

На правах рукописи

ВАСИЛЬЕВ Дмитрий Александрович

**Спиновый транспорт в сверхрешетках с минимальными разрывами зоны
проводимости**

Специальность 01.04.07 – физика конденсированного состояния

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ -2008

Работа выполнена в государственном образовательном учреждении высшего и профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»

Научный руководитель: Доктор физико-математических наук, профессор
Мамаев Юрий Алексеевич

Официальные оппоненты: Доктор физико-математических наук,
Кусраев Юрий Георгиевич

Кандидат физико-математических наук,
Ершов Сергей Гениевич

Ведущая организация: Санкт-Петербургский Государственный Педагогический
Университет им. Герцена

Защита состоится "18" февраля 2009 г. в 16 ч.00 мин. на заседании диссертационного совета Д212.229.29 при ГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет» по адресу: 195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул. 29, II уч. корп. ауд. 265

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет».

Автореферат разослан " " г.

Ученый секретарь
Диссертационного Совета
кандидат физико-математических наук,



Ермакова Н.Ю.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. Пучки поляризованных электронов (ПЭ) широко используются в последнее десятилетие для изучения спин-зависящей структуры нуклонов и параметров слабых нейтральных токов, магнетизма поверхности и тонких пленок, электронной структуры поверхности металлов, полупроводников и тонких пленок [1].

Пучки с наибольшей из возможных поляризацией (P) играют кардинальную роль для существенного расширения физических возможностей коллайдеров. Крупнейшие из ныне действующих электронных ускорителей работают с пучками поляризованных по спину электронов: MAMI (Mainz Microtron, Mainz, Germany) и CEBAF (Thomas Jefferson National Laboratory, Newport News, USA) [2,3]. Суперускоритель, рассчитанный на энергию столкновения 1000 ГэВ, (International Linear Collider - ILC) также планируется для проведения экспериментов по столкновению пучков поляризованных электронов с пучками поляризованных позитронов. Главной причиной эффективности пучков поляризованных электронов при энергиях $> M_Z$ является то, что электроны правой спиральности уже не участвуют в слабом взаимодействии, а электроны левой спиральности участвуют. Выбором только желаемых для взаимодействия частиц можно существенно увеличить эффективность ускорителей.

Совершенствование информационных технологий требует увеличения плотности магнитной записи. В связи с этим свойства поверхности и границ раздела в скором времени будут определять магнитные свойства носителей информации. Методы спектроскопии поляризованных электронов весьма полезны для изучения таких свойств. Здесь следует отметить усиленно развивающийся метод спектроскопии поляризованных электронов малой энергии, позволяющий визуализировать динамические процессы на поверхности. Для проведения высококачественных исследований необходимы высокоэффективные источники поляризованных электронов (ИПЭ), наилучшим из которых является источник, основанный на фотоэмиссии из напряженных полупроводниковых гетероструктур.

Полупроводниковые приборы, основанные на поляризованных по спину носителях, представляют особый интерес для спинтроники. В последнее время для контроля эффективности инжекции поляризованных электронов из ферромагнитного слоя в полупроводник используется анализ поляризации излучения электролюминесценции. Использование оптимизированных наноструктур может обеспечить детектор поляризации с эффективностью 98%.

Во всех случаях для увеличения эффективности экспериментов необходимо улучшать параметры гетероструктур, что должно привести к увеличению степени поляризации,

квантового выхода в точке максимума поляризации и времени жизни фотоэмиттера.

Для достижения этой цели были разработаны и выращены фотокатоды на основе полупроводниковых соединений GaAs-AlInGaAs без барьеров в зоне проводимости. Отсутствие барьеров в зоне проводимости позволяет эффективно улучшить параметры фотокатодов за счет того, что увеличивается подвижность электронов и уменьшается скорость спиновой релаксации поляризованных фотоэлектронов.

Целью работы является всестороннее исследование процессов спинового транспорта в структурах на основе сверхрешеток GaAs-AlInGaAs с минимальными разрывами зоны проводимости, а также оптимизация их состава для получения эмиттеров с высокой степенью поляризации и высоким квантовым выходом.

Научная новизна работы.

1. Впервые детально исследована фотоэмиссия поляризованных электронов из нового типа напряженных полупроводниковых сверхрешеток $Al_xIn_yGa_{1-x-y}As/GaAs$ с минимальным разрывом зоны проводимости.
2. Впервые проведена количественная оценка потерь поляризации при нахождении электронов в области изгиба зон, на границе полупроводник-вакуум и при выходе в вакуум через активационный слой для полупроводниковых гетероструктур с приповерхностным слоем арсенида галлия.
3. Впервые показано, что достижение максимальной поляризации ограничивается как потерями поляризации при эмиссии электронов в вакуум, так и флуктуационным размытием краев валентной зоны.

Научная и практическая значимость работы заключается в том, что полученные результаты позволяют разрабатывать и выращивать сверхрешетки с высокими параметрами, на основе которых могут быть созданы эффективные источники поляризованных электронов.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Разработаны, изготовлены и исследованы фотокатоды нового типа на основе InAlGaAs-GaAs сверхрешеток с напряженными барьерами валентной зоны и с минимальными разрывами края зоны проводимости.
2. Методом совместного анализа спектров поляризации и квантового выхода определены параметры гетероструктур и процесса фотоэмиссии электронов.
3. Достижение максимальной поляризации ограничивается флуктуационным размытием краев валентной зоны.

4. Рекордные значения поляризации фотоэмиссии $P_{\max} = 91\%$ при квантовом выходе 0.14% позволяют говорить о перспективности использования разработанных гетероструктур для создания эффективных источников поляризованных электронов.

Апробация результатов работы. Основные результаты данной работы докладывались и обсуждались на Всероссийских и международных конференциях и симпозиумах: XIth International Workshop on Polarized Sources and Targets (Токуо, Япония, 2005), X Всероссийская конференции по проблемам науки и высшей школы “Фундаментальные исследования в технических университетах” (Санкт-Петербург, Россия, 2006), международном симпозиуме «Nanostructure: Physics and Technology» (Новосибирск, Россия, 2007).

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 5 печатных работ, список которых приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка цитируемой литературы. Она содержит 101 страницу машинописного текста, 35 рисунков и 2 таблицы. Список цитируемой литературы содержит 61 наименование.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность темы и сформулированы цель, научная новизна и практическая ценность работы. Представлены основные результаты и положения, выносимые на защиту, а также кратко изложено содержание разделов диссертации.

Первая глава диссертации носит обзорный характер. В ней рассмотрены основные понятия, связанные с поляризацией, применение пучков поляризованных электронов на электрон-позитронных коллайдерах, принципы возникновения оптической ориентации в полупроводниковых кристаллах группы A_3B_5 и создание отрицательного электронного сродства на поверхности катода. Далее рассматривается фотоэмиссия поляризованных электронов из сверхрешеток. Приведены результаты теоретических расчётов скорости деполяризации электронов для различных механизмов спиновой релаксации. В первом параграфе диссертации даются основные понятия, связанные с поляризацией. Во втором параграфе рассмотрено применение пучков поляризованных по спине электронов в электрон-позитронных коллайдерах. Сделаны выводы о важности поляризованных электронов в экспериментах на ускорителях элементарных частиц. В третьем параграфе рассмотрено возникновение оптической ориентации в кристаллах GaAs при облучении его циркулярно-поляризованным светом. В четвертом параграфе рассмотрены сверхрешетки. В них в результате формирования минизон легких и тяжелых дырок, при энергии, близкой к пороговой, оказываются возможными переходы только из первой минизоны тяжелых дырок

и, соответственно, создание в зоне проводимости электронов с поляризацией около 100%. Пятый параграф посвящён описанию создания состояния с отрицательным электронным сродством на поверхности полупроводникового катода, а также методам модификации процесса активировки для увеличения времени жизни фотокатода. В шестом параграфе подробно рассмотрены различные механизмы спиновой релаксации в соединениях группы A_3B_5 . Приведены результаты теоретических расчётов времени спиновой релаксации для различных механизмов.

Во второй главе описывается автоматизированный комплекс для исследования фотоэмиссии поляризованных электронов. Главными особенностями данного комплекса являются: полное компьютерное управление процессом измерения, шлюзовая система для загрузки образцов и криостат, позволяющий изменять температуру образца в процессе измерения. Конструктивно он состоит из двухкамерной вакуумной установки, источника циркулярно поляризованного света, детектора поляризации и блока компьютерного управления.

Первый параграф второй главы посвящен вакуумной установке, которая включает в себя две основные камеры - камеру обработки образцов и камеру детектора поляризации, шлюзовую систему, а также системы откачки и электронной оптики. В первой камере происходит создание поляризованных фотоэлектронов, включая предварительную обработку образца, во второй камере – измерение величины степени спиновой поляризации электронов.

Во втором параграфе рассмотрена многоступенчатая система откачки. Она обеспечивает вакуум не хуже $1 \cdot 10^{-11}$ торр.

В третьем параграфе описана оптическая система, которая создает циркулярно поляризованный свет с величиной степени поляризации не менее 98% и обеспечивает инверсию направления вектора поляризации с частотой около 31 кГц. Свет ксеноновой лампы ДКСШ-200, сфокусированный конденсором, проходит через сменный оптический фильтр, монохроматор SOLAR ML100, систему формирования циркулярно поляризованного света и попадает на исследуемый образец. Размер светового пятна на поверхности эмиттера составляет порядка 2.5×1 мм. Монохроматор снабжен блоком управления, который связан с компьютером через последовательный порт по интерфейсу RS232. Программно возможно перестраивать длину волны в пределах 360-1200 нм с минимальным шагом 0,03 нм. Для подавления фона и предотвращения прохождения волн второго порядка дифракции использовались восемь светофильтров.

После монохроматора расположена призма Глана-Томпсона, которая вместе с фотоупругим модулятором используется для создания циркулярно поляризованного света.

Перед входом в вакуумную камеру расположена диафрагма, которая регулирует интенсивность светового потока на образец. Размер отверстия диафрагмы контролируется компьютером.

В третьей главе представлены результаты исследования фотоэмиссии поляризованных электронов из фотокатодов на основе сверхрешеток InAlGaAs-GaAs с минимальными разрывами зоны проводимости. Изучение свойств коротко-периодных напряженных сверхрешеток и развитие технологии их выращивания, достигнутое в последнее десятилетие, позволило создать на их основе фотокатоды с рекордными значениями поляризации фотоэмиссии $P \approx 90\%$. Были разработаны фотокатоды на основе GaAs/GaAsP [4] и InGaAs/GaAlAs [5] сверхрешеток с напряженными квантовыми ямами и так называемые компенсированные сверхрешетки на основе AlInGaAs/GaAsP с противоположной деформацией в ямах и барьерах [6]. Вместе с достигнутым прогрессом по сравнению с напряженными слоями проведенные исследования выявили и принципиальные трудности в создании сверхрешеток с рекордными характеристиками. Величина расщепления валентной зоны в сверхрешетке ΔE_{hh-lh} не может превышать разрывов краев валентной зоны. Поэтому для создания значительного расщепления $\Delta E_{hh-lh} \approx 100$ мэВ необходимо использовать сверхрешетки с большими скачками краев зон на гетерограницах. Обычно, возникающие при этом высокие, в сотни мэВ, барьеры в зоне проводимости затрудняют транспорт фотоэлектронов к поверхности фотокатода. Низкая подвижность электронов вдоль оси сверхрешетки снижает величину квантового выхода и поляризации. Последнее связано с частичной потерей спиновой ориентации электронами во время их транспорта к поверхности за счет процессов спиновой релаксации. В дополнение к увеличению транспортного времени и, соответственно, спиновых потерь, высокие барьеры в зоне проводимости увеличивают скорость спиновой релаксации вследствие большой энергии размерного квантования электронов за счет механизма Дзяконова – Переля.

Барьеры в зоне проводимости удается минимизировать в сверхрешетке на основе полупроводникового соединения GaAs/AlInGaAs. Путем подбора состава четырехкомпонентного соединения AlInGaAs оказывается возможным создать сверхрешетку с практически нулевыми разрывами зоны проводимости. При этом структура валентной зоны позволяет получить значения расщепления ΔE_{hh-lh} до 70 мэВ. В результате на фотокатодах на основе сверхрешеток с минимальными разрывами зоны проводимости была достигнута рекордная величина поляризации электронной эмиссии $P = 91\%$. Первый параграф посвящён

структуре и технологии изготовления фотокатодов. Типичная структура фотокатодов изображена на Рисунке 1.

| Состав | | Толщина | Легирование |
|--|---------------|-------------|--|
| As – защитный слой | | | |
| GaAs | Квантовая яма | 6 нм | $7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (Be) |
| $\text{In}_x\text{Al}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}$ | Сверхрешетка | 30-40 нм | $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (Be) |
| GaAs | | 11-15 нм | |
| $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ | Буфер | 0.3-1.4 мкм | $6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (Be) |
| GaAs (100) – подложка, p-тип | | | |

Рисунок 1. Состав типичного образца.

Выбор состава и толщин слоев сверхрешеток определялся из соображений получения максимального для данной концентрации In расщепления подзон тяжелых и легких дырок при минимальных разрывах края зоны проводимости и отсутствии деформационной релаксации. Содержание In понижает край зоны проводимости по сравнению с GaAs, в то время как Al ее повышает. Поэтому для каждой концентрации In, x , можно подобрать такую концентрацию Al, y , что край зоны проводимости не будет испытывать скачков на гетерогранице GaAs/ $\text{In}_x\text{Al}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}$. Согласно проведенным расчетам с использованием параметров полупроводниковых материалов из [7], для достижения нулевых разрывов края зоны проводимости в указанном диапазоне концентраций In необходимо соблюдать соотношение $y \approx x + 0.03$. При этом ширина запрещенной зоны слоя $\text{In}_x\text{Al}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}$ оказывается больше чем в слое GaAs. Таким образом, ненапряженные слои GaAs представляют собой ямы, а напряженные слои $\text{In}_x\text{Al}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}$ - барьеры для движения дырок.

Вследствие расщепления валентной зоны $\text{In}_x\text{Al}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}$ высота барьеров и, следовательно, глубина GaAs ям, оказывается для тяжелых дырок меньше чем для легких. Это уменьшает энергию размерного квантования тяжелых дырок и увеличивает энергию размерного квантования легких дырок. В результате деформация $\text{In}_x\text{Al}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}$ барьера увеличивает расстояние между верхними уровнями размерного квантования легких ($lh1$) и тяжелых ($hh1$) дырок, т.е. энергию расщепления ΔE_{hh-lh} . Выбор толщин ям (толщина слоя GaAs на рисунке 1) и барьеров (толщина слоя $\text{In}_x\text{Al}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}$ на рисунке 1) есть результат компромисса между желанием достичь максимального значения ΔE_{hh-lh} и получить сверхрешетку без дислокаций и структурных дефектов.

Все образцы изготавливались методом молекулярно-пучковой эпитаксии в установке

RIBER 32P. Скорости роста предварительно калибровались путем анализа спектра фотолюминесценция тестового образца, выращиваемого перед исследуемой серией структур. Кроме того, для контроля использовался рентгеноструктурный анализ. Во втором параграфе представлены экспериментальные данные, полученные для исследовавшихся образцов – спектральные зависимости поляризации и квантового выхода от длины волны возбуждающего света.

На рисунке 2 представлены экспериментальные результаты для одного из образцов серии 5-777.

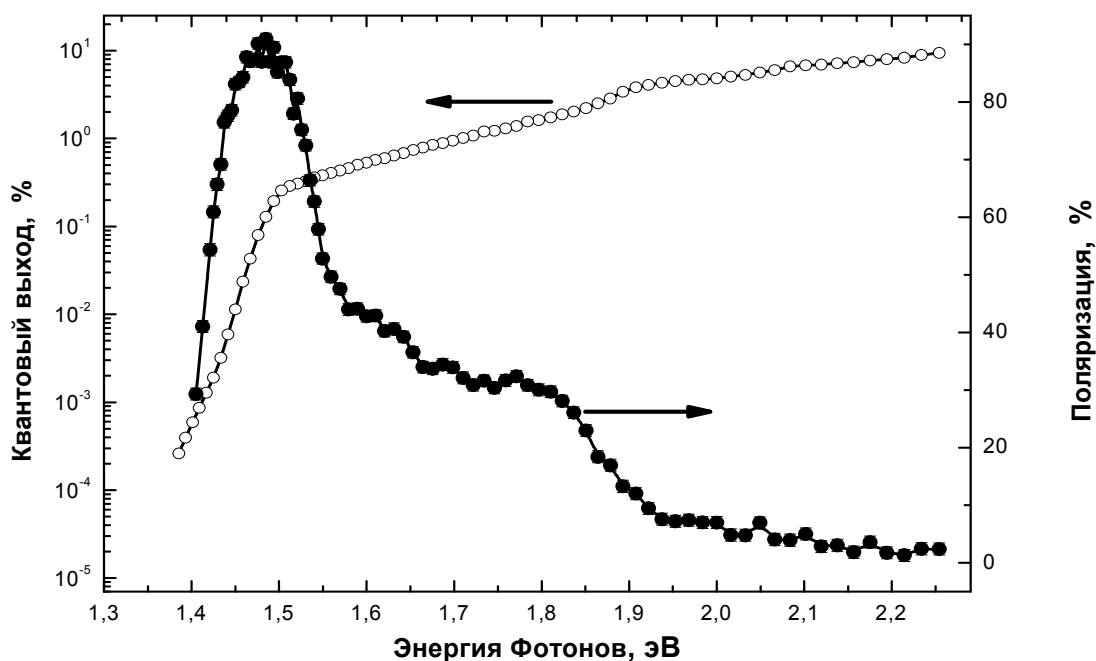


Рисунок 2. Спектральные зависимости степени поляризации и квантового выхода для образца 5-777. Пустые кружки – квантовый выход, закрашенные – степень поляризации.

Третий параграф посвящён анализу полученных данных. Для анализа полученных результатов были рассчитаны коэффициенты поглощения света $\alpha_{\uparrow}(\hbar\omega), \alpha_{\downarrow}(\hbar\omega)$ в сверхрешетках при оптических переходах в электронные состояния с разной проекцией спина на направление оси гетероструктуры. Расчет проводился методом плавных огибающих в рамках многозонной модели Кейна, включающей зоны проводимости, подзоны легких и тяжелых дырок, а также отщепленную спин-орбитальную подзону. Полученные зависимости коэффициентов поглощения от частоты света позволяют определить начальную поляризацию электронов в зоне проводимости как функцию энергии фотона. Поляризация

фотоэмиссии P оказывается меньше начальной поляризации фотоэлектронов P_0 вследствие процессов спиновой релаксации при движении электронов к поверхности фотокатода, нахождения в зоне приповерхностного изгиба зон и выхода в вакуум:

$$P(\hbar\omega) = P_0(\hbar\omega)B_s\tau_s/(\tau_s + \tau_t). \quad (1)$$

Множитель B_s обозначает вероятность сохранения спина для электрона при выходе в вакуум из области объемного заряда, τ_s и τ_t – время спиновой релаксации и время транспорта электронов из сверхрешетки в зону приповерхностного изгиба зон. Потери спиновой ориентации при эмиссии из области объемного заряда составляют 5% т.е. $B_s=0.95$. [8] Множитель $\tau_s/(\tau_s + \tau_t)$ описывает потери поляризации при транспорте электронов из гетероструктуры в область объемного заряда. В силу высокой подвижности электронов в сверхрешетках с минимальными разрывами зоны проводимости транспортное время полностью определяется скоростью S поверхностной рекомбинации на границе области объемного заряда. В силу того, что разрывы зоны проводимости незначительны, для оценки времени спиновой релаксации использовались данные для объемного GaAs [9]. При комнатной температуре и уровне легирования $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ время спиновой релаксации равно $\tau_s = 7 \cdot 10^{-11}$ сек, причем основной вклад в спиновую релаксацию вносит механизм деполяризации Дьяконова – Переля. Таким образом, потери поляризации при транспорте в рассматриваемых структурах составляют около 1%.

На Рисунке 3 проведено сравнение экспериментальных спектров $Y(\hbar\omega)$ квантового выхода и поляризации $P(\hbar\omega)$ для образца 6-330 с результатами расчетов. Вертикальные линии отмечают положение краев поглощения для переходов из минизон тяжелых и легких дырок в зону проводимости, $hh1-e1$ и $lh1-e1$ соответственно. С их помощью легко понять поведение спектров $Y(\hbar\omega)$ и $P(\hbar\omega)$. Максимальная поляризация возникает на краю поглощения из минизоны тяжелых дырок, где влияние переходов из минизоны легких дырок $lh1-e1$ минимально. На Рисунке 3 видно, что положение края поглощения $hh1-e1$ совпадает с положением максимума $P(\hbar\omega)$, а также с положением пороговой особенности в зависимости $Y(\hbar\omega)$. С увеличением энергии фотона поляризация фотоэлектронов падает за счет оптических переходов из состояний легких дырок. Область наиболее резкого спада поляризации совпадает с порогом переходов $lh1-e1$. Вследствие уширения дырочных уровней эти переходы вносят свой вклад в фотопоглощение и при меньших энергиях, ограничивая тем самым максимальное значение начальной поляризации $P_0(\hbar\omega)$. На Рисунке 3 штриховая и пунктирные линии показывают зависимость $P_0(\hbar\omega)$, рассчитанную для двух различных значений уширения дырочного спектра $\gamma = 10 \text{ мэВ}$ и $\gamma = 30 \text{ мэВ}$. Видно, что

увеличение γ уменьшает значение начальной поляризации электронов P_0 в точке максимума на 10%.

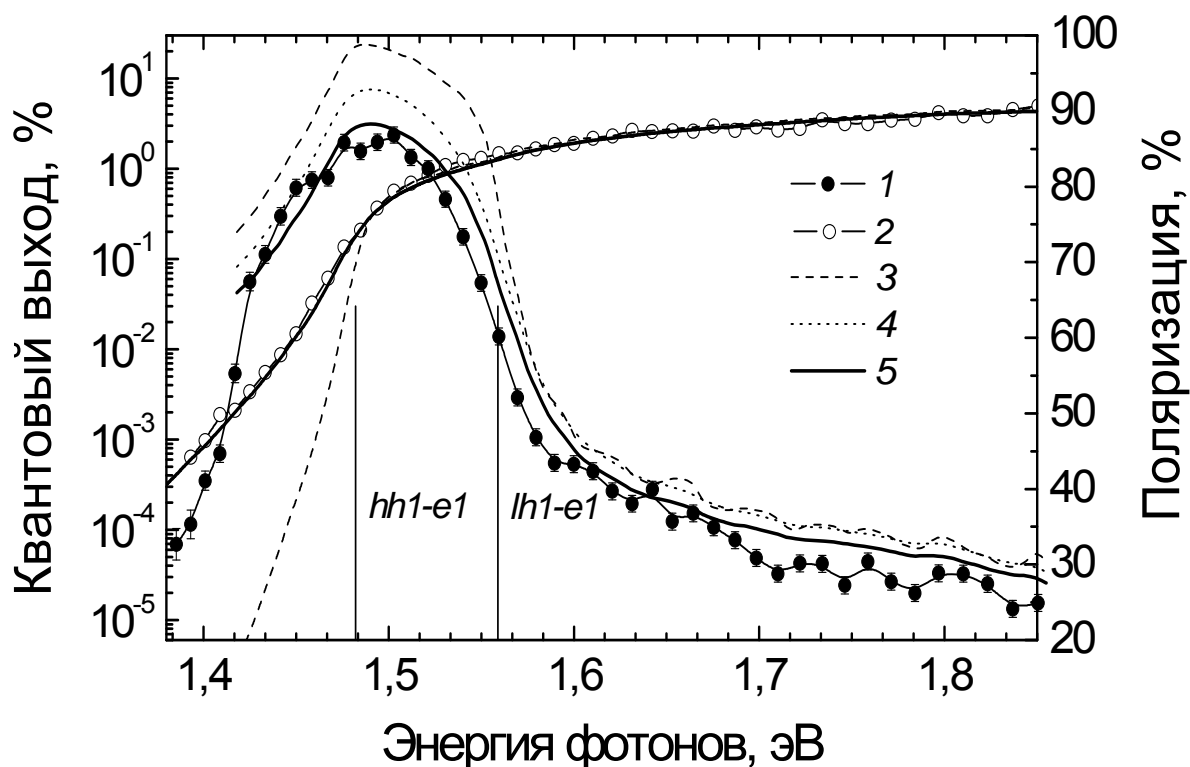


Рисунок 3. Спектры степени поляризации и квантового выхода для образца 6-330. Экспериментальные результаты: 1 – степень поляризации, 2 – квантовый выход; расчет: 3 – $\gamma = \delta = 10$ мэВ, 4 – $\gamma = \delta = 30$ мэВ, 5 – $\gamma = \delta = 30$ мэВ с учетом фактора В.

Другим параметром, существенным для поведения спектра поглощения вблизи края $\hbar\omega = E_g$, является длина хвостов дырочных состояний в запрещенной зоне δ , т.е. величина размытия края поглощения. Этот параметр в большей степени влияет на зависимость $Y(\hbar\omega)$ ниже порога поглощения (см. Рисунок 3).

Параметр размытия края поглощения $\delta = 30$ мэВ находится из сравнения поведения $Y(\hbar\omega)$ с убыванием наблюдаемого квантового выхода ниже порога поглощения. И, наконец, значение уширения дырочного спектра для данного образца $\gamma = 30$ мэВ мы находим из сравнения $P(\hbar\omega)$ с экспериментальными данными в области максимума. Найденное значение γ соответствует ширине пика фотолюминесценции сверхрешетки, измеренной при

температуре $T = 77$ К. Сравнительно большие значения γ и δ обусловлены флуктуациями состава гетерослоев. Для данного образца это приводит к 9% потери начальной поляризации фотоэлектронов, что почти в два раза превосходит 5% потери поляризации при эмиссии из области объемного заряда.

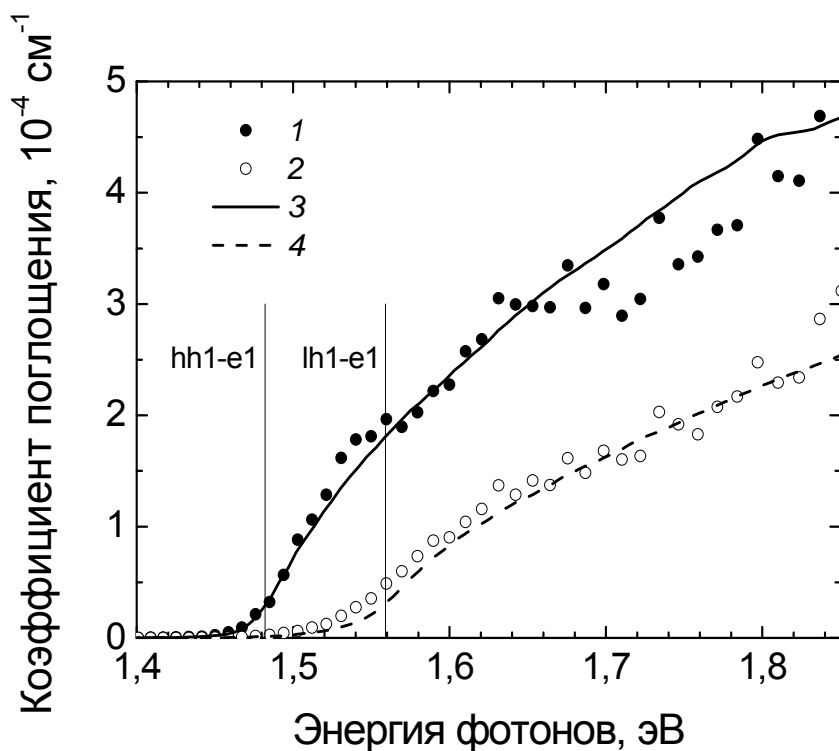


Рисунок 4. Спектральные зависимости коэффициентов поглощения света $\alpha_{\uparrow}(\hbar\omega)$ - 1 – эксперимент, 3 – расчет; $\alpha_{\downarrow}(\hbar\omega)$ - 2 – эксперимент, 4 - расчет для образца 6-330.

Характерной энергией размерного квантования электронов для гетероструктур с небольшими барьерами можно считать энергию равную $\hbar^2\pi^2/2m_e d^2$, где m_e – эффективная масса электрона. Для рассматриваемых сверхрешеток она оказывается порядка 200 мэВ, что намного превышает высоты барьеров для всех образцов.

Поэтому размерное квантование в зоне проводимости практически отсутствует. Для того чтобы это проконтролировать, были построены спектральные зависимости коэффициентов поглощения света $\alpha_{\uparrow}(\hbar\omega)$, $\alpha_{\downarrow}(\hbar\omega)$ (рисунок 4).

В силу отсутствия размерного квантования, плотность состояний в зоне проводимости зависит от энергии электрона так же, как и в объемном материале $\propto(E-E_c)^{1/2}$. Соответственно, коэффициенты поглощения $\alpha_{\uparrow}(\hbar\omega)$, $\alpha_{\downarrow}(\hbar\omega)$ имеют корневую зависимость от энергии

фотона, что подтверждается Рис. 4. На этом рисунке также хорошо видно размытие корневой пороговой особенности в зависимостях $\alpha_{\uparrow}(\hbar\omega), \alpha_{\downarrow}(\hbar\omega)$, вызванной уширением спектра сверхрешетки и размытием края валентной зоны.

В Таблице 1 приведена сводка данных для всех образцов: значения максимальной поляризации P_{\max} и квантового выхода $Y(\hbar\omega_{\max})$ в этой точке, а также параметров γ, δ и B .

Таблица 1. Величины разрывов краев зон проводимости, U_c запрещенной зоны CP, E_g , и расщепления уровней легких и тяжелых дырок ΔE_{hh-lh} ; положение $\hbar\omega_{\max}$ и высота P_{\max} максимума поляризации а также значение квантового выхода в этой точке $Y(\hbar\omega_{\max})$; параметры γ, δ и B для всех образцов.

| Образец | U_c | ΔE_{hh-lh} | E_g | $\hbar\omega_{\max}$ | P_{\max} | $Y(\hbar\omega_{\max})$ | γ | δ | B |
|---------|-------|--------------------|-------|----------------------|------------|-------------------------|----------|----------|-------|
| | мэВ | мэВ | эВ | мэВ | % | % | мэВ | мэВ | |
| 5-777 | -3 | 60 | 1.471 | 1.485 | 91 | 0.14 | 17 | 25 | 0.028 |
| 6-296 | -43 | 59 | 1.426 | 1.432 | 86 | 0.05 | 30 | 25 | 0.014 |
| 6-330 | -8 | 77 | 1.482 | 1.494 | 88 | 0.57 | 30 | 30 | 0.089 |
| 6-405 | 19 | 76 | 1.51 | 1.521 | 89 | 0.5 | 30 | 25 | 0.11 |
| 6-444 | 73 | 79 | 1.569 | 1.6 | 84 | 0.65 | 30 | 35 | 0.13 |

Отметим увеличение вероятности эмиссии B с ростом E_g сверхрешетки. Этот факт хорошо согласуется с представлением о росте прозрачности поверхностного барьера на границе полупроводник – вакуум с увеличением энергии электрона. С ростом E_g в области сверхрешетки увеличивается энергия фотоэлектронов, попадающих в область объемного заряда из зоны проводимости. Также можно отметить, что наибольшие значения поляризации $P_{\max} = 89-91\%$ наблюдались в образцах с минимальными значениями высоты барьеров в зоне проводимости $U_c < 20$ мэВ,.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы диссертации.

1. Были разработаны, изготовлены и исследованы фотокатоды на основе InAlGaAs-GaAs сверхрешеток с напряженными барьерами валентной зоны и с минимальными разрывами края зоны проводимости.

2. Полученные рекордные значения поляризации фотоэмиссии $P_{\max} = 91\%$ позволяют говорить о перспективности использования этих гетероструктур для создания эффективных источников поляризованных электронов.
3. Сравнение экспериментальных и расчетных спектров фотоэмиссии с учетом размытия края валентной зоны и уширения дырочного спектра, а также спиновой релаксации при эмиссии электронов в вакуум, позволило определить параметры гетероструктур и процесса фотоэмиссии электронов.
4. Измерение времен отклика фотокатодов на основе объемного GaAs, барьерной структуры и безбарьерной сверхрешетки показало, что в наших образцах нет барьеров в зоне проводимости, и электроны движутся так же, как и в объемном материале, что уменьшает время их транспорта.
5. Проведенный анализ показывает, что достижение максимальной поляризации ограничивается как неизбежными потерями поляризации при эмиссии электронов в вакуум, так и флуктуационным размытием краев валентной зоны.

Результаты диссертационной работы содержатся в следующих публикациях:

1. K. Ioakeimidi, T. Maruyama, J.E. Clendenin, A. Brachmann, Yu.A. Mamaev, L.G. Gerchikov, Yu.P. Yashin, D. Vasilyev, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, R. Prepost. Polarization comparison of InAlGaAs/GaAs superlattice photocathodes having low conduction band offset // Proceedings of the XIth International Workshop on Polarized Sources and Targets.- 2005.- P. 147.
2. Герчиков Л.Г., Мамаев Ю.А., Яшин Ю.П., Васильев Д.А., Кузьмичев В.В. Исследование фотоэмиссии поляризованных электронов из InAlGaAs – GaAs сверхрешеток // Материалы X Всероссийской конференции по проблемам науки и высшей школы “Фундаментальные исследования в технических университетах”.- 2006.-С.136.
3. Л.Г.Герчиков, Ю.А.Мамаев, А.В. Субашиев, Ю.П.Яшин, Д.А.Васильев, В.В. Кузьмичев, А.Е.Жуков, Е.С.Семенова, А.П.Васильев, В.М.Устинов. Фотоэмиссия поляризованных электронов из InAlGaAs-GaAs сверхрешеток с минимальными разрывами зоны проводимости // ФТП.- 2006.- Т.40.-В.11.-С. 1361.
4. D. Vasiliev, Yu. Yashin, Yu. Mamaev, L. Gerchikov, V. Kuz'michev, V. Ustinov, A. Zhukov and V.S. Mikhlin. High performance polarized electrons photocathode // 15th international symposium NANOSTRUCTURES: physics and technology.- 2007.- P.147.
5. Ю. А. Мамаев, Л.Г. Герчиков, Ю. П. Яшин, Д. А. Васильев, В.В. Кузьмичев. Исследование фотоэмиссии поляризованных электронов из напряженных сверхрешеток // Известия ВУЗов, Физика.- 2008.-В.3.- С. 37.

Цитируемая литература

- [1] Subashiev A.V., Mamaev Y.A., Yashin Y.P., Clendenin J.E., Phys. Spin-polarized electrons: generation and applications // Low-Dim. Struct. 1-2, 1999.- P.1.
- [2] Klein F. et. al. // Nucl. Phys.A.- 1997.- V.623.- P.323.
- [3] Abe K. et al. // Phys. Rev. Lett.- 1995.- V.75.- P.4173.
- [4] T. Saka, T. Kato, T. Nakanishi, S. Okumi, K. Togawa, H. Horinaka, T. Matsuyama, T.Baba // Surf. Sci.- 2000.- V.454-456.- P.1042.
- [5] Yu. Mamaev, A. Subashiev, Yu. Yashin, E. Reichert, P. Drescher, N. Faleev, P. Kop 'ev, V. Ustinov, A. Zhukov // Phys.Low-Dim.Struct.- 1995.- V.10-11.- P.1.
- [6] Maruyama T., Luh D.-A., Brachmann A., Clendenin J.E, Garwin E.L., Harvey S., Jiang J., Kirby R.E., Prescott C.Y., Prepost R., Moy A.M. A systematic study of polarized electron emission from strained GaAs/GaAsP superlattice photocathodes // Appl. Phys. Lett.- 2004.- V.85.- P.2640.
- [7] Vurgaftman I., Meyer J.R., Ram-Mohan L.R. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys // J. Appl. Phys.- 2001.- V.89.- P.5815.
- [8] Yu.A.Mamaev, A.V.Subashiev, Yu.P.Yashin, H.-J.Drouhin and G.Lampel. Energy resolved spin-polarized electron photoemission from strained GaAs/GaAsP heterostructure // Solid State Comm. – 2000. - Vol. 114. - No 7. – P. 401.
- [9] J.C. Grobli, A. Vaterlaus, D. Guarisco, H. Hepp, F. Meier, Yu. Yashin, Yu. Mamaev, B. Yavich, I. Kochnev // Helv. Phys. Acta.- 1993.- V.66.- P.75.