

*На правах рукописи*

**Борисенко Сергей Иванович**

**АНАЛИЗ ОСОБЕННОСТЕЙ ОПТИЧЕСКИХ И  
ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СЛОЖНЫХ  
АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ  
И ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ИХ ОСНОВЕ**

01.04.10 - Физика полупроводников

**АВТОРЕФЕРАТ**  
диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Томск 2004

Работа выполнена в **Томском государственном университете**  
и **Сибирском физико-техническом институте**  
им. академика В.Д. Кузнецова  
при Томском государственном университете

Научный консультант

доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией теоретической физики Сибирского физико-технического института, **Караваяв Г.Ф.**

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической и экспериментальной физики Томского политехнического университета, **Вайсбурд Д.И.**

доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой теоретической физики Кемеровского государственного университета, **Поплавной А.С.**

доктор физико-математических наук, профессор кафедры квантовой теории поля Томского государственного университета, **Самсонов Б.Ф.**

Ведущая организация

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
г. С.-Петербург

Защита диссертации состоится 21 октября 2004 г. в 14 час 30 мин. на заседании диссертационного совета Д 212.267.07 при Томском государственном университете по адресу: 634050, г. Томск, пр. Ленина, 36.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Томского государственного университета.

Автореферат разослан 10.09.04 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,  
доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник

**Ивонин И.В.**

## Общая характеристика работы

### Актуальность темы

Успешное использование электрических и оптических свойств сложных алмазоподобных полупроводников и гетероструктур на их основе в твердотельной электронике и оптоэлектронике невозможно без наличия адекватных теоретических моделей, описывающих эти свойства. Теория дает возможность не только глубоко понять физическую природу этих свойств. Она позволяет выделить основные факторы, определяющие их, рассчитать предельные характеристики процессов, формирующие данные свойства, предсказать количественно и качественно характер их изменения в зависимости от внешних факторов и внутренних параметров полупроводников, обнаружить возможность существования новых свойств и явлений. Естественный процесс развития полупроводниковой электроники и оптоэлектроники постоянно сопровождается вовлечением в него все более сложных по составу и физическим свойствам полупроводников и структур на их основе. Примером может служить переход от простых алмазоподобных полупроводников  $A^4$  к двойным соединениям  $A^3B^5$ , а затем к тройным  $A^2B^4C^5$ . По сравнению со своими двойными аналогами тройные алмазоподобные полупроводники обладают не только теми же ценными качествами, что и полупроводники  $A^3B^5$ , но и рядом особенностей, которые делают их перспективными для использования в различных областях твердотельной микроэлектроники, нелинейной оптики и оптоэлектроники.

Процесс перехода от простых к сложным полупроводникам и полупроводниковым структурам в свою очередь требует развития существующих теорий физических свойств и создания новых, учитывающих более сложный характер поведения и взаимодействия между электронами и ионами кристаллической решетки. Это направление исследований, связывающее теорию и практику, особенно бурно развивается в последнее время в связи с появлением нано

электроники. Полупроводниковые структуры с низкоразмерным электронным газом, составляющие основу этой науки, открывают широчайшие перспективы и возможности перед электронной инженерией.

Как известно, многие оптические и электрические свойства полупроводников, определяемые электронной подсистемой, существенным образом зависят от рассеяния носителей заряда на фононной подсистеме и различных дефектах кристаллической решетки. В монокристаллах основными из них являются примесные атомы. В общем случае процессы рассеяния являются нежелательным фактором, ухудшающим свойства активных элементов полупроводниковых приборов. В связи с этим одной из основных задач теории является расчет предельных характеристик физических свойств рассматриваемых полупроводников и полупроводниковых структур, соответствующих идеальным монокристаллам с собственной или примесной проводимостью. Расчет предельных характеристик, таких как подвижность носителей заряда, предполагает знание энергетического спектра и волновых функций электронной подсистемы, спектра колебаний и смещений фононной подсистемы, вероятности рассеяния электронов на фононах, а также решение соответствующих кинетических уравнений. В связи с созданием низкоразмерных наноструктур до настоящего времени актуальной является задача, связанная с изучением влияния размерного квантования спектра электронов и фононов на их кинетические и оптические свойства по сравнению с однородными полупроводниками, из которых эти структуры состоят.

### **Цель работы**

Целью данной работы является развитие теории оптического поглощения в тройных алмазоподобных полупроводниках  $A^2B^4C^5_2$  в поляризованном свете и теории электропроводности в сложных алмазоподобных полупроводниках и сверхрешетках на их основе с учетом непараболического анизотропного энергетического спектра носителей заряда и неупругого рассеяния на колебаниях решетки. Для достижения этой цели решались следующие задачи:

- 1) Построение адекватной модели энергетического спектра и волновых функций с целью количественного описания оптических и кинетических свойств носителей заряда в прямозонных полупроводниках  $A^2B^4C^5_2$  с решеткой халькопирита.

- 2) Численный анализ края собственного поглощения и селективного поглощения на дырках в полупроводниках  $A^2B^4C^5_2$  в естественном и поляризованном свете.
- 3) Разработка методики расчета энергетического спектра и волновых функций электронов в сверхрешетках типа GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$  в отсутствие внешних полей и в области однородных электрических полей, соответствующих штарковской локализации мини-зон.
- 4) Развитие теории рассеяния носителей заряда на фононах и ионах примеси в прямозонных полупроводниках  $A^2B^4C^5_2$  и сверхрешетках типа n-GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$  однородно легированных или с легированными квантовыми ямами.
- 5) Разработка комплекса методик для расчета ряда кинетических характеристик в полупроводниках и сверхрешетках, учитывающих сложный характер энергетического спектра электронов и фононов, неупругий характер электрон-фононного рассеяния. Анализ температурной зависимости низкополевой подвижности носителей заряда в алмазоподобных полупроводниках  $A^3B^5$ ,  $A^2B^4C^5_2$  и сверхрешетках n-GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$  с квазидвумерным электронным газом. Исследование резонансного тока при вертикальном переносе в сверхрешетках n-GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$  в области однородных электрических полей, соответствующих штарковской локализации мини-зон.

#### Научная новизна

К наиболее существенным научным результатам, полученным **впервые** и представленным в работе, относятся следующие.

- 1) Построена четырех-зонная непараболическая анизотропная модель энергетического спектра электронов и дырок в прямозонных полупроводниках  $A^2B^4C^5_2$  с решеткой халькопирита, зависящая от шести параметров. Найдены значения параметров зонного спектра и рассчитан тензор обратной эффективной массы для носителей заряда целого ряда рассматриваемых кристаллов.
- 2) Развита теория поглощения в поляризованном свете и проведен численный анализ экспериментальных данных по краю собственного поглощения и селективного поглощения на дырках в полупроводниках  $A^2B^4C^5_2$ .
- 3) В приближении однородного электрического поля проведен численный анализ величины штарковского сдвига спектра межпод-

зонного поглощения сверхрешетки  $n$ -GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с легированными квантовыми ямами, используемой в качестве фотодетектора ИК-излучения. Установлено, что сдвиг является «красным» и величина его в области «резонансных» электрических полей невелика.

- 4) Построена теория анизотропного рассеяния носителей заряда на полярных оптических и акустических фононах в прямозонных полупроводниках A<sup>2</sup>B<sup>4</sup>C<sup>5</sup><sub>2</sub>. Рассчитан тензор деформационного акустического потенциала для дырок целого ряда кристаллов.
- 5) Исследована температурная зависимость низкополевой подвижности носителей заряда в CdGeAs<sub>2</sub> с учетом неупругого рассеяния на оптических фононах и плазмонах. Проведена интерпретация экспериментальных данных по измерениям холловской подвижности в образцах с вырожденным электронным газом.
- 6) Развита теория рассеяния электронов на фононах и ионах примеси в сверхрешетках типа GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As однородно легированных или с легированными квантовыми ямами. В приближении объемного фононного спектра получены аналитические формулы для компонент тензора времени релаксации и подвижности квазидвумерного электронного газа за счет рассеяния на полярных фононах в области низких температур.
- 7) Предложен способ численного решения методом прогонки линейаризованного уравнения Больцмана с учетом сложного энергетического спектра носителей заряда и неупругих механизмов рассеяния.
- 8) Разработана методика расчета тензора времени релаксации электронов сверхрешетки с учетом размерного квантования спектра акустических фононов. Качественно и количественно изучено влияние размерного квантования спектра акустических фононов на компоненты тензора времени релаксации квазидвумерного электронного газа в сверхрешетке GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As.
- 9) Разработана методика расчета плотности тока электронов в сверхрешетках при вертикальном переносе в квантовых однородных электрических полях. Проведен расчет и интерпретация экспериментальных данных по измерению резонансного тока электронов в сверхрешетке GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с легированными квантовыми ямами, используемой в качестве фотодетектора ИК-излучения.

Все результаты, представленные в диссертации являются актуальными и новыми на момент их публикации. Результаты опубли

кованы в зарубежных и отечественных журналах, докладывались на Всесоюзных, Российских и международной конференциях.

### **Научные положения, выносимые на защиту**

- 1) Пороговая частота собственного поглощения в прямозонных полупроводниках  $A^2B^4C^5_2$  не зависит от поляризации света. Экспериментальный “голубой” сдвиг пороговой частоты, связанный с переходом от продольной поляризации света к поперечной относительно оптической оси кристалла, определяется существенной поляризационной зависимостью вероятности межзонных оптических переходов в окрестности точки  $\Gamma$  зоны Бриллюэна.
- 2) Максимум в спектре коэффициента селективного поглощения на дырках в полупроводниках  $A^2B^4C^5_2$  с отличной от нуля величиной кристаллического расщепления вершины валентной зоны соответствует энергии двумерных седловых точек в спектре оптической плотности. Существенный вклад в поляризационную зависимость коэффициента селективного поглощения на дырках вносит наличие анизотропии вероятности межподзонных оптических переходов по волновому вектору.
- 3) Основной вклад в рассеяние носителей заряда на оптических фононах в полупроводниках  $A^2B^4C^5_2$  в области высоких температур вносят высокоэнергетические полярные оптические фононы, генезис которых определяется полярными модами решетки сфалерита.
- 4) Величина штарковского сдвига максимума в спектре межподзонального поглощения света в сверхрешетках n-GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$  с легированными квантовыми ямами, рассчитанная в приближении однородного электрического поля, существенно зависит от учета непараболичности объемного энергетического спектра электронов и числа взаимодействующих минизон, учитываемых в расчете.
- 5) Учет размерного квантования спектра электронов в сверхрешетках существенным образом уменьшает время релаксации при взаимодействии с акустическими фононами и слабо влияет на эффективное время релаксации, определяемое полярными оптическими фононами.
- 6) Учет размерного квантования фононного спектра в сверхрешетках типа GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$  приводит к увеличению эффективного времени релаксации квазидвумерных электронов при рассеянии

на полярных оптических фононах и слабо влияет на время релаксации и подвижность носителей заряда при рассеянии на акустических фононах.

- 7) Легирование квантовых ям сверхрешеток типа  $n\text{-GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с целью создания фотодетекторов ИК-излучения существенным образом понижает энергию межподзонных оптических переходов.

### **Научное и практическое значение работы**

Результаты проведенных исследований могут быть использованы при анализе оптических и электрических свойств различных алмазоподобных полупроводников и структур на их основе с целью создания активных элементов твердотельной электроники и оптоэлектроники.

Четырех-зонная модель энергетического спектра, разработанная для прямозонных полупроводников  $\text{A}^2\text{B}^4\text{C}^5_2$  с решеткой халькопирита, применима для численного анализа оптических и электрических свойств электронов и дырок. Рассчитанные значения параметров модели зонного спектра и компоненты тензора обратной эффективной массы электронов и дырок, найденные для ряда соединений  $\text{A}^2\text{B}^4\text{C}^5_2$ , необходимы для расчета предельных электрических и оптических характеристик в конкретных соединениях. Проведенные расчеты оптического поглощения могут быть использованы при создании на базе полупроводников  $\text{A}^2\text{B}^4\text{C}^5_2$  с решеткой халькопирита приборов оптоэлектроники для поляризованного света в области частот, соответствующих краю собственного поглощения и межподзонным дырочным переходам. Разработанная методика и пакеты программ позволяют проводить численный анализ подвижности электронов и дырок в алмазоподобных полупроводниках  $\text{A}^3\text{B}^5$ ,  $\text{A}^2\text{B}^4\text{C}^5_2$  и в сверхрешетках типа  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с учетом неупругого рассеяния на фононах, что является необходимым условием при моделировании работы активных элементов полупроводниковых твердотельных устройств на основе явлений переноса. Расчеты с помощью этих программ позволяют выяснить вклад отдельных механизмов рассеяния в подвижность носителей заряда, их зависимость от температуры и конструктивных параметров сверхрешетки, роль размерного квантования электронного и фононного спектра. Аналитические формулы, полученные для квазидвумерного газа электронов в сверхрешетках из квантовых ям, применимы при чис



ленном анализе компонент тензора эффективного времени релаксации и низкополевой подвижности с учетом рассеяния на полярных оптических и акустических фононах в области низких температур.

**Обоснованность и достоверность** результатов диссертационной работы обусловлена следующими факторами. Развитие в диссертации теоретические модели и методы расчета опираются на современные общепринятые квантовомеханические представления об энергетическом спектре одночастичных возбуждений электронного газа в полупроводниках и влиянии внешних воздействий на этот спектр. Эти модели и методы в качестве базовых используют общепринятые теории рассеяния, оптического поглощения и кинетических коэффициентов, известные методы расчета и апробированные вычислительные алгоритмы. Кроме этого достоверность результатов основана на качественном и в ряде случаев количественном согласии результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными, а также с результатами расчетов других авторов.

### **Апробация работы**

Основные результаты работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях и совещаниях: Всесоюзная конференция «Тройные полупроводники и их применение» (г. Кишинев, 1976 г); Всесоюзная конференция «Тройные полупроводники и их применение» (г. Кишинев, 1979 г); II Всесоюзная конференция по методам расчета энергетической структуры и физических свойств кристаллов (г. Киев, 1982 г); IV Всесоюзная конференция «Тройные полупроводники и их применение» (г. Кишинев, 1983 г); 2-е Всесоюзное совещание по теории полупроводников (г. Ужгород, 1983 г); 7-я Российская конференция «Арсенид Галлия - GaAs-99». (г. Томск, 1999 г); 8-я Российская конференция «Арсенид Галлия и полупроводниковые соединения группы III-V - GaAs-2002» (г. Томск, 2002 г); Международная конференция «Современные проблемы физики и высокие технологии» (г. Томск, 2003 г). Результаты работы также обсуждались на научных семинарах и в научных группах в СФТИ, ТГУ (Томск), ФТИ (С.-Петербург). По материалам диссертации опубликовано в 1976-2004 годах 35 работ, из них 26 статей в центральной российской и зарубежной печати.

## Личный вклад автора

Все результаты, изложенные в диссертации, получены автором лично при консультациях со стороны заведующего лабораторией теоретической физики Сибирского физико-технического института им. В.Д. Кузнецова профессора Г. Ф. Караваева, в части анализа механизмов рассеяния носителей заряда на фононах в полупроводниках  $A^2B^4C^5_2$  в сотрудничестве с профессором Томского педагогического университета В.Г. Тютеревым. Личный вклад автора включает разработку физических моделей и методов расчета, проведение всех численных расчетов и анализ результатов, обобщение представленного в диссертации материала.

## Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Объем работы составляет 192 страницы текста, включая 74 рисунка, 22 таблицы и список использованных источников из 272 наименований. Главы разбиты на параграфы.

## Краткое содержание работы

Во **Введении** обосновывается выбор предмета, объектов и методов исследования, обсуждается актуальность темы, формулируются цели и задачи, решаемые в диссертации.

В **главе 1** излагается модель энергетического спектра носителей заряда в прямозонных полупроводниках  $A^2B^4C^5_2$  с решеткой халькопирита. Модель основана на четырех-зонном приближении кР-теории возмущений и является обобщением модели Кейна для спектра носителей заряда в алмазоподобных полупроводниках  $A^3B^5$ . В отличие от модели Килдал [1], в которую входит четыре параметра, предложенная модель зависит от шести параметров и описывает количественно не только спектр электронов, но и дырок, так как учитывает взаимодействие валентных подзон с возбужденными в зоне проводимости. Получены формулы для энергетического спектра и волновых функций носителей заряда в прямозонных полупроводниках  $A^2B^4C^5_2$  с решеткой халькопирита в приближении эффективной массы. Спецификой энергетического спектра рассматриваемых полупроводников (рис. 1) является наличие у вершины валентной зоны двух существенно анизотропных непараболических под

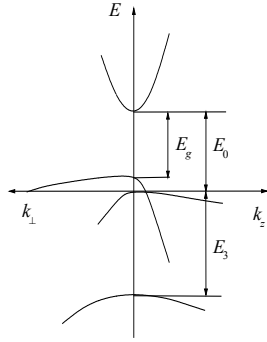


Рис. 1. Вид энергетического спектра носителей заряда в прямозонных полупроводниках  $A^2B^4C^5_2$  в окрестности точки  $\Gamma$  ( $\mathbf{k} = 0$ ).

зон, разделенных энергетическим зазором. На рисунке ось  $z$  параллельна оптической оси кристалла. С помощью анализа экспериментальных данных и псевдопотенциальных расчетов определены значения параметров, описывающих энергетический спектр, и рассчитаны компоненты тензора обратной эффективной массы для ряда соединений  $A^2B^4C^5_2$  (табл. 1). Рассчитанные значения эффективных масс электронов находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Для дырок это согласие гораздо хуже, так как при анализе экс

Табл. 1. Рассчитанные значения эффективных масс электронов и дырок полупроводников  $A^2B^4C^5_2$  в окрестности т.  $\Gamma$  (в ед.  $m_0$ )

$A^2B^4C^5_2$	$m_n$		$m_{p1}$		$m_{p2}$		$m_{p3}$	
	$\perp$	$\parallel$	$\perp$	$\parallel$	$\perp$	$\parallel$	$\perp$	$\parallel$
CdSnAs <sub>2</sub>	0.018	0.015	0.07	0.017	0.028	0.34	0.08	0.10
CdGeAs <sub>2</sub>	0.036	0.027	0.20	0.029	0.059	0.41	0.09	0.19
ZnSnAs <sub>2</sub>	0.037	0.037	0.50*	0.50*	0.045	0.045	0.11	0.11
ZnGeAs <sub>2</sub>	0.049	0.047	0.20	0.055	0.080	0.47	0.12	0.16
CdSnP <sub>2</sub>	0.060	0.056	0.37	0.056	0.098	0.53	0.11	0.30
CdSiAs <sub>2</sub>	0.083	0.073	0.30	0.076	0.120	0.34	0.14	0.28
ZnSnP <sub>2</sub>	0.077	0.077	0.55*	0.55*	0.094	0.094	0.17	0.17
CdGeP <sub>2</sub>	0.087	0.078	0.47	0.071	0.13	0.53	0.14	0.44
ZnSiAs <sub>2</sub>	-	-	0.31	0.085	0.13	0.47	0.16	0.25
ZnGeP <sub>2</sub>	-	-	0.39	0.093	0.15	0.47	0.16	0.34
ZnSiP <sub>2</sub>	-	-	0.43	0.110	0.17	0.47	0.18	0.41

\* - масса, усредненная по углам.

периментальных данных авторы, как правило, использовали для валентной зоны простую однозонную параболическую модель.

На базе известной методики огибающих функций [2] разработана программа численного расчета энергетического спектра и волновых функций электронов в сверхрешетках типа n-GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As в трех-зонном приближении **кР**-теории возмущений. Развита методика численного расчета энергетического спектра и волновых функций электронов в однородном электрическом поле, соответствующем шариковой локализации минизон [3].

В **главе 2** на основе общей теории [4] проведен анализ электрон-фононного взаимодействия в алмазоподобных полупроводниках A<sup>2</sup>B<sup>4</sup>C<sup>5</sup><sub>2</sub> с решеткой халькопирита. Исследованы особенности этого взаимодействия, связанные с понижением симметрии кристаллической решетки и увеличением числа атомов в кристаллической ячейке, по сравнению с тем, что имеет место в двойных аналогах A<sup>3</sup>B<sup>5</sup>. Получены формулы для расчета вероятности анизотропного рассеяния носителей заряда на дальнедействующем потенциале полярных оптических фононов. Рассмотрено рассеяние на дальнедействующем потенциале неполярных оптических и акустических фононов (пьезоакустическое рассеяние). Для квадрата модуля матричного элемента оператора взаимодействия электронов с полярными оптическими фононами симметрии Γ<sub>4</sub> и Γ<sub>5</sub> в приближении невзаимодействующих мод, с учетом поглощения и испускания фонона впервые получена формула

$$w_{\nu}(\mathbf{q}) = \frac{4\pi\eta e^2 S_{\nu} N_{\nu}}{\varepsilon_{\infty}^2(\vartheta) \omega_{\nu} q^2} \begin{cases} \cos^2(\vartheta), & \nu \sim \Gamma_4 \\ \sin^2(\vartheta), & \nu \sim \Gamma_5 \end{cases}, \quad (1)$$

где  $\vartheta$  - угол между оптической осью кристалла и волновым вектором фонона  $\mathbf{q}$ ,  $\omega_{\nu}$  - частота длинноволновых фононов,  $S_{\nu}$  - сила осциллятора,  $N_{\nu}$  - число фононов при заданной температуре,  $\varepsilon_{\infty}(\vartheta) = \varepsilon_{\infty\perp}(\vartheta)\cos^2(\vartheta) + \varepsilon_{\infty\parallel}(\vartheta)\sin^2(\vartheta)$  - высокочастотная диэлектрическая проницаемость. Получены формулы для рассеяния носителей заряда на короткодействующем потенциале акустических и оптических фононов в приближении тензора деформационного потенциала. С помощью данных для двойных аналогов рассчитаны значения констант деформационного потенциала для электронов и дырок ряда соединений A<sup>2</sup>B<sup>4</sup>C<sup>5</sup><sub>2</sub>, приведенные в табл. 2.

Табл. 2. Значение констант акустического деформационного потенциала (эВ) для электронов и дырок в полупроводниках  $A^2B^4C^5_2$  при  $k = 0$ .

$A^2B^4C^5_2$	$-D_c$	$-D_{v1}^\perp$	$-D_{v1}^\parallel$	$-D_{v2}^\perp$	$-D_{v2}^\parallel$
CdSnAs <sub>2</sub>	11.5	4.5	7.6	12.8	3.7
CdGeAs <sub>2</sub>	14.5	5.1	9.6	15.1	4.7
ZnGeAs <sub>2</sub>	17.5	6.1	10.8	17.4	5.7
CdSnP <sub>2</sub>	18.0	9.9	15.0	25.2	9.6
CdSiAs <sub>2</sub>	11.5	4.0	8.5	12.8	3.7
CdGeP <sub>2</sub>	19.0	9.4	14.7	24.1	9.3
ZnSiAs <sub>2</sub>	8.9	6.2	10.6	17.4	5.7
ZnGeP <sub>2</sub>	11.8	9.1	13.8	23.2	8.9
ZnSiP <sub>2</sub>	10.2	9.0	14.1	23.2	8.9

Установлено, что рассеяние на короткодействующем потенциале неполярных оптических фононов в области высоких температур не может быть основным. Авторы, использующие эту гипотезу, не учли, что данное рассеяние существует в первом порядке малости по волновому вектору фонона, тогда как на далекодействующем потенциале полярных оптических фононов в нулевом.

В рамках одночастичного приближения на базе общей теории [5] получена формула для расчета вероятности рассеяния носителей заряда на далекодействующем потенциале плазменных колебаний в легированных полупроводниках. Для квадрата матричного элемента оператора электрон-плазмонного взаимодействия с учетом поглощения и испускания плазмона с волновым вектором  $q$  найдено следующее выражение

$$w_p(q) = \frac{4\pi n e^2 \omega_p N_p}{\epsilon_\infty q^2}, \quad (2)$$

где  $\omega_p$ ,  $N_p$  - частота и число длинноволновых плазмонов при заданной температуре. Показано, что в полупроводниках  $A^3B^5$  константа взаимодействия носителей заряда с плазмонами в несколько раз больше, чем с продольными полярными фононами.

Развита теория электрон-фононного рассеяния в сверхрешетках из квантовых ям типа GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с учетом размерного квантования спектра электронов и процессов переброса. Получены формулы для расчета вероятности рассеяния электронов на далекодействующем потенциале полярных оптических фононов и на деформационном потенциале акустических фононов в приближении

объемного фононного спектра и с учетом размерного квантования фононов. Размерное квантование спектра дальнедействующего потенциала полярных оптических фононов учитывалось в модели диэлектрического континуума [6]. Влияние размерного квантования на спектр акустических фононов рассматривалось в рамках теории упругости с учетом приближения изотропного континуума для слоев сверхрешетки [7]. В рамках теории экранирования Дебая получены формулы для расчета вероятности рассеяния электронов на ионах примеси в сверхрешетках типа GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As однородно легированных или с легированными квантовыми ямами.

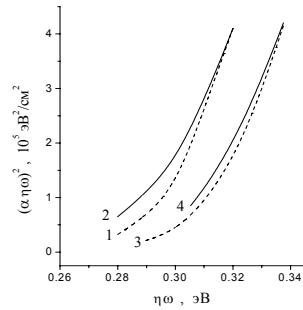


Рис. 2. Зависимость края собственного поглощения от поляризации света в n-CdSnAs<sub>2</sub> при T=295 К ( $n = 3.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ): расчет - 1.- продольная, 3.- поперечная; эксперимент - 2.- продольная, 4.- поперечная.

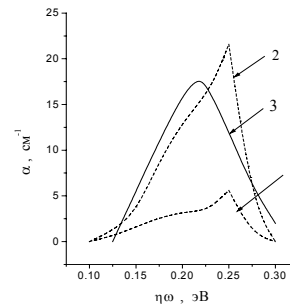


Рис. 3. Внутризонное оптическое поглощение света в p-CdGeAs<sub>2</sub> при T=295 К ( $p = 2.0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ): 1.- поперечная поляризация; 2.- продольная поляризация; 3.- эксперимент (неполяризованный свет)

В главе 3 развита теория оптическое поглощение в прямозонных алмазоподобных полупроводниках A<sup>2</sup>B<sup>4</sup>C<sup>5</sup><sub>2</sub> в поляризованном свете. Приведены результаты численного анализа экспериментальных данных по краю собственного поглощения в узкозонных полупроводниках n-CdSnAs<sub>2</sub> (рис. 2), p-CdGeAs<sub>2</sub> и селективного поглощение на дырках в CdGeAs<sub>2</sub> (рис. 3) и ZnSnAs<sub>2</sub>. Проведен анализ штарковского сдвига спектра межподзонаного поглощения света в сверхрешетках типа n-GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с легированными квантовыми ямами.

Установлено, что в прямозонных полупроводниках A<sup>2</sup>B<sup>4</sup>C<sup>5</sup><sub>2</sub> с величиной кристаллического расщепления валентной зоны отличной от нуля, спектр межзонаного поглощения в области края и

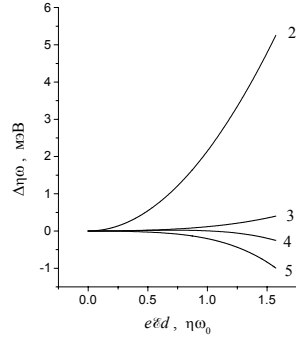


Рис. 4. Зависимость сдвига энергии межподзонного оптического поглощения от напряженности электрического поля  $\mathcal{E}$  в сверхрешетке с периодом  $d$ . Номеру кривой соответствует число учитываемых в расчете минизон.

внутризонного поглощения между валентными подзонами существенно зависит от поляризации света. Непараболичность и анизотропия вершины валентной зоны существенным образом влияют на рассчитанные значения коэффициента селективного поглощения на дырках. Знак и величина «штарковского» сдвига максимума в спектре межподзонного поглощения света в сверхрешетках между основной и первой возбужденной минизонами, лежащими в квантовой яме, существенно зависит от числа учитываемых в расчете минизон. На рис. 4 представлены результаты расчета «штарковского» сдвига  $\Delta\eta\omega$  в

спектре межподзонного поглощения света сверхрешетки GaAs/Al<sub>0,36</sub>Ga<sub>0,64</sub>As  $n$ -типа с легированными КЯ шириной 7 нм и толщиной барьера 14 нм, используемой в качестве фотодетектора ИК-излучения с частотой  $\eta\omega_0 = 121$  мэВ. Согласно графикам на рис. 4 сдвиг является «красным» и небольшим, тогда как в двухминизонном приближении, которое применялось в ранних расчетах, он является «голубым» и значительно большим по величине.

В главе 4 разработана методика численного решения линеаризованного уравнения Больцмана для носителей заряда в алмазоподобных полупроводниках  $A^3B^5$  и  $A^2B^4C^5_2$ , а также для электронов в сверхрешетках типа GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. Данная методика учитывает сложный характер энергетического спектра носителей заряда и неупругое рассеяние на фононах и плазмонах. В основе методики лежит расчет неравновесной добавки к равновесной функции распределения, выбранной в виде известной формулы

$$g(\mathbf{k}) = e \frac{\partial f_0}{\partial E} \sum_i \tau_i(\mathbf{k}) \mathcal{E}_i v_i(\mathbf{k}), \quad (3)$$

где неизвестные функции  $\tau_i(\mathbf{k})$  будем называть компонентами тензора эффективного времени релаксации,  $\mathcal{E}_i$  - компоненты вектора

напряженности электрического поля,  $v_i(\mathbf{k})$  - компоненты скорости носителя заряда с энергией  $E(\mathbf{k})$ . Предлагаемое название функций  $\tau_i(\mathbf{k})$  оправдано тем, что для упругого рассеяния и изотропного параболического энергетического спектра носителей заряда они являются истинным временем релаксации. Для расчета этих функций были получены уравнения, вытекающие из линейризованного уравнения Больцмана:

$$\tau_i(\mathbf{k}) = \tau_0(\mathbf{k}) \left\{ \sum_{\mathbf{k}'} [w_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} + f_0(E)(w_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} - w_{\mathbf{k}'\mathbf{k}})] \frac{f_0'(E')v_i(\mathbf{k}')}{f_0'(E)v_i(\mathbf{k})} \tau_i(\mathbf{k}') + 1 \right\},$$

где  $w_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$  - вероятность рассеяния;  $f_0'(E)$  - производная от равновесной функции распределения. Полученные функциональные уравнения (4) имеют вид удобный для решения различными численными методами, среди которых следует особо выделить метод прогонки [8], как наиболее эффективный в случае неупругих механизмов рассеяния.

Проведен анализ подвижности, ограниченной неупругим рассеянием.

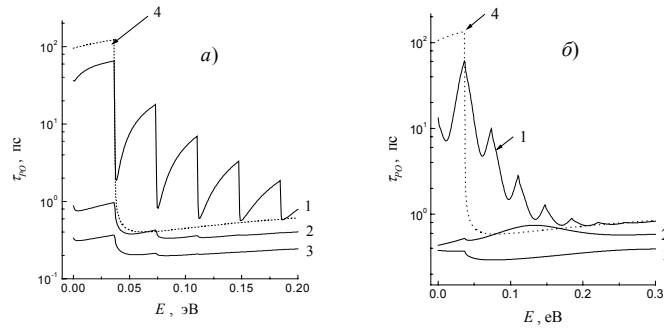


Рис. 5. Вид функции  $\tau_{PO}(E)$  в GaAs для а) невырожденного ( $\xi = -k_0T$ ), б) вырожденного ( $\xi = 5 k_0T$ ) электронного газа при различных температурах : 1 – 77 К; 2 – 300 К; 3 – 600 К; 4 – 77 К (формула Каллена [9])



нием на полярных оптических фононах, для электронного газа с различной степенью вырождения в GaAs (рис. 5). Установлено наличие существенной зависимости эффективного времени релаксации электронов от степени вырождения электронного газа. Наибольшее отклонение от известной формулы Каллена (кривая 4), полученной для эффективного времени релаксации вариационным методом, имеет место для вырожденного электронного газа

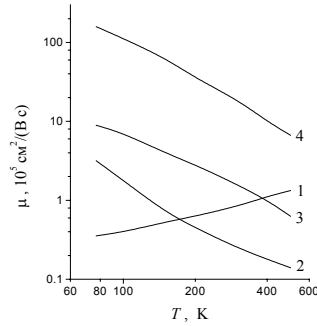


Рис. 6. Температурная зависимость усредненной по углам дрейфовой подвижности электронов  $\text{CdGeAs}_2$  ( $n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) при различных механизмах рассеяния: 1.-ИОН; 2.-ПО; 3.-АК; 4.-НПО.

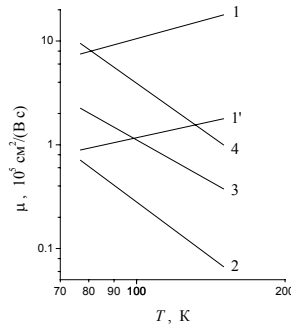


Рис. 7. Температурная зависимость усредненной по углам подвижности дырок  $\text{CdGeAs}_2$  при различных механизмах рассеяния: 1.-ИОН ( $p=10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ); 1'.- ИОН ( $p=10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ); 2.-ПО; 3.-АК; 4.-НПО.

Проведен расчет и интерпретация экспериментальных данных по измерению холловской подвижности электронов и дырок в  $\text{CdGeAs}_2$ . Решение уравнений (4) проводилось с учетом рассеяния на дальнедействующем потенциале полярных (ПО), неполярных (НПО) оптических фононов, на деформационном потенциале акустических фононов (АК) и ионах примеси (ИОН). В образцах с вырожденным электронным газом учитывалось рассеяние на плазмонах (ПЛ). Установлено (рис. 6, 7), что основную роль в рассеянии носителей заряда на оптических фононах играют полярные оптические фононы, генезис которых определяется полярными оптическими фононами в двойных аналогах  $A^3B^5$ . Роль неполярных оптических фононов по сравнению с полярными незначительна, что опровергает гипотезу ряда авторов об их влиянии на температурную зависимость подвижности носителей заряда в полупроводниках

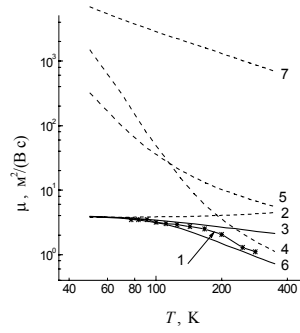


Рис. 8. Температурная зависимость подвижности электронов в монокристалле CdGeAs<sub>2</sub> ( $n=1.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при  $T=300 \text{ К}$ ): 1.- эксперим. [10]; 2.-ИОН; 3.-ИОН+ПО; 4.- ПЛ; 5.- ПО; 6.- ИОН+ПО+ПЛ; 7.- АК.

$A^2B^4C^5$ . Учет рассеяния электронов на плазмонах (кривая 4) позволяет получить хорошее согласие с экспериментальными данными для образцов с вырожденным электронным газом (рис. 8).

Исследована зависимость подвижности квазидвумерных электронов в сверхрешетках типа GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As от температуры и конструктивных параметров с учетом рассеянии на фононах и ионах примеси. Энергетический спектр основной минизоны рассматривался в приближении слабо взаимодействующих квантовых ям, в котором выражение для энергии электрона с волновым вектором  $\mathbf{k} = (k_{\perp}, k_z)$  имеет известный вид:

$$E(\mathbf{k}) = \frac{\eta^2 k_{\perp}^2}{2m_{\perp}} + \frac{\Delta}{2} [1 - \cos(k_z d)], \quad (5)$$

где  $\Delta$  - ширина нижней минизоны;  $m_{\perp}$  - эффективная масса, описывающая поперечное движение электронов вдоль квантовой ямы.

На рис. 9 представлена дисперсия по энергии поперечного движения продольного и поперечного относительно оси симметрии сверхрешетки эффективного времени релаксации квазидвумерных электронов при  $T=77 \text{ К}$ . Рассматривалась сверхрешетка GaAs/Al<sub>0.36</sub>Ga<sub>0.64</sub>As с легированными квантовыми ямами ( $n=10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) шириной  $a = 8 \text{ нм}$  и толщиной потенциального барьера  $b = 5 \text{ нм}$ . Согласно расчетам данная сверхрешетка имеет в квантовой яме две минизоны и может быть использована в качестве фотодетектора ИК излучения с длиной волны  $9 \text{ мкм}$ . Эффективное время релаксации рассчитывалось в приближении объемного фононного спектра и бесконечно глубоких квантовых ям. Из графиков на рис. 9 следует: 1) при рассеянии на ионах примеси продольное время релаксации существенно меньше поперечного, которое мало отличается от объ-

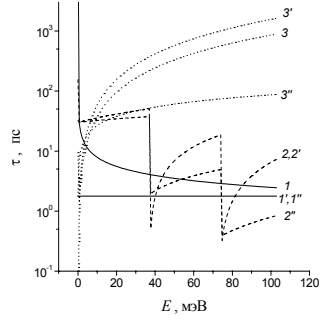


Рис. 9. Зависимость от энергии парциальных времен релаксации электронов сверхрешетки и  $V$ -объемного GaAs: 1.-  $\tau_V^{AK}$ ; 1'.-  $\tau_{\perp}^{AK}$ ; 1''.-  $\tau_{\parallel}^{AK}$ ; 2.-  $\tau_V^{PO}$ ; 2'.-  $\tau_{\perp}^{PO}$ ; 2''.-  $\tau_{\parallel}^{PO}$ ; 3.-  $\tau_V^{ION}$ ; 3'.-  $\tau_{\perp}^{ION}$ ; 3''.-  $\tau_{\parallel}^{ION}$ .

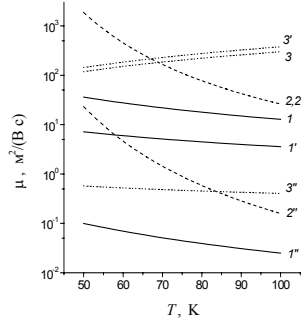


Рис. 10. Температурная зависимость парциальных значений подвижности электронов сверхрешетки и  $V$ -объемного GaAs: 1.-  $\mu_V^{AK}$ ; 1'.-  $\mu_{\perp}^{AK}$ ; 1''.-  $\mu_{\parallel}^{AK}$ ; 2.-  $\mu_V^{PO}$ ; 2'.-  $\mu_{\perp}^{PO}$ ; 2''.-  $\mu_{\parallel}^{PO}$ ; 3.-  $\mu_V^{ION}$ ; 3'.-  $\mu_{\perp}^{ION}$ ; 3''.-  $\mu_{\parallel}^{ION}$ .

много времени релаксации в GaAs; 2) при рассеянии на полярных фонах продольное и поперечное время релаксации мало отличаются от объемного; 3) при рассеянии на акустических фонах эти времена равны и по величине существенно меньше чем объемное значение. На рис. 10 представлена подвижность электронов в области низких температур, при которых рассматриваемая сверхрешетка может быть использована в качестве фотодетектора ИК-излучения. Значения продольной и поперечной подвижности рассчитывались по формулам, которые следуют из выражения для плотности тока квазидвумерного электронного газа ( $\Delta \ll k_0 T$ ):

$$\mu_{\perp} = e \langle \tau_{\perp} \rangle / m_{\perp}, \quad \mu_{\parallel} = e \langle \tau_{\parallel} \rangle / \langle m_{\parallel} \rangle, \quad (6)$$

где  $\langle m_{\parallel} \rangle$ ,  $\langle \tau_{\perp} \rangle$ ,  $\langle \tau_{\parallel} \rangle$  - усредненные по энергии значения функций продольной эффективной массы электронов основной минизоны, эффективного времени поперечной и продольной релаксации. Эти значения рассчитывались по формулам:

$$\langle \tau_{\perp} \rangle = \frac{\rho_c}{n} \int_0^{\infty} \left( - \frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \tau_{\perp}(E) E dE, \quad (7)$$

$$\langle \tau_{\parallel} \rangle = [1 - \exp(-n/N_c)]^{-1} \int_0^{\infty} \left( -\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \tau_{\parallel}(E) dE \quad (8)$$

$$\frac{1}{\langle m_{\parallel} \rangle} = \frac{\Delta \rho_c}{4m_{\parallel} n} [1 - \exp(-n/N_c)], \quad (9)$$

где  $\rho_c = m_{\perp} / (\pi d \eta^2)$  - двумерная плотность состояний нижней минизоны зоны проводимости,  $N_c = k_0 T \rho_c$  - эффективная плотность состояний минизоны,  $m_{\parallel} = 2\eta^2 / (\Delta d^2)$  - продольная эффективная масса на дне минизоны. В случае невырожденного электронного газа ( $n \ll N_c$ ) выражение для усредненной по энергии продольной эффективной массы принимает простой вид

$$\frac{1}{\langle m_{\parallel} \rangle} = \frac{1}{4m_{\parallel}} \frac{\Delta}{k_0 T}. \quad (10)$$

Получены приближенные формулы для компонент тензора времени релаксации, определяемого рассеянием на фононах. Для рассеяния на полярных оптических фононах формула получена впервые. Вывод формул проводился с учетом одноминизонного приближения, приближения объемного фононного спектра и приближенной огибающей волновой функцией в виде суммы Блоха по огибающим функциям основного состояния бесконечно глубокой квантовой ямы. С учетом этих приближений времена релаксации имеют следующий вид

$$\tau_{\perp}^{AK}(E) = \tau_{\parallel}^{AK}(E) = \tau_0^{AK} = \frac{2}{3} \frac{ac_L \eta^3}{m^* D_c^2 k_0 T} = 2 \sqrt{\frac{E}{E_a}} \tau_{AK}; \quad (11)$$

$$\tau_{\perp}^{PO} = \tau_{\parallel}^{PO} = \tau_0^{PO} = \frac{6\sqrt{2}\pi\eta^{3/2} \varepsilon_0 \varepsilon^* e^{\eta\omega/k_0 T}}{e^2 \sqrt{m^* \omega}} \chi(\theta) = \chi(\theta) \tau_{PO}; \quad (12)$$

где  $a$  - ширина КЯ;  $c_L$  - усредненное по углам значение модуля упругости продольных акустических фононов;  $D_c$  - константа де

формационного потенциала;  $1/\varepsilon^* = 1/\varepsilon_\infty - 1/\varepsilon_s$ ;  $\varepsilon_s$  и  $\varepsilon_\infty$  - статическая и высокочастотная диэлектрическая проницаемость;

$$\chi(\theta) = \frac{\pi\theta^2(4+\theta^2)^2}{48} \left[ \frac{\pi}{32} \theta(4+\theta^2)(8+3\theta^2) + \exp(-\pi\theta) - 1 \right]^{-1} \quad (13)$$

- безразмерная функция, зависящая от безразмерного параметра  $\theta = \sqrt{\eta\omega/E_a}$ ;  $E_a = \pi^2\eta^2/(2m^*a^2)$  - энергия нижнего уровня изолированной бесконечно глубокой КЯ;  $\tau_{AK}$  - время релаксации электронов на деформационном потенциале акустических фононов в объемном полупроводнике в приближении упругого рассеяния;  $\tau_{PO}$  - низкотемпературное время релаксации на продольных полярных оптических фононах в полупроводниках  $A^3B^5$ . Все физические параметры, входящие в формулы (11)-(13), соответствуют параметрам материала квантовой ямы сверхрешетки. Согласно формулам (11), (12) в рассматриваемом приближении время релаксации электронов сверхрешетки при рассеянии на фононах не зависит от энергии носителей заряда и является изотропным.

Для компонент тензора времени релаксации при рассеянии электронов на ионах примеси в приближении хаотических фаз и экранировки Дебая для примесного кулоновского потенциала, с учетом однородного распределения ионов примеси по объему квантовой ямы были получены следующие формулы:

$$\frac{C_I}{\tau_\perp(E)} = \int_0^\infty \frac{S^2(x)}{(x^2 + \gamma_s^2)^{1/2} (\delta E + x^2 + \gamma_s^2)^{3/2}} dx, \quad (14)$$

$$\frac{C_I}{\tau_\parallel(E)} = \int_0^\infty \frac{\sin^2(\eta x) S^2(x) (\delta E + 2x^2 + 2\gamma_s^2)}{(x^2 + \gamma_s^2)^{3/2} (\delta E + x^2 + \gamma_s^2)^{3/2}} dx, \quad (15)$$

где

$$S(x) = \frac{\pi^2 \sin(x)}{(x) [\pi^2 - (x)^2]}; \quad C_I = \frac{16\pi\eta^3\varepsilon_0^2\varepsilon_s^2}{e^4 N_I m_\perp^* a^3} \quad (16)$$

$$\gamma_s = \frac{\alpha_s a}{2}; \quad \delta = \frac{2m^*}{\eta^2} a^2; \quad \eta = \frac{d}{a}; \quad (17)$$

$\alpha_s$  - коэффициент экранирования Дебая статического электрического поля,  $N_I$  - концентрация ионов примеси. В отличие от рассеяния на фононах время релаксации на ионах примеси является существенно анизотропным и зависит от энергии электрона.

Изучено влияние конструктивных параметров сверхрешетки GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, таких как ширина квантовой ямы  $a$ , высота потенциального барьера  $b$ , параметр сплава  $x$ , на время релаксации электронов с учетом упругого рассеяния на акустических фононах (рис. 11, 12). Расчет времени релаксации проводился с огибающей волновой функцией, соответствующей функции Блоха основной минизоны при нулевом волновом векторе. Установлено, что при уменьшении параметров  $a$ ,  $b$ ,  $x$  время релаксации  $\tau$  квазидвумерных электронов сверхрешетки увеличивается. Учет этой зависимости может существенно увеличить значение времени релаксации, рассчитанное с помощью приближенной формулы (11).

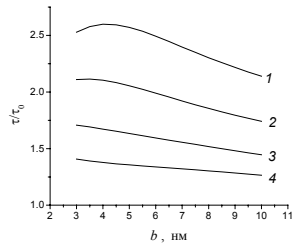


Рис. 11. Зависимость функции  $\tau/\tau_0^{AK}$  от толщины потенциального барьера сверхрешетки  $b$  при  $x = 0.36$ . Ширина квантовой ямы  $a$ , нм: 1.- 3, 2.- 4, 3.- 6, 4.- 10.

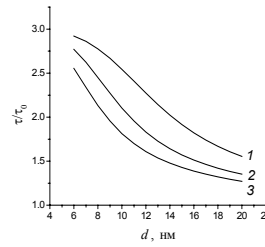


Рис. 12. Зависимость функции  $\tau/\tau_0^{AK}$  от периода симметричной сверхрешетки  $d$  при различных значениях параметра сплава  $x$ : 1.- 0.15, 2.- 0.25, 3.- 0.35.

Изучено влияние на время релаксации учета неупругости рассеяния электронов сверхрешетки на акустических фононах ( $\nu_L \neq 0$ ) и наличия конечной ширины минизоны ( $\Delta \neq 0$ ). На рис. 13 представлена дисперсия эффективного времени поперечной релаксации  $\tau_{\perp}(E_{\perp}, \varphi)$  от энергии поперечного движения электрона  $E_{\perp}$ , рассчитанная при различных значениях параметра  $\varphi = k_z d$ . Анализ проводился при  $T = 77$  К в приближении невырожденного электронного газа для симметричной сверхрешетки GaAs/Al<sub>0.36</sub>Ga<sub>0.64</sub>As с

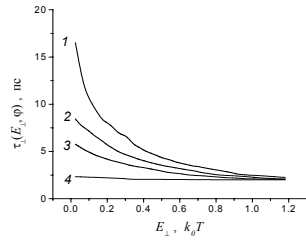


Рис. 13. Зависимость поперечного времени релаксации на акустических фононах от поперечной энергии электрона при заданном значении параметра  $\varphi = k_z d$ : 1.- 0; 2.-  $\pi/4$ ; 3.-  $3\pi/8$ ; 4.-  $\pi$ .

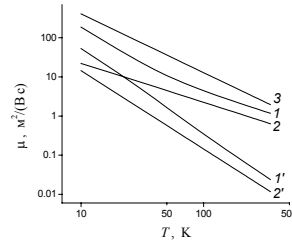


Рис. 14. Температурная зависимость подвижности невырожденных электронов сверхрешетки, рассчитанная при различных приближениях: 1.-  $\mu_{\perp}$ , 1'.-  $\mu_{\parallel}$  ( $\Delta \neq 0$ ,  $v_L \neq 0$ ); 2.-  $\mu_{\perp}$ , 2'.-  $\mu_{\parallel}$  ( $\Delta = 0$ ,  $v_L = 0$ ,  $V_b \rightarrow \infty$ ); 3.-  $\mu$  (GaAs).

параметрами  $a = b = 5$  нм. Ширина минизоны, рассчитанная в модели Кронига-Пенни с учетом Кейновской непараболичности энергетического спектра, имеет значение  $\Delta = 7.1$  мэВ  $\sim k_0 T$ . Результаты расчета температурной зависимости подвижности для рассматриваемой сверхрешетки представлены на рис. 14. Согласно графикам на рис. 13, 14 эффективное время релаксации с учетом неупругости рассеяния и конечного значения ширины минизоны увеличивается. Для поперечного времени релаксации в приближении квазидвумерного электронного газа впервые получено выражение

$$\tau_{\perp}^{-1}(E) = 2 C_{AK} \int_0^{\infty} x S^2(tx) \{ [N(x) + f_0(E + k_0 T x)] + [N(x) + 1 - f_0(E - k_0 T x)] \theta(E - k_0 T x) \} dx, \quad (18)$$

где

$$t = \frac{k_0 T a}{2 \eta v_L}; \quad N(x) = (\exp(x) - 1)^{-1}; \quad C_{AK} = \frac{m_{\perp} D^2 (k_0 T)^2}{4 \pi \rho \eta^4 v_L^3};$$

$v_L$  - средняя скорость продольных акустических фононов;  $\theta(x)$  - функция Хевисайда, равная единице при положительном значении аргумента и нулю при отрицательном.

Изучено влияние ширины минизоны на дисперсию по продольному волновому вектору компонент тензора времени релак-

Табл. 3. Параметры исследуемых сверхрешеток GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As.

№	$a$ , нм	$b$ , нм	$x$	$V_b$ , эВ	$\Delta$ , мэВ
1	5	3	0.36	0.28	26
2	5	3	0.20	0.15	46

сации электронов на ионах примеси в сверхрешетках типа GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с легированными квантовыми ямами. В табл.3 приведены значения параметров для исследуемых сверхрешеток. Расчет эффективного времени релаксации проводился при  $T = 77$  К для невырожденного электронного газа с концентрацией электронов  $n = 10^{16}$  см<sup>-3</sup> при условии  $N_I = n$ . Согласно рис. 15 учет конечной ширины минизоны может существенно изменить дисперсию эффективного времени релаксации по продольному волновому вектору и его среднее значение по энергии.

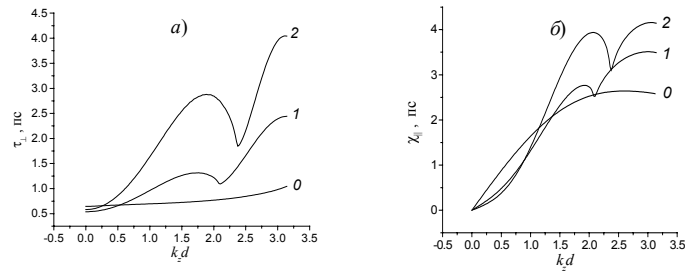


Рис. 15. Дисперсия по продольному волновому вектору  $a)$  поперечного времени релаксации  $\tau_{\perp}(E_{\perp}, \varphi)$ ,  $b)$  функции  $\chi_{\parallel}(E_{\perp}, \varphi) = \tau_{\perp}(E_{\perp}, \varphi) \sin(\varphi)$  при энергии поперечного движения  $E_{\perp} = k_0 T$ : 0.-  $\Delta = 0$ ; 1.-  $\Delta = 26$  мэВ; 2.-  $\Delta = 46$  мэВ.

В рамках модели диэлектрического континуума [6] развита методика расчета компонент тензора низкополевой подвижности электронов сверхрешетки с учетом размерного квантования спектра полярных оптических фононов. Изучено влияние этого квантования на время релаксации и низкополевую подвижность квазидвумерных электронов в сверхрешетках типа GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. На рис. 16 представлена зависимость от ширины квантовой ямы усредненных по



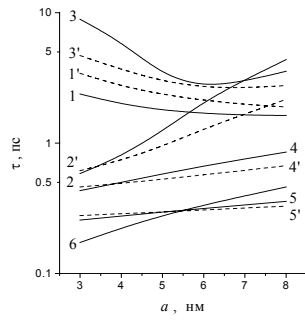


Рис. 16. Зависимость среднего значения эффективного времени релаксации электронов  $\langle \tau \rangle$  на ПОФ от ширины квантовой ямы при  $T=300$  К:  
 1.-G ( $\perp$ ), 1'.- G( $\parallel$ ); 2.- I<sub>3</sub> ( $\perp$ ),  
 2'.- I<sub>3</sub> ( $\parallel$ ); 3.-I<sub>4</sub> ( $\perp$ ), 3'.- I<sub>4</sub> ( $\parallel$ );  
 4.-  $\Sigma$  ( $\perp$ ), 4'.-  $\Sigma$  ( $\parallel$ ); 5.- V( $\perp$ ),  
 5'.- V. ( $\parallel$ );

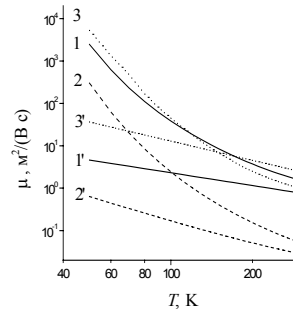


Рис. 17. Зависимость от температуры парциальных значений подвижности  $\mu$  электронов, ограниченной рассеянием на ПОФ и АКФ:  
 1.-ПОФ ( $\perp$ ), 2.- ПОФ( $\parallel$ ),  
 3.-ПОФ (GaAs), 1'.- АКФ( $\perp$ ),  
 2'.-АКФ( $\parallel$ ), 3'.-АКФ(GaAs).

энергии компонент тензора эффективного времени релаксации невырожденных электронов при рассеянии на симметричных волноводных (guided) или G-колебаниях квантовой ямы и интерфейсных (interface) или I-колебаниях, которые дают основной вклад в рассеяние. Частоты I-колебаний близки по величине к частотам полярных оптических фононов в однородных полупроводниках, составляющих квантовую яму (I<sub>4</sub>) и потенциальный барьер (I<sub>3</sub>). Расчет проводился для сверхрешетки GaAs/Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>As с шириной потенциального барьера  $b = 5$  нм при  $T=300$  К. На этом же рисунке представлены результаты расчета, выполненные для полярных оптических фононов в приближении объемного фононного спектра (V) и для смешанного рассеяния ( $\Sigma$ ) на G и I- колебаниях. Согласно графикам на рис. 16 при толщине барьера больше ширины квантовой ямы основное рассеяние происходит на поверхностных I<sub>3</sub>-модах барьерного типа. В противном случае основное рассеяние происходит на волноводных G-модах квантовой ямы. Температурная зависимость компонент тензора подвижности невырожденных электронов, определяемая рассеянием на полярных оптических и акустических фононах в рассматриваемой симметричной сверхрешетке с шириной квантовой ямы 5 нм и в однородном GaAs, представлена на рис. 17.

Из рисунка следует, что акустическое рассеяние электронов в сверхрешетке в отличие от объемного GaAs даже при комнатных температурах является основным по сравнению с рассеянием на полярных оптических фононах.

Влияние квантования спектра акустических фононов на подвижности электронов сверхрешетки исследовалось в рамках теории упругости и приближения изотропного континуума для слоев сверхрешетки. Установлено (рис. 18), что учет размерного квантования спектра акустических колебаний приводит к наличию слабой анизотропии среднего значения эффективного времени релаксации электронов, которая с ростом температуры возрастает.

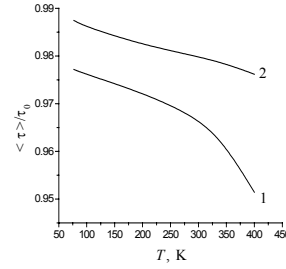


Рис. 18. Температурная зависимость усредненного по энергии времени релаксации:

1. -  $\langle \tau_{\perp} \rangle / \tau_0^{AK}$ ; 2. -  $\langle \tau_{\parallel} \rangle / \tau_0^{AK}$ .

В рамках квантового уравнения для матрицы плотности разработана методика численного расчета плотности вертикального тока сверхрешетки с легированными квантовыми ямами в области резонансного протекания. Расчет резонансного значения плотности тока при энергии штарковского расщепления  $e\mathcal{E}d$ , равной энергии межподзонных оптических переходов между состояниями основной минизоны и первой возбужденной  $\eta\omega_0$ , проводился по известной формуле [3]:

$$j_r = en \langle \tau_{\perp} \rangle d^* |\Omega_{12'}|^2, \quad (22)$$

где  $n$  - концентрация электронов;  $\langle \tau_{\perp} \rangle$  - усредненное по равновесному распределению квазидвумерных электронов поперечное время фазовой релаксации;  $d^*$  - параметр, близкий по величине к периоду сверхрешетки;  $\Omega_{12'}$  - матричный элемент, определяющий вероятность туннельных переходов электронов между основным и первым возбужденным штарковскими состояниями соседних квантовых ям. На рис. 19 представлены результаты расчета зависимости функции  $\eta|\Omega_{12'}|$  от напряженности электрического поля  $\mathcal{E}$  для сверхрешетки GaAs/Al<sub>0.36</sub>Ga<sub>0.64</sub>As с КЯ шириной 7 нм и толщиной барьера 14 нм,

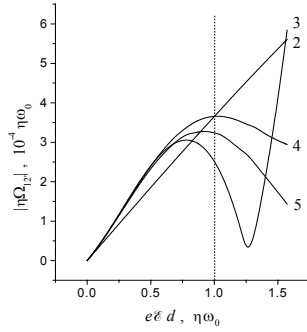


Рис. 19. Зависимость модуля матричного элемента вероятности туннельного перехода от напряженности электрического поля. Номерам кривых на рисунке соответствует число нижних минизон, учитываемых в расчете.

используемой в качестве фотодетектора ИК-излучения с длиной волны  $\lambda = 10.3$  мкм. Согласно графикам на рис. 21 значение матричного элемента туннельного перехода, как

и штарковский сдвиг спектра межподзонного поглощения, существенно зависит от числа учитываемых в расчете минизон.

Для рассматриваемой выше сверхрешетки с концентрацией доноров в квантовой яме  $1.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  проведен численный анализ и интерпретация экспериментальных данных по величине резонансного значения плотности тока при  $T=15$  К. Расчет поперечного времени фазовой релаксации проводился в приближении бесконечно глубоких квантовых ям с учетом рассеянии электронов сверхрешетки на ионах примеси и нейтральных примесных атомах. Хорошее согласие результатов расчета с экспериментальными данными получено в предположении, что рассеяние электронов при столь низких температурах в основном происходит на ионах примеси. Существенное взаимодействие электронов с нейтральными примесными атомами за счет их большой концентрации в основном должно влиять на энергетический спектр минизон сверхрешетки, изменение которого можно описать с помощью эффективной высоты потенциального барьера.

В **Заключении** диссертации сформулированы **основные результаты** работы. Большая часть из них получена впервые и опубликована в научной печати.

- 1) Построена четырех-зонная непараболическая анизотропная модель энергетического спектра электронов и дырок в прямозонных полупроводниках  $A^2B^4C^5$  с решеткой халькопирита. Определены параметры модели и рассчитан тензор обратной эффек-

- тивной массы носителей заряда для целого ряда рассматриваемых кристаллов.
- 2) Развита теория поглощения поляризованного света в полупроводниках  $A^2B^4C^5_2$  в областях соответствующих краю собственного поглощения и селективного поглощения на дырках. Проведен численный анализ и дана интерпретация экспериментальных данных по межзонному поглощению и селективному поглощению излучения на дырках в некоторых рассматриваемых полупроводниках. Показано, что спектр селективного поглощения на дырках должен существенно зависеть от поляризации света.
  - 3) В рамках трех-зонной **кР**-теории возмущений разработана методика численного расчета энергетического спектра электронов в сверхрешетках  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  в области полей, соответствующих штарковской локализации минизон. В приближении однородного электрического поля проведен анализ штарковского сдвига спектра межподзонного поглощения в сверхрешетках  $n-GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  с легированными квантовыми ямами. Установлено, что величина сдвига и его знак существенно зависят от числа взаимодействующих минизон, учитываемых в расчете.
  - 4) Развита теория рассеяния носителей заряда на фононах и ионах примеси в прямозонных полупроводниках  $A^2B^4C^5_2$  и сверхрешетках с квазидвумерным электронным газом типа  $n-GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ , однородно легированных или с легированными квантовыми ямами. Получены формулы для расчета вероятности рассеяния. Рассчитан тензор деформационного акустического потенциала для дырок ряда соединений  $A^2B^4C^5_2$ .
  - 5) Разработан комплекс методик численного расчета ряда кинетических характеристик в полупроводниках и сверхрешетках, учитывающих сложный характер энергетического спектра электронов и фононов, электрон-фононного взаимодействия. С помощью этих методик проведен анализ и интерпретация экспериментальных данных по температурной зависимости низкополевой подвижности носителей заряда в  $CdGeAs_2$  и в сверхрешетках  $n-GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  с квазидвумерным электронным газом. Исследована зависимость компонент тензора эффективного времени релаксации электронов от конструктивных параметров сверхрешеток  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ . Получены аналитические формулы для компонент тензора времени релаксации и подвижности квазидвумерного электронного газа сверхрешеток за счет рассеяния на полярных фононах в области низких температур. Проведен рас

чет и интерпретация экспериментальных данных по измерению резонансного тока электронов в сверхрешетках GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с легированными квантовыми ямами в области полей, соответствующих штарковской локализации минизон.

#### Цитированная литература:

- [1] Kildal H. Band structure of CdGeAs<sub>2</sub> near  $\mathbf{k}=0$  // Phys. Rev. B.-1974.-V.10, N.12.-P.5082-5087.
- [2] Бастар Г. Расчет зонной структуры сверхрешеток методом огибающей функции// Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры.: Пер. с англ./ Под ред. Л. Ченга, К. Плога. - М.: Мир, 1989.-С. 312-347.
- [3] Казаринов Р.Ф., Сурис Р.Ф. К теории электрических и электромагнитных свойств полупроводников со сверхрешеткой // ФТП.-1972.-Т.6, № 1.-С. 148-162.
- [4] Бир Г.Л., Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках.- М.: Наука, 1972.-584 с.
- [5] Давыдов А.С. Теория твердого тела.-М.: Наука, 1976.-640 с.
- [6] Dharssi I., Butcher P.N. The effect of phonon confinement on perpendicular electron transport in a GaAs/GaAlAs superlattice //J. Phys. : Condens. Matter.-1990.- V. 2.- P. 119-125.
- [7] Bannov N., Aristov V., Mitin V., Stroschio M. A. Electron relaxation times due to the deformation-potential interaction of electrons with confined acoustic phonons in a free-standing quantum well // Phys. Rev. B.-1995.-V.51, №15.- P. 9930-9942.
- [8] Калиткин Н.Н. Численные методы.- М.: Наука, 1978.-512 с.
- [9] Ридли Б. Квантовые процессы в полупроводниках: Пер. с англ.- М.: Мир, 1986.-304 с.
- [10] Полушина И.К., Рудь В.Ю., Рудь Ю.В., Ушакова Т.Н. Физические свойства монокристаллов n- CdGeAs<sub>2</sub>, полученных низкотемпературной кристаллизацией // ФТТ.- 1999.- Т. 41.- С. 1190-1193.
- [11] Choi K.K., Levin B.F., Bethea C.G., Walker J., Malik R.G.. Multiple quantum well 10  $\mu\text{m}$  GaAs/Al[x]Ga[1-x]As infrared detector with improved responsivity // Appl. Phys. Lett.-1987. V. 50, N. 25.- P.1814-1816.

**Основные результаты диссертации опубликованы в работах:**

- [1] Караваев Г.Ф., Борисенко С.И. Зонный спектр и оптическое поглощение в  $n\text{-CdSnAs}_2$ // Изв. Вузов. Физика.- 1978.- № 6.- С.28-34.
- [2] Караваев Г.Ф., Борисенко С.И. Энергетический спектр и внутризонное оптическое поглощение в  $p\text{-CdGeAs}_2$  // Методы расчета энергетической структуры и физических свойств кристаллов: Материалы 2-ой Всесоюзной конференции. Киев, Наукова Думка. 1982.-С. 220-225.
- [3] Борисенко С.И., Караваев Г.Ф. Энергетический спектр и оптическое поглощение в  $p\text{-CdGeAs}_2$ // Изв. Вузов. Физика.- 1982.- № 1.- С.68-72.
- [4] Борисенко С.И., Караваев Г.Ф., Тютюрев В.Г. Механизмы рассеяния носителей заряда в полупроводниках с решеткой халькопирита //ФТП.- 1982.- Т.16, №3.- С.432-439.
- [5] Борисенко С.И., Скачков С.И., Тютюрев В.Г. Взаимодействие электронов с длинноволновыми оптическими фононами в полупроводниках с решеткой халькопирита // Труды XI-го совещания по теории полупроводников. Ужгород, 1983.-С. 87-88.
- [6] Борисенко С.И., Караваев Г.Ф., Скачков С.И., Тютюрев В.Г. Рассеяние электронов на пьезооптическом потенциале оптических фононов в  $\text{CdGeAs}_2$  // ФТП.- 1983.- Т.17, №12.- С.2198-2201.
- [7] Борисенко С.И., Караваев Г.Ф., Скачков С.И., Тютюрев В.Г. Анализ температурной зависимости дрейфовой подвижности дырок в  $\text{CdGeAs}_2$  // ФТП.- 1986.- Т.20, №7.- С.1214-1217.
- [8] Борисенко С.И. Анализ некоторых оптических и электрических свойств тройных алмазоподобных полупроводников  $\text{A}^2\text{B}^4\text{C}^5_2$ : Диссертация на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук. Томск, 1986.
- [9] Борисенко С.И., Караваев Г.Ф. Оценка эффективных масс электронов и дырок в полупроводниках  $\text{A}^2\text{B}^4\text{C}^5_2$  // Изв. Вузов. Физика.- 1988.- № 4.- С.101-104.
- [10] Борисенко С.И., Караваев Г.Ф. Анизотропия акустического рассеяния дырок в кристаллах  $\text{A}^2\text{B}^4\text{C}^5_2$  с решеткой халькопирита.// Изв. Вузов. Физика.- 1988.- № 5.- С.117-119.
- [11] Brudnyi V.N., Borisenko S.I., Potapov A.I. Electrical and optical properties and Fermi level pinning in electron irradiated  $\text{ZnSnAs}_2$  // Phys. Stat. Sol. (a).-1990.- V.118.- P.505-511.

- [12] Борисенко С.И., Караваев Г.Ф. Численный анализ продольного электрического тока при резонансном протекании в сверхрешетке n-GaAs / Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с легированными квантовыми ямами // ФТП.- 1998.- Т.32, №5.- С.607-612.
- [13] Борисенко С.И. Электропроводность полупроводниковых сверхрешеток: Методическая разработка // Томск. Томский государственный университет, 1998.-36 с.
- [14] Борисенко С.И., Караваев Г.Ф. Анализ механизмов рассеяния электронов в сверхрешетке n-GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с легированными квантовыми ямами при продольном резонансном токопере­носе в области сильных электрических полей и низких температур // ФТП.- 1999.- Т.33, №4.- С.438-444.
- [15] Борисенко С.И. Время релаксации импульса и температурная зависимость подвижности электронов в полупроводниковых сверхрешетках из слабо взаимодействующих квантовых ям // ФТП.- 1999.- Т.33, №10.- С.1240-1245.
- [16] Борисенко С.И. Численный анализ резонансного значения продольного тока в сверхрешетке типа GaAs / Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As со слабо взаимодействующими квантовыми ямами // 7-я Российская конференция “Арсенид Галлия” ”GaAs-99”: Материалы конференции. Томск, 1999.-С. 91-92.
- [17] Борисенко С.И. Особенности неравновесной функции распределения при рассеянии электронов на полярных оптических фононах в полупроводниках A<sup>3</sup>B<sup>5</sup>// ФТП.- 2001.- Т.35, №3.- С.313-317.
- [18] Борисенко С.И., Рудь В.Ю., Рудь Ю.В., Тютюрев В.Г. Анализ температурной зависимости подвижности электронов в монокристаллах CdGeAs<sub>2</sub>// ФТП.- 2001.- Т.35, №6.- С.720-725.
- [19] Борисенко С.И. Анализ температурной зависимости концентрации электронов в монокристаллах CdGeAs<sub>2</sub> // ФТП.- 2001.- Т.35, №10.- С.1175-1177.
- [20] Борисенко С.И. Расчет низкополевой подвижности квазидвумерных электронов сверхрешетки GaAs / Al<sub>0,36</sub>Ga<sub>0,64</sub>As в области температуры 77 К // ФТП.- 2002.- Т.36, №7.- С.861-868.
- [21] Борисенко С.И. Зависимость акустического рассеяния квазидвумерных электронов от параметров сверхрешетки типа GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As // ФТП.- 2002.- Т.36, №10.- С.1237-1240.
- [22] Борисенко С.И. Анализ неупругого рассеяния квазидвумерных электронов сверхрешетки на акустических фононах с учетом дисперсии минизоны // ФТП.- 2002.- Т.36, №12.- С.1445-1448.

- [23] Борисенко С.И. Влияние параметров сверхрешетки типа GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As на акустическое рассеяние квазидвумерных электронов // 8-я Российская конференция “Арсенид Галлия и полупроводниковые соединения группы III-V - GaAs-2002: Материалы конференции. Томск, 2002.-С. 137-139.
- [24] Borisenko S.I., Rud V.Yu., Rud Yu.V., Tyuterev V.G. Analysis of the temperature dependence of electron mobility in CdGeAs<sub>2</sub> single crystals // Semicond. Sci. Technol.- 2002.- V.17, N 10.-P.1128-1132.
- [25] Борисенко С.И. Дисперсия времени релаксации квазидвумерных электронов при рассеянии на ионах примеси в сверхрешетке с легированными квантовыми ямами // ФТП.- 2003.- Т.37, №5.- С.588-591.
- [26] Борисенко С.И. Влияние дисперсии минизоны на неупругое рассеяние электронов сверхрешетки акустическими фононами // Изв. Вузов. Физика.- 2003.- № 3.- С.41-47.
- [27] Борисенко С.И. Влияние ширины минизоны на время релаксации электронов сверхрешетки при рассеянии на ионах примеси // Изв. Вузов. Физика.- 2003.- № 5.- С.84-89.
- [28] Борисенко С.И. Рассеяние электронов на ионах примеси при низких температурах в сверхрешетке с легированными квантовыми ямами // ФТП.- 2003.- Т.37, №9.- С.1117-1122.
- [29] Борисенко С.И. Рассеяние квазидвумерных электронов на фононах в сверхрешетке GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As // Современные проблемы физики и высокие технологии: Материалы Международной конференции.-Томск: Изд-во НТЛ, 2003.-С.60-61.
- [30] Борисенко С.И. Зависимость ширины основной минизоны сверхрешетки с прямоугольными квантовыми ямами от конструктивных параметров// Изв. Вузов. Физика.- 2003.-№10.-С. 67-69.
- [31] Борисенко С.И. Рассеяние квазидвумерных электронов сверхрешетки GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As на полярных оптических фононах в модели диэлектрического континуума// Изв. Вузов. Физика.- 2003.-№ 12.-С. 40-47.
- [32] Борисенко С.И. Рассеяние квазидвумерных электронов сверхрешетки GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As на фононах // ФТП.- 2004.- Т.38, № 2.-С.207-212.
- [33] Борисенко С.И. Влияние размерного квантования спектра акустических фононов на рассеяние электронов в сверхрешетке GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As// ФТП.- 2004.- Т. 38, № 7.-С.858-863.