней (НСГУ) [10] и спектроскопия полной проводимости [11].

Предложенная квазистатическая модель была использована для анализа экспериментальных вольт-емкостных характеристик диодов Шоттки на основе полупроводниковых гетероструктур с одиночными и повторяющимися квантовыми ямами на основе систем InGaAs/InAlAs и GaAs/AlGaAs .

На Рис.2а и 2б представлены результаты измерений при $T = 300$ К частотной зависимости емкости C и проводимости G от напряжения обратного смещения для диода Шоттки на основе гетероструктуры с одиночной квантовой ямой $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$ с шириной 5 нм в матрице $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ n -типа проводимости. При уменьшении частоты измерений от 1 МГц до 500 Гц происходит повышение измеряемой емкости структуры (Рис.2а), которое сопровождается значительным ростом проводимости G (Рис.2б). С помощью метода НСГУ было установлено, что это связано с вкладом в емкость и проводимость от дефектов с глубокими уровнями ($c E_T = 0.64$ эВ и $\sigma_\infty = 5.3 \times 10^{-13} \text{ см}^2$), типичными для слоев $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, выращенных методом МПЭ. В соответствии с выр.8 для минимизации вклада в емкость от этих электронных ловушек при $T = 300$ К измерительная частота f должна быть значительно выше 200 Гц. Совпадение экспериментальных C - V характеристик структуры МВЕ779, измеренных при $f = 100$ кГц и $f = 1$ МГц (Рис.2а) указывает на то, что глубокие ловушки не вносят искажений в C - V характеристики в этом диапазоне частот измерительного сигнала. При этих частотах приведенная проводимость $G/2\pi f$ находится на уровне нескольких пФ (Рис.2б), что значительно ниже измеряемой емкости структуры.

При $T=86$ К с повышением измерительной частоты f от 5кГц до 1 МГц становится существенным влияние последовательного сопротивления структуры R_s , что приводит к уменьшению емкости структуры (Рис.3а) и появлению значительного сигнала приведенной проводимости $G/2\pi f$ (Рис.3б). Совпадение C - V характеристик структуры при $f = 5$ кГц и $f = 500$ Гц (Рис.3а) и малый сигнал приведенной проводимости $G/2\pi f$ на уровне нескольких пФ (Рис.3б) позволяют нам сделать заключение, что в этом диапазоне частот влияние последовательного сопротивления R_s на емкость структуры становится незначительным. Таким образом, для моделирования C - V характеристик структуры с квантовой ямой с помощью квазистатической модели на основе самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера были выбраны измерения, сделанные при $T=300$ К на частоте 100 кГц (Рис.2а) и при $T=86$ К на частоте 5кГц (Рис.3а). Как видно из Рис.2а и 3а, модельные расчеты достаточно хорошо описывают экспериментальные данные, полученные при минимизации сигнала приведенной проводимости $G/2\pi f$.

Показано, что из анализа вольт-емкостных характеристик может быть определен разрыв зон на гетерогранице ΔE_C , а также энергетический спектр уровней E_i и волновые функции локализованных состояний Ψ_i в квантовой яме (Рис.4а,б).

Установлено, что разрыв зоны проводимости в квантовой яме для согласованной по параметру решетки гетерограницы $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$

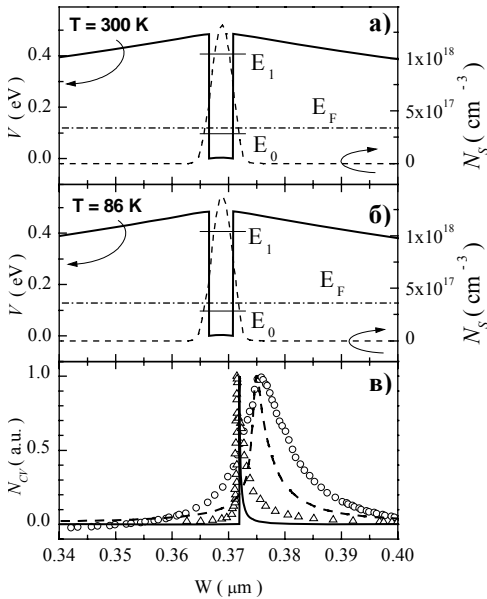


Рис.4 Эффективный потенциал V (сплошная линия) и распределение электронной плотности в структуре с квантовой ямой, рассчитанные при $T=300$ К (а) и $T=86$ К (б). Горизонтальные линии в слое КЯ отражают положение энергетических уровней ($E_0 = 97.9$ мэВ $E_1 = 407.6$ мэВ). На рисунке (б) приведено сравнение $N_{Cr}-W$ профилей в области квантовой ямы: экспериментальных (Δ - $T = 86$ К и $f = 5$ кГц; O - $T = 300$ К и $f = 100$ кГц) и теоретических (сплошная линия - $T = 86$ К и пунктирная линия - $T = 300$ К).

равен $\Delta E_C = 0.49$ эВ. Это достаточно хорошо согласуется с величиной $\Delta E_C = 0.50$ эВ, полученной из анализа вольт-емкостной характеристики одиночной гетерограницы

$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ [5]. Наблюдается также хорошее соответствие с модельными расчетами на основе теории функционала плотности локальных псевдопотенциалов [12], которые тоже дают величину $\Delta E_C = 0.50$ эВ для гетерограницы $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$.

Из анализа вольт-емкостных характеристик диодов Шоттки с упруго напряженным слоем квантовой ямы на основе рассогласованной по параметру решетки системы $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ было установлено, что в данном случае величина разрыва зон проводимости составляет $\Delta E_C = 0.53$ эВ, что также согласуется с расчетами на основе

теории функционала плотности локальных псевдопотенциалов [12]. 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.

На рис.2в и 3в представлены эффективные профили распределения концентрации свободных носителей заряда $N_{CV}-W$, рассчитанные из вольт-емкостных характеристик (Рис.2а и 3а) в приближении обедненного слоя [3]:

$$N_{CV}(W_d) = \frac{C^3}{q\epsilon\epsilon_0 S^2 (dC/dV)}, \quad W_d = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{C} \quad (9)$$

Установлено, что максимум $N_{CV}-W$ характеристики в области геометрического положения слоя квантовой ямы связан с аккумуляцией там электронов на уровнях размерного квантования (Рис.2в, 3в). Кроме того, из сравнения с модельными расчетами было показано, что профиль распределения концентрации свободных носителей заряда $N_{CV}-W$ не описывает форму распределения электронной плотности в области КЯ (Рис.4а,б,в). Это связано с тем, что выражение (9) для расчета распределения концентрации $N_{CV}-W$ было получено для трехмерного распределения заряда в структуре. Установлено, что в области квазипостоянной емкости (Рис.2а и 3а) определяющим является изменение двумерного заряда dQ_{2D} в квантовой яме (выр.(4)), поэтому сильная температурная зависимость полуширины пика $N_{CV}-W$ в квантовой яме (Рис.4в) определяется тепловым уширением края Фермиевского распределения.

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

Далее приведены результаты анализа вольт-емкостных характеристик сверхрешеток со слабосвязанными квантовыми ямами на основе системы $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$. 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 $1 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$, край ОПЗ барьера Шоттки перескакивает к следующей КЯ, что сопровождается скачкообразным изменением емкости структуры.

Таким образом, в данной главе была представлена модель для расчета $C-V$ и $N_{CV}-W$ характеристик полупроводниковых многослойных гетероструктур с квантовыми ямами на основе численного решения самосогласованных уравнений Шредингера и Пуассона с помощью метода конечных разностей. Показано, что данная модель позволяет определить параметры квантоворазмерных слоев при условии, что учтено влияние на емкость гетероструктуры дефектов с глубокими уровнями и активных потерь.

Во второй главе представлены результаты исследований самоорганизованных квантовых точек InAs в матрице GaAs.

Во введении к данной главе сделан краткий обзор сведений о самоорганизованных КТ. Поскольку гетеросистема InAs/GaAs характеризуется достаточно большим рассогласованием постоянных решеток (около 7%), то при эпитаксиальном осаждении сильно напряженного слоя InAs на поверхности GaAs происходит изменение характера роста от двумерного к трехмерному, когда на планарной поверхности GaAs образуются островки InAs [13]. Эти островки лежат на остаточном двумерном слое InAs с толщиной порядка 1 монослоя, который называется смачивающим слоем (WL). Такой механизм роста, где сочетается образование трехмерных островков и остаточного смачивающего слоя, называется механизмом Странски-Крастанова. Последующее зарачивание островков InAs слоем GaAs приводит к образованию структуры, где слой островков из узкозонного материала InAs находится внутри слоя широкозонного материала GaAs. Характерный размер островков InAs - порядка 10 нм, что сравнимо с длиной волны ДеБройля в данном материале. Кроме того, система InAs/GaAs представляет собой гетеропереход первого рода. Таким образом, InAs квантовые точки в GaAs матрице представляют собой нуль-мерную атомоподобную структуру с уровнями размерного квантования для электронов и дырок [14,15].

В этой главе представлена, 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 p -типа проводимости позволяет проводить раздельное исследование дырочных и электронных состояний в квантовых точках.

Показано, что емкость диода Шоттки с плоскостью КТ, как и в случае структур с квантовыми ямами (выр.2), состоит из двух компонент: объемной C_{3D} и двумерной C_{qd} , связанной с изменением заряда в КТ:

$$C = C_{3D} + C_{qd} = \frac{\partial Q_{3D}(W)}{\partial V} + \frac{\partial Q_{qd}(E_{qd} - E_F)}{\partial V} . \quad (10)$$

Исследования с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) показали, что между квантовыми точками InAs/GaAs в плоскости имеется достаточно большое расстояние (порядка 10 нм). В то же время, из теоретических расчетов следует, что волновые функции электронов и дырок практически полностью локализованы внутри КТ. Поэтому было предложено, что плоскость КТ InAs/GaAs может быть рассмотрена как

набор невзаимодействующих центров, способных захватить несколько носителей заряда, где каждая отдельная КТ характеризуется δ -образной функцией плотности состояний. Кроме того, ПЭМ исследования показали, что самоорганизованные КТ характеризуются незначительным разбросом по размерам, а, следовательно, и по энергиям квантоворазмерных состояний. Это подтверждается спектрами микрокатодо- и микрофотолюминесценции, из которых следует, что широкий пик ФЛ из большого ансамбля КТ состоит из набора узких линий, связанных с люминесценцией из отдельных КТ. Было показано, что для учета неоднородности размера КТ плотность состояний N_{qdG} в слое КТ может быть описана нормальным распределением. Тогда заряд, накопленный в слое КТ, с учетом Фермиевской функции распределения может быть представлен в следующей форме:

$$Q_{qd} = q \sum_i \int \frac{g_i N_{qd}}{\sqrt{\frac{\pi}{2}} \Delta E} \frac{\exp\left(\frac{-2(E - E_{ei})^2}{(\Delta E)^2}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)} dE \quad (11)$$

Рассмотрение полного импеданса диода Шоттки, содержащего плоскость самоорганизованных КТ, при воздействии гармонического сигнала V_{osc} на частоте f (выр.7) показало, что эквивалентная электрическая схема такой структуры может сведена к параллельному соединению емкости C_{mG} и проводимости G_{mG} :

$$C_{mG} = C_{3D} + \frac{C_{qdG}(E_F)}{\omega \tau_m} \arctan(\omega \tau_m), \quad (12)$$

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

Здесь τ_m – постоянная времени эмиссии носителей заряда из КТ. Показано, что из соотношения частоты измерительного сигнала ω и времени τ_m можно определить три режима измерений:

1. $\omega \tau_m \ll 1.98$ – это режим квазистатических измерений: в этом случае адмитанс структуры с КТ является чисто емкостным и проводимость G_{mG} близка к нулю. Поэтому уменьшение до нуля активной компоненты в адмитансе (выр.12) при уменьшении $\omega \tau_m$ может служить мерой равновесия в измеряемой системе.
2. $\omega \tau_m \approx 1.98$ – сигнал проводимости G_{mG} максимален, и по его величине из выр.12 можно определить величину плотности состояний в КТ в

точке пересечения с уровнем Ферми E_F . Поскольку точка пересечения уровня Ферми E_F с плотностью состояний N_{qdG} в плоскости КТ зависит от величины обратного смещения на барьере Шоттки (Рис.1), то, изменяя напряжение смещения, можно изучать форму плотности энергетических состояний в КТ.

3. $\omega\tau_m \gg 1.98$ – режим «вымораживания» носителей в КТ, т.к. обе составляющие адмитанса (выр.12), связанные с КТ, близки к нулю.

Следует отметить, что применение дополнительных методов исследования позволяет значительно сократить число параметров, варьируемых в модельных расчетах квазистатических вольт-емкостных характеристик диодов Шоттки на основе структур с КТ. Так, геометрическое положение слоя КТ и двумерная концентрация квантовых точек N_{qd} могут быть измерены с помощью ПЭМ. Величина среднего квадратического отклонения ΔE функции плотности состояний в КТ может быть определена из анализа пика ФЛ, связанного с электронно-дырочной рекомбинацией в КТ. Поэтому концентрация электронов, локализованных в плоскости КТ, определяется формой плотности состояний в плоскости КТ (E_{ei} , ΔE_{ei}) и положением уровня Ферми E_F в матрице GaAs. Таким образом, из анализа $C-V$ характеристик диодов Шоттки с самоорганизованными КТ можно определить электронную структуру энергетических состояний в КТ. Показано, что в соответствии с выр.11 разрешение метода по энергии повышается при понижении температуры из-за уменьшения теплового размытия края Фермиевского распределения.

Показано, что, измеряя частотную и температурную зависимости функции G_{mG}/ω , которая имеет максимум при $\omega\tau_m=1.98$ (выр.12), можно определить температурную зависимость постоянной времени эмиссии из КТ, а затем и энергию активации этого процесса. Кроме того, функция G_{mG}/ω в максимуме $\approx 0.8 C_{qdG}/2$, что позволяет оценить форму плотности энергетических состояний в КТ из измерения проводимости G_{mG}/ω в зависимости от обратного смещения и величины $\omega\tau_m$.

Таким образом, разработан комплекс методов емкостной спектроскопии для исследования энергетических состояний в КТ.

Данный комплекс методов был применен для проведения исследований диодов Шоттки на основе гетероструктур n-типа и p-типа проводимости с КТ, сформированными после нанесения 1.7 и 4 монослоев (МС) InAs на поверхность GaAs. 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.

Исследование температурной и частотной зависимостей C - V и G - V характеристик структуры n -типа проводимости с КТ, сформированными после нанесения 4 МС InAs, показало, что квазистатические условия измерения могут быть получены при $T = 80$ К на частотах измерительного сигнала f менее 10 кГц, когда $\omega\tau_m \ll 1.98$ (Рис.5а,б). Из модельных расчетов установлено, что в КТ имеется два заполненных электронных состояния E_{e1} и E_{e2} , расположенных ниже дна зоны проводимости GaAs на 140 мэВ ($\Delta E_{e0} = 45$ мэВ) и 60 мэВ ($\Delta E_{e1} = 45$ мэВ), соответственно. Установлено, что при увеличении величины обратного смещения происходит последовательное опустошение уровней E_{e2} и E_{e1} от электронов, при этом в C - V характеристике наблюдается две ступеньки (Рис.6а), которым соответствуют два пика на эффективном профиле распределения концентрации свободных носителей заряда N_{CV} - W (Рис.6б). Исследования структуры p -типа проводимости с такими же КТ показало, что основное энергетическое состояние для дырок в КТ расположено на 230 мэВ выше потолка валентной зоны GaAs.

Установлено, что уменьшение размеров базы КТ InAs/GaAs с 15-17 нм до 8-9 нм приводит к уменьшению глубины залегания электронных и дырочных состояний в КТ по отношению к краю соответствующей зоны до 80 мэВ и 170 мэВ, соответственно.

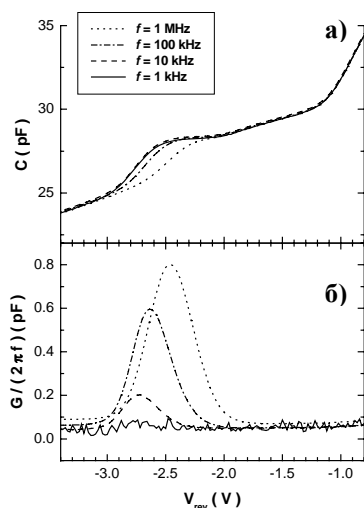


Рис.5 C - V (а) и G - V (б) характеристики структуры с КТ, полученные при $T = 80$ К для разных частот измерительного сигнала f .

Следует отметить, что сумма энергий локализации электронов и дырок в КТ с энергией пика ФЛ при 10 К через основные состояния дает значения в диапазоне 1.480-1.520 эВ, что с учетом энергии связи экситона в КТ достаточно хорошо согласуется с шириной запрещенной зоны GaAs ($E_g^{\text{GaAs}} = 1.519$ эВ).

Было обнаружено, что при понижении температуры происходит подавление квантовой составляющей емкости C_{qd} , связанное с тем, что темп термической эмиссии e_n электронов из КТ становится значительно меньше угловой частоты

измерительного сигнала ω (или $\omega\tau_m \gg 1.98$), т.е. происходит «вымораживание» электронов на уровнях в КТ (Рис.7а). При этом появляется пик проводимости G (Рис.7б), связанный с возрастанием активных потерь в структуре из-за 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. Темп эмиссии $e_n = 1/\tau_m$ носителей заряда из КТ экспоненциально зависит от температуры и энергии электронного уровня E_{ei} в КТ относительно дна зоны проводимости E_C :

$$e_n = e_n^0 \exp\left(-\frac{E_C - E_{ei}}{kT}\right) \quad (13)$$

Аналогичное выражение может быть написано для темпа эмиссии дырок из КТ. Таким образом, соотношение темпа эмиссии e_n и частоты измерительного сигнала $\omega = 2\pi f$ будет зависеть от температуры. Из выражений (12) для полного адмитанса диода Шоттки с КТ следует, что с ростом температуры при переходе от режима «вымораживания» к квазистатическому режиму на температурной зависимости емкости $C(T)$ должна наблюдаться ступенька, которой соответст-

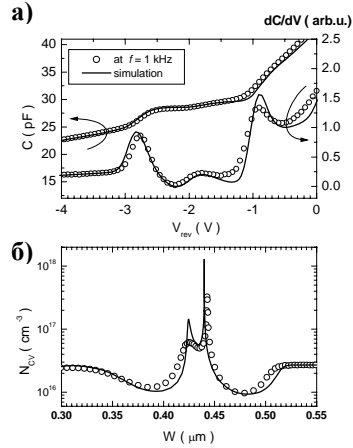


Рис.6 C - V (а) и N_{CV} - W (б) характеристики структуры с КТ при $T = 80$ К: экспериментальные результаты (открытые символы), измеренные на частоте измерительного сигнала $f = 1$ кГц, и модельные расчеты (сплошные линии).

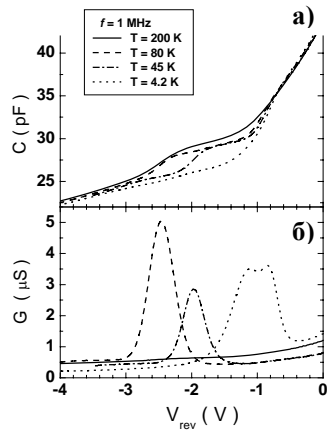


Рис.7 C - V (а) и G - V (б) характеристики структуры с КТ, измеренные на частоте $f = 1$ МГц при различных температурах.

вует пик на температурной зависимости проводимости $G(T)/\omega$ (Рис.8а) при условии $\omega\tau_m \approx 1.98$. Показано, что, изменяя напряжение смещения, можно изучать форму плотности энергетических состояний в КТ по амплитуде пика на температурной зависимости $G(T)/\omega$ (Рис.8а), поскольку точка пересечения уровня Ферми E_F с плотностью состояний N_{qdG} в плоскости КТ зависит от величины обратного смещения на барьере Шоттки (выр.12). На Рис.8б зависимость $G(T)/\omega$ для частоты измерительного сигнала $f = 1$ МГц как функция напряжения обратного смещения V и температуры представлена в виде двумерного графика, который показывает, что, выбирая напряжение обратного смещения V и температуру, можно отдельно изучать эмиссию из основного и первого возбужденного электронных состояний в КТ.

Из квазистатических расчетов вольт-емкостной характеристики структуры с КТ была получена зависимость от напряжения смещения для емкости C_{qdG} , связанной с перезарядкой КТ (Рис.9а), форма которой достаточно хорошо совпадает с зависимостью амплитуды пика $G(T)/\omega$ от напряжения смещения (Рис.9б), что является экспериментальным подтверждением по-

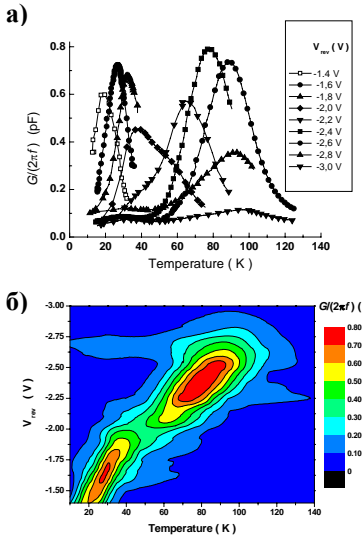


Рис.8 G - T характеристики структуры с КТ, полученные на частоте измерительного сигнала $f = 1$ МГц, в зависимости от напряжения обратного смещения V .

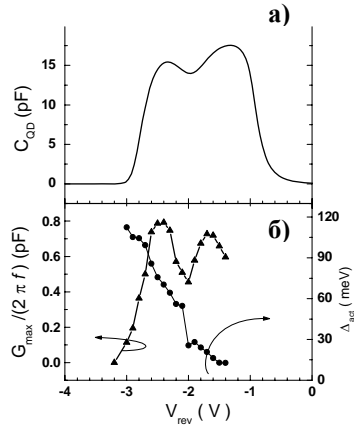


Рис.9 Расчетная C_{qd} - V характеристика структуры с КТ (а). Зависимость амплитуды сигнала проводимости G_{max} (\blacktriangle), измеренного при $f = 1$ МГц, и энергии активации темпа эмиссии Δ_{act} (\bullet) от напряжения обратного смещения V (б).

лученных выр.12.

Было установлено, что энергия активации темпа эмиссии электронов из КТ растет с увеличением напряжении обратного смещения V (Рис.9б), т.к. уровень Ферми E_F 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 $\Delta_{actE_{e0}} = 76$ мэВ, а для первого возбужденного состояния E_{e1} эта величина составляет $\Delta_{actE_{e1}} = 15$ мэВ (Рис.9б). В обоих случаях эта величина значительно ниже значений $E_{e0} = 140$ мэВ и $E_{e1} = 60$ мэВ, определенных из квази-статического анализа $C-V$ характеристик. Предлагается модель, согласно которой эмиссия электронов из InAs КТ в зону проводимости E_C матрицы GaAs идет в несколько этапов через промежуточные состояния. Из основного электронного состояния E_{e0} электрон термически забрасывается на виртуальное возбужденное состояние, а затем туннелирует через узкий треугольный барьер в зону проводимости E_C матрицы GaAs (Рис.10а).

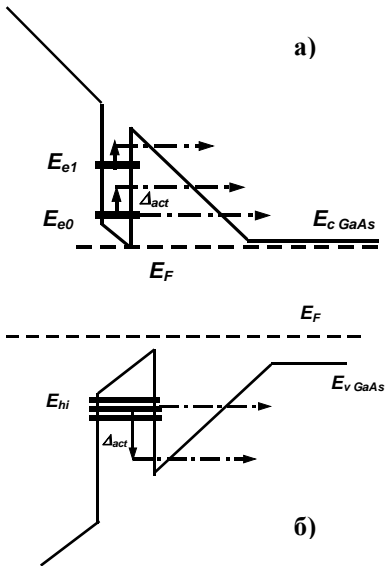


Рис.10 Механизмы эмиссии электронов (а) и дырок (б) из КТ в GaAs матрицу. Горизонтальные линии показывают энергетические уровни для электронов E_{ei} для дырок E_{hi} в КТ.

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 (Рис.10а). Было продемонстрировано, что этот эффект не зависит от ориентации магнитного поля относительно плоскости квантовых точек, что является проявлением нуль-мерной природы квантовых точек. Следует отметить, что магнитное поле с величиной магнитной индукции до 10 Т не влияет на электронную структуру КТ InAs/GaAs, т.к. магнитная длина в этом случае значительно больше характерного размера КТ.

С помощью метода НСГУ были проведены исследования темпов эмиссии электронов и дырок из КТ с использованием структур n- и p-типа проводимости, соответственно. Следует отметить, что энергия активации эмиссии электронов из КТ InAs ($E_a^N \approx 82$ мэВ), 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.9б). Наличие постоянного сигнала в НСГУ спектре при температурах ниже 30 К (Рис.11а) связано с тем, что в этой области температур темп термической эмиссии электронов из основного состояния E_{e0} КТ незначителен, и основным механизмом эмиссии электронов из КТ является туннелирование из основного состояния в барьер GaAs (Рис.10а). Темп туннелирования не зависит от температуры, поэтому постоянная времени релаксации емкости, связанной с эмиссией электронов из КТ, тоже не зависит от температуры, что приводит к появлению постоянного сигнала на выходе двухстробного интегратора НСГУ (Рис.11а). Показано, что с повышением температуры идет термически активированное туннелирование электронов из InAs КТ в зону проводимости GaAs (Рис.10а).

Тот факт, что эффективная масса дырок выше, чем у электронов приводит к уменьшению туннельной прозрачности GaAs барьера, поэтому требуется большая энергия для термической активации туннелирования дырок из InAs КТ в валентную зону GaAs (Рис.10б). Кроме того, дырочные состояния InAs КТ лежат глубже, чем электронные по отношению к соответствующему краю запрещенной зоны GaAs. Показано, что при измерении НСГУ спектров с ростом напряжения смещения V_{rev} энергия термической активации уровня H_{QD} линейно уменьшается с наклоном около -9 мэВ/В. Экстраполяция к нулевому напряжению смещения V_{rev} дает величину энергии активации равную $E_a^p \approx 194$ мэВ, что достаточно хорошо согласуется с положением основ-

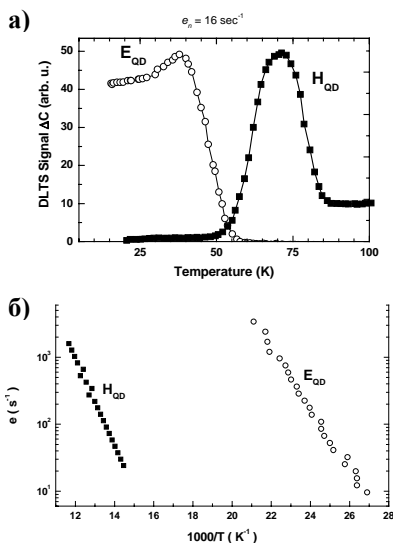


Рис.11 НСГУ спектры (а) и график Аррениуса (б) для темпов эмиссии электронов E_{QD} и дырок H_{QD} из саморганизованных КТ InAs/GaAs, измеренные на структурах n- и p-типа, соответственно.

ного дырочного уровня в КТ $E_{h0} = 230$ мэВ, определенным из анализа $C-V$ характеристик структуры р-типа проводимости с КТ. Исследование температурной зависимости темпов эмиссии носителей из КТ показало, что темп эмиссии электронов из КТ на несколько порядков превышает темп эмиссии дырок (рис.116).

В третьей главе представлены результаты исследований оптических свойств самоорганизованных квантовых точек InAs в матрице GaAs с помощью фототоковой спектроскопии. Показано, что интенсивность сигнала фототока I_{PC} 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 предложена 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 ($N_{QD}^{h\nu}$), оптически активных в спектральном диапазоне линии оптического возбуждения. Кроме того, как было показано ранее в Главе 2, для InAs/GaAs КТ темп эмиссии дырок значительно ниже темпа эмиссии электронов, поэтому:

$$I_{PC} = \frac{g g N_{QD}^{h\nu}}{1 + g \tau_h + \frac{\tau_e}{\tau_r}} \quad (14)$$

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_{PC} от КТ. Далее на основании исследований температурной зависимости фототока I_{PC} от КТ InAs/GaAs при малых уровнях возбуждения ($g \ll 1/\tau_h$) было показано, что величина сигнала фототока I_{PC} действительно контролируется температурной зависимостью темпа эмиссии $1/\tau_e$ фотовозбужденных электронов из КТ. Показано, что сигнал фототока I_{PC} от КТ подавляется, если темп эмиссии $1/\tau_e$ электронов из КТ ниже темпа рекомбинации экситона $1/\tau_r \sim 10^9 \text{ сек}^{-1}$ для КТ InAs/GaAs. Демонстрировано, что при этих условиях измерения фототока I_{PC} большая часть КТ была нейтральной, так что положительный заряд фотовозбужденных дырок в КТ, оставшихся после быстрого ухода электронов, не оказывал

значительного влияния на динамику носителей и интенсивность оптического поглощения в КТ.

Наиболее интересной и важной с практической точки является ситуация высокого уровня возбуждения, когда $g \gg 1/\tau_h$. В этом случае будут проявляться нелинейные оптические свойства полупроводниковых гетероструктур с КТ. Ранее было показано, что поскольку для формирования КТ используются процессы самоорганизации, то электронный спектр массива КТ имеет значительное неоднородное уширение ($\Gamma_1 \sim 50$ мэВ) из-за разброса КТ по составу и размерам. С другой стороны, самоорганизованные КТ характеризуются атомо-подобной электронной структурой с малым однородным уширением ($\Gamma_h < 100$ мкэВ). Поэтому данная система может быть использована для реализации эффекта фотофизического «выжигания дыры» в спектре поглощения КТ, где самоорганизованные КТ можно использовать в качестве оптически и электрически управляемых ловушек носителей заряда. Наличие носителя заряда (электрона или дырки) в КТ будет модифицировать поглощение данной КТ, при этом свойства остальных КТ массива останутся без изменений. Тогда по изменению неоднородно уширенного спектра поглощения системы самоорганизованных КТ можно будет детектировать заполнение КТ носителями заряда, так называемый эффект «выжигания дыры» в спектре поглощения. 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. Кроме того, данная система может быть использована в качестве нелинейного оптического устройства.

Исследования эффекта «выжигания дыры» в спектрах поглощения самоорганизованных КТ проводились на полупроводниковых гетероструктурах, где слой самоорганизованных КТ InAs был вставлен в середину *i*-слоя *r-i-n*-структуры на основе GaAs (Рис.12а). Спектральные зависимости фототока измерялись при низких температурах, когда термическая активация подавлена, и основным механизмом выхода носителей заряда из КТ является туннелирование.

Для записи спектров фототока I_{PC} в качестве источника возбуждения использовалась галогеновая лампа в комбинации с монохроматором. Для резонансного возбуждения КТ использовался перестраиваемый Ti:сапфировый лазер.

Показано, что при низких температурах ($T < 10$ К) амплитуда фототока I_{PC} , связанного с поглощением в КТ, зависит от электрического поля в *r-i-n*-структуре, которое контролирует темп туннелирования (τ_{tunn})⁻¹ носителей заряда из КТ через треугольный барьер (Рис.12а). При большом напряжении обратного смещения амплитуда фототока I_{PC} от КТ насыщается, т.к. практически все фотовозбужденные в КТ носители заряда разделяются

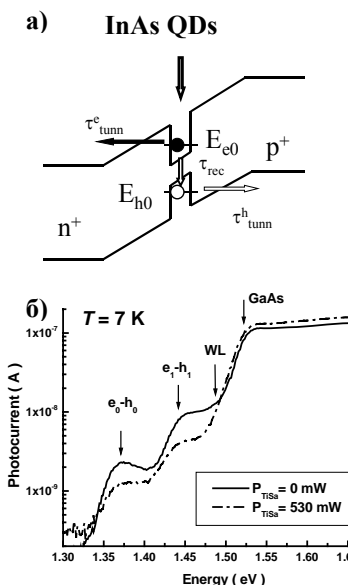


Рис.12 (а) Энергетическая диаграмма р-і-п-структуры с КТ. (б) Спектры фототока I_{PC} структуры с КТ.

и дают вклад в фототок I_{PC} . При уменьшении напряжения обратного смещения падает темп туннелирования $(\tau_{tunn})^{-1}$ носителей заряда из КТ, поэтому при этих условиях практически все фотовозбужденные носители заряда рекомбинируют в КТ и не дают вклада в фототок I_{PC} .

На Рис.12б представлена зависимость сигнала фототока I_{PC} от КТ при $T = 7$ К, от наличия подсветки (P_{TiSa}) Тi-сапфирового лазера в непрерывном режиме с энергией кванта света 1.37 эВ. Пики фототока, расположенные при энергиях фотона 1.37 эВ и 1.46 эВ, связаны с поглощением фотонов между основными и возбужденными состояниями в КТ, соответственно. Резкое увеличение фототока наблюдается при поглощении фотонов в смачивающем слое InAs (1.49 эВ) в матрице GaAs (1.51 эВ). Это связано со значительным увеличением плотности состояний в этих слоях по сравнению со слоем самоорганизованных КТ.

Исследования показали, что подавление сигнала фототока I_{PC} наблюдается не только для основного состояния КТ (переход e_0-h_0), соответствующего энергии кванта Тi-сапфирового лазера, но и для возбужденного состояния КТ (переход e_1-h_1) (Рис.12б). Следует отметить, что «выжигание дыры» в спектре поглощения КТ началось только при мощности возбуждения Тi-сапфирового лазера выше 100мВт. Это связано с тем, что данный тип КТ InGaAs/GaAs характеризуется высокой плотностью (порядка 10^{11} см⁻²) 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.

Для понижения темпа генерации g , необходимого для наблюдения эффекта «выжигание дыры», было предложено использовать структуры с КТ большего размера, которые характеризуются более глубокими энергиями локализации носителей в КТ. Для дополнительного понижения темпа туннельной эмиссии дырок из КТ в р-і-п-структуре с одной стороны от слоя

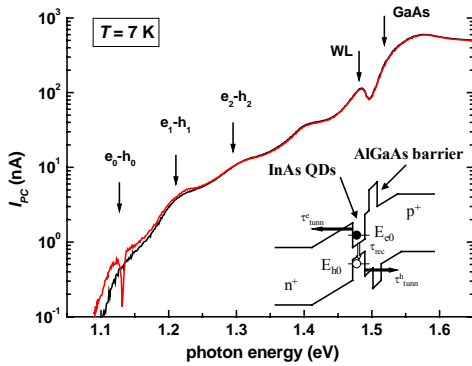


Рис.13 Спектры фототока I_{PC} структуры с КТ, измеренные с и без оптического возбуждения от Тi-сапфирового лазера.

дыра при энергии кванта Тi-сапфирового лазера 1.1322 эВ. Следует отметить, что мощность возбуждения Тi-сапфирового лазера была примерно 6 мВт (0.5 Вт/см²).

Установлено, что с повышением температуры глубина «дыры» постепенно уменьшается и при $T = 100$ К исчезает вообще.

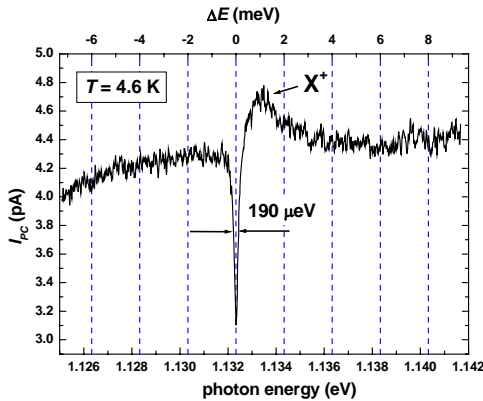


Рис.14 Спектр фототока I_{PC} структуры с КТ, измеренный с оптическим возбуждением от Тi-сапфирового лазера.

из КТ. Были проведены измерения температурной зависимости фототока I_{PC} при лазерном возбуждении с энергией фотона 0.980 эВ, что значительно ниже, чем энергия основного состояния в КТ. Установлено, что при температурах ниже 60 К с ростом интенсивности лазерной подсветки наблюдается усиление сигнала фототока I_{PC} в области основного поглощения

КТ был вставлен барьер i - $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ с толщиной 300 Å (Рис.13). Использование этой структуры позволило на несколько порядков снизить мощность оптического возбуждения от Тi-сапфирового лазера для наблюдения эффекта «выжигание дыры» в спектрах фототока I_{PC} структуры с КТ. На Рис.13 в спектре фототока I_{PC} структуры с КТ отчетливо наблюдается спектральная

глубина «дыры» постепенно уменьшается и при $T = 100$ К исчезает вообще. Это связано с ростом темпа термической эмиссии τ_{therm}^h фотовозбужденных дырок из КТ. Кроме того, при температурах ниже 40 К за пределами диапазона, соответствующего линии Тi-сапфирового лазера, наблюдается усиление сигнала фототока I_{PC} в области основного поглощения КТ (Рис.13). Показано, что это явление связано с оптически активированной эмиссией фотовозбужденных дырок

КТ. При температурах выше 60 К эффект оптической активации эмиссии дырок из КТ не наблюдается, так как значительно возрастает темп термической эмиссии дырок.

Из измерений насыщения спектра фототока I_{PC} от КТ при $T = 7$ К в зависимости от электрического поля и интенсивности оптического возбуждения при записи I_{PC} установлено, что в электрическом поле 100 кВ/см постоянная времени туннелирования дырок из КТ составляет 1.5 мсек. 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_{PC} на уровне ~ 100 нВт. При этом для формирования «спектральной дыры» (Рис.14) использовалось возбуждение от Ti-сапфирового лазера с энергией фотона $E_{pump} = 1.1323$ эВ и мощностью 9 мкВт (~ 0.5 мВт/см²). Было обнаружено, что в спектре фототока I_{PC} наблюдается также увеличение поглощения с высокоэнергетичной стороны от «спектральной дыры», сдвинутое примерно на 1 мэВ (Рис.14). 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, измененными на изолированных КТ.

В четвертой главе представлены результаты исследований эпитаксиальных слоев низкотемпературного GaAs с наноразмерными кластерами мышьяка методом емкостной спектроскопии. Арсенид галлия, выращиваемый методом МПЭ при низких температурах $T < 300^\circ\text{C}$ (LT-GaAs), привлекает большое внимание благодаря своим уникальным свойствам, таким как высокое удельное электрическое сопротивление и фемтосекундные времена жизни неравновесных носителей заряда. Главной особенностью LT-GaAs является избыток мышьяка As (до 1.5 ат. %), захватываемый в растущий слой при низкотемпературной эпитаксии. При этом создается высокая концентрация точечных дефектов типа антиструктурного дефекта As_{Ga} , междоузельного мышьяка As_i , вакансии галлия V_{Ga} и их комплексов. В процессе отжига LT-GaAs при высокой температуре ($T > 500^\circ\text{C}$) происходит формирование наноразмерных кластеров As, встроенных в матрицу GaAs. Несмотря на то, что этот материал уже нашел целый ряд приборных применений, природа его электронных свойств до сих пор является предметом дискуссии.

Для исследования использовались структуры с барьером Шоттки Au/GaAs, в которых тонкий слой LT-GaAs (с толщиной ~ 100 нм), содержащий кластеры As, был вставлен между двумя однородно легированными слоями

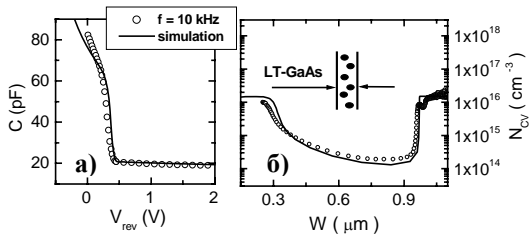


Рис.15 C - V (а) и N_{CV} - W (б) характеристики P -структуры, измеренные на частоте 10 кГц при 77 К. Сплошные линии - модельные расчеты.

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 аккумулярованных 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.

Из количественного анализа C - V и N_{CV} - W характеристик P -структуры при $T=77$ К было установлено (Рис.15а,б), что в слое LT -GaAs аккумуляруется заряд, соответствующий слоевой концентрации дырок $N_Q^{LT}=0.8 \times 10^{11}$ см $^{-2}$. Сравнение расчетов с экспериментальными результатами для N -структуры показало, что наилучшее совпадение наблюдается при $N_Q^{LT}=1.0 \times 10^{12}$ см $^{-2}$. С помощью ПЭМ было показано, что концентрации кластеров мышьяка сравнимы с концентрацией аккумулярованных в LT -GaAs носителей заряда ($N_{CL} \approx 4 \times 10^{11}$ см $^{-2}$ для N -структуры и $N_{CL} \approx 6 \times 10^{11}$ см $^{-2}$ для P -структуры) при этом средний диаметр кластеров мышьяка лежит в диапазоне от 5 до 7 нм.

Численный анализ C - V и N_{CV} - W характеристик на основе одномерного решения уравнения Пуассона показал, что и электроны, и дырки аккумуляруются на локальных уровнях, расположенных 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 N -структуре.

Проведенные исследования показали, что присутствие тонкого слоя LT -GaAs приводит к значительному увеличению напряженности электрического пробоя диода Шоттки. Средняя по структуре напряженность электрического поля пробоя составляет ~ 230 В/см, что соответствует значениям, характерным для толстых слоев LT -GaAs, и существенно превышает вели-

GaAs n - или p -типа проводимости (далее N - и P -структуры, соответственно), выращенными при стандартных температурах. Для оценки заряда, аккумулярованного в слое LT -GaAs, было проведено моделирование C - V характеристик и профиля

чины, характерные для обычного n -GaAs и стехиометрического полуизолирующего GaAs.

Таким образом, установлено, 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 (Рис.15б). Проведенные исследования CV -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.

В **Заключении** отмечено, что в диссертационной работе 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.

В заключении также сформулированы **основные результаты работы** :

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), когда в полном импедансе структуры величина C_m на порядок превышает приведенную проводимость \bar{G}_m/ω , которая определяется вкладом от дефектов с глубокими уровнями и активных потерь, не учитываемых при модельных расчетах 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 $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ и $\text{In}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ показано, что модельные расчеты позволяют с точностью до 20 мэВ определять величину разрыва зон на гетерогранице. Данный метод 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.
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 от температуры и определяется 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 фотолуминесценции 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 ω . 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 пре-

вышает 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 уровнем Ферми E_F . Поскольку точка пересечения уровня 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 заглупления 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 n -матрице, заряжаясь отрицательно, и дырки в p -матрице, заряжаясь положительно.

Список основных публикаций по теме диссертации:

- A1. P.N.Brounkov, S.G.Konnikov, T.Benyattou, G.Guillot, Capacitance-voltage characterization of subband levels in quantum wells. // *Abstracts of Invited Lectures and Contributed Papers of The 3rd International Symposium on Nanostructures : Physics and Technology*, June 26-30, St-Petersburg, Russia, p.94-96 (1995).
- A2. 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).

- A3.** 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).
- A4.** 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).
- A5.** П. Н. Брунков, С. О. Усов, Ю.Г. Мусихин, А. Е. Жуков, Г.Э.Цырлин, В. М. Устинов, С. Г. Конников, Г.К. Расулова, Определение профиля распределения концентрации носителей заряда в слабосвязанных сверхрешетках GaAs/AlGaAs. // *ФТП*, **32**, с.469-472 (2004).
- A6.** 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).
- A7.** G.K. Rasulova, M.V. Golubkov, A.V. Leonov, P.N. Brunkov, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, S.O. Usov, S.G. Konnikov, Domain boundary instability in weakly coupled GaAs/AlGaAs superlattices. // *Superlattices Microstruct.*, **37**, p.139-150 (2005).
- A8.** 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).
- A9.** 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) p.841-846.
- A10.** 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 4th International Symposium on Nanostructures : Physics and technology, June 26-30, St-Petersburg, Russia, p.263-266* (1996).
- A11.** 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, P.S.Kop'ev, Capacitance-voltage charac-

- terization of electron and hole energy levels in InAs/GaAs quantum dots grown by MBE. // in Proc. 23rd International Conference on the Physics of Semiconductors (23rd ICPS) ed.M.Scheffler and R.Zimmerman V.2 p.1361-1364 (World Scientific,Singapore, 1996)
- A12.** 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 self-assembled InAs quantum dots in GaAs matrix. // *Appl.Phys.Lett.* **73**, p.1092-1094 (1998)
- A13.** 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).
- A14.** 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, Вольтёмкостное профилирование барьеров Шоттки Au / n-GaAs, содержащих слой самоорганизованных квантовых точек InAs. // *ФТП*, **32**, с.1229-1234 (1998).
- A15.** 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).
- A16.** 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).
- A17.** 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 7th International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology*, June 14-18, 1999, St-Petersburg, Russia, (Ioffe Institute, St-Petersburg, 1999) p.232-235.
- A18.** 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).
- A19.** 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 5th*

- International Symposium on Nanostructures : Physics and Technology, June, 1997, St-Petersburg, Russia, (Ioffe Institute, St-Petersburg, 1997), 236-239 (1997).
- A20.** P.N. Brunkov, 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 6th International Symposium on Nanostructures : Physics and Technology, June 22-26, 1998, St-Petersburg, Russia, (Ioffe Institute, St-Petersburg, 1998) p.424-427.
- A21.** 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).
- A22.** P.N. Brunkov, 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)**, p.267-270 (1998).
- A23.** P. N. Brunkov, A. R. Kovsh, V. M. Ustinov, Yu. G. Musikhin, N. N. Ledentsov, S. G. Konnikov, A. Polimeni, A. Patané, 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**, p.486-491 (1999).
- A24.** 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 8th International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology, June 19-23, 2000, St-Petersburg, Russia, (Ioffe Institute, St-Petersburg, 2000) p.375-378.
- A25.** 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**, p.1573-1575 (2000).
- A26.** 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, p.1045-1046 eds. N.Miura, T.Ando, Springer 2001.

- A27.** 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)* **224(1)**, p.57– 60 (2001).
- A28.** 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*, p. 789-790
- A29.** 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).
- A30.** 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 9th International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology, June 18-22, 2001, St-Petersburg, Russia, (Ioffe Institute, St-Petersburg, 2001)* p.320-323.
- A31.** 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 10th International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology, June 17-21, 2002, St-Petersburg, Russia, (Ioffe Institute, St-Petersburg, 2002)* p.275-278.
- A32.** П.Н.Брунков, А.Левин, 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).
- A33.** 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.*
- A34.** 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 11th International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology, June 23–28, 2003, St-Petersburg, Russia, (Ioffe Institute, St-Petersburg, 2003) p.356-357.
- A35.** T. Warming, П.Н.Брунков, А.Е. Жуков, В.М.Устинов, С.Г.Конников, F. Guffarth, С.М.А. Kapteyn, R.Heitz, D. Bimberg, Модификация поглощения самоорганизованных квантовых точек InAs/GaAs в узком спектральном диапазоне. // Известия Академии Наук (сер. физическая) **68(1)**, с.48-50 (2004).
- A36.** T 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).
- A37.** 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).
- A38.** П.Н. Брунков, В.В. Чалдышев, Н.А. Берг, А.А. Суворова, С.Г. Конников, А.В. Черниговский, В.В. Преображенский, М.А. Путятто, Б.Р. Семягин, Аккумуляция электронов в слоях GaAs, выращенных при низкой температуре и содержащих кластеры мышьяка. // ФТП, **32** с.1170-1174, (1998).
- A39.** P. N. Brunkov, 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-temperature-grown GaAs. // Appl.Phys.Lett. **73**, p.2796-2798 (1998).
- A40.** П.Н. Брунков, В.В.Чалдышев, А.В. Черниговский, А.А. Суворова, Н.А.Берг, С.Г.Конников, В.В. Преображенский, М.А. Путятто, Б.Р. Семягин, Аккумуляция основных носителей заряда в слоях GaAs, содержащих кластеры мышьяка. // ФТП, **34**, с.1109-1113 (2000).
- A41.** 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 8th International Symposium on Nanostructures: Physics and Technology, June 19-23, 2000, St-Petersburg, Russia, (Ioffe Institute, St-Petersburg, 2000) p.291-294.

Список цитируемой литературы.

1. Ж.И. Алферов, УФН, **172**, с.1068 (2002).
2. Г. Крёмер, УФН, **172**, с.1091 (2002).
3. С. Зи. Физика полупроводниковых приборов (М., Мир, 1984).
4. Н. Kroemer, *et al*, Appl.Phys.Lett. **36**, p.295 (1980).
5. R.People, *et al*, Appl.Phys.Lett. **43**, p.118 (1983).
6. X. Letartre, *et al*, J.Appl.Phys. **58**, p.1047 (1991).
7. Алешкин В.Я., *et al*, ФТП **25**, с.1047 (1991).
8. Schubert E.F., *et al*, Appl.Phys. Lett. **57**, p.497 (1990).
9. Ando T., *et al*, Reviews of Modern Physics, **54**, p.437 (1982).
10. Lang D.V., J.Appl.Phys. **45**, p.3023 (1974).
11. Losee D.L., J.Appl.Phys. **46**, p.2204 (1975).
12. Chris G. Van de Walle, Phys. Rev. B **39**, p.1871 (1989).
13. Goldstein L., *et al*, Appl. Phys. Lett. **47**, p.1099 (1985).
14. M. Grundmann, *et al*, Phys. Rev. Lett. **74**, p.4043 (1995).
15. J.-Y. Marzin, *et al*, Phys. Rev. Lett. **73**, p.716 (1994).
16. S. Rodt, *et al*, Phys. Rev. B **71**, 155325 (2005).