

На правах рукописи

Филатов Евгений Васильевич

**КИНЕТИКА РЕЛАКСАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ
В ФОТОВОЗБУЖДЕННЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ 2-ГО ТИПА**

01.04.07 – физика конденсированного состояния

А в т о р е ф е р а т

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Черноголовка — 2014

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт физики твердого тела Российской академии наук

Научный руководитель: Тартаковский Илья Иосифович,
доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник

Официальные оппоненты: Гиппиус Николай Алексеевич,
доктор физико-математических наук,
Сколковский институт науки и технологий,
профессор

Бурбаев Тимур Маруанович,
кандидат физико-математических наук,
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физический институт им.
П.Н.Лебедева Российской академии наук,
старший научный сотрудник

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт проблем
технологии микроэлектроники и
особочистых материалов Российской
академии наук

Защита состоится 20 октября 2014 в 14.30 на заседании диссертационного совета Д 002.100.01 в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт физики твердого тела Российской академии наук по адресу 142432, Московская область г. Черноголовка, ул. Академика Осипяна, д. 2, ИФТТ РАН.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного бюджетного учреждения науки Институт физики твердого тела Российской академии наук и на сайте: <http://issp3.issp.ac.ru/main/dis-council.html> .

Автореферат диссертации разослан ____ сентября 2014 года.

Ученый секретарь диссертационного совета

Зверев Владимир Николаевич

© Филатов Е.В., 2014
©ИФТТ РАН, 2014
©ИПХФ РАН, 2014

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования. Развитие технологий эпитаксиального роста в последние десятилетия позволило выращивать полупроводниковые структуры высокого качества, характерные размеры которых имеют масштаб нанометров в одном, двух или трех пространственных измерениях. Уменьшение размеров структуры приводит к пространственному квантованию энергетического спектра носителей заряда (электронов и дырок), что выражается в существенном изменении физических свойств таких систем по сравнению с объемными полупроводниками. Выделяют следующие классы наноструктур: в квантовых ямах (КЯ) движение носителей заряда ограничено в одном направлении, в квантовых проволоках — в двух, и, наконец, в квантовых точках (КТ) носители заряда локализованы сразу в трех пространственных измерениях.

Интерес к физике наноструктур во многом обусловлен возможностью их практического применения. Так, например, использование КЯ либо КТ в качестве активной среды лазерного диода позволяет снизить пороговую плотность тока и обеспечить работу лазера при комнатной температуре [1].

В зависимости от схемы зон наноструктуры относят к 1-му или 2-му типу. В КЯ, являющихся гетероструктурами 1-го типа, электрон и дырка локализованы внутри ямы, ограниченной барьером. Это приводит к хорошему перекрытию их волновых функций и высоким значениям квантового выхода, что позволяет эффективно использовать КЯ в лазерах и светодиодах [1].

В гетероструктурах 2-го типа основные состояния электрона и дырки расположены в различных слоях, т.е., яма для электрона является барьером для дырки (и наоборот). Такая схема зон приводит к тому, что электрон и дырка в основном состоянии рекомбинируют в оптическом переходе, который является непрямым в пространстве. Это позволяет генерировать излучение с энергией, меньшей ширины запрещенной зоны каждого из полупроводников, составляющих гетероструктуру 2-го типа [2]. Однако низкое перекрытие волновых функций электрона и дырки в основном состоянии затрудняет использование таких структур в качестве источников излучения. Основное применение гетероструктур 2-го типа связано с использованием этих структур в качестве фотоприемников и фотоэлементов [3].

При оптическом возбуждении гетероструктур 2-го типа последующая релаксация электронов и дырок по энергии приводит к их пространственному разделению. При разделении носителей заряда разного знака в пространстве в

структуре возникают электрические поля, которые при высокой концентрации разделенных носителей вызывают изгиб зон. В свою очередь, изгиб зон приводит к сдвигу уровней энергии электронов и дырок в основном состоянии, увеличивающему энергию пространственно непрямого оптического перехода. Эффект фиолетового сдвига непрямого перехода при увеличении мощности оптической накачки является характерным свойством всех наноструктур со схемой зон 2-го типа.

В гетероструктуре 2-го типа ZnSe/BeTe глубокие потенциальные ямы для электронов и для дырок в основном состоянии (2.2 и 0.9 эВ, соответственно) приводят к длительным временам пространственно непрямого оптического перехода, позволяющим накапливать значительные двумерные концентрации разделенных электронов и дырок (до $n \sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$). Поэтому эффект фиолетового сдвига непрямого перехода в этой структуре ярко выражен — величина сдвига достигает рекордных значений $\sim 0.5 \text{ эВ}$ [4].

Помимо пространственно не прямых оптических переходов между носителями в основном состоянии, в гетероструктурах 2-го типа наблюдаются пространственно прямые оптические переходы. При этом один из пары рекомбинирующих носителей заряда находится в основном состоянии, а другой — в надбарьерном состоянии [5]. Время жизни носителя заряда в надбарьерном состоянии определяется двумя процессами — излучательной рекомбинацией в пространственно прямом переходе и межслойной релаксацией носителя в основное состояние в соседнем слое. Доминирующий процесс определяется шириной барьера для носителя заряда в надбарьерном состоянии. В структурах с узкими барьерами наиболее быстрым процессом является межслойная релаксация носителей. Увеличение толщины барьера приводит к удлинению времени жизни носителя заряда в надбарьерном состоянии, т.е., к увеличению вероятности его релаксации по каналу излучательной рекомбинации [6].

Естественно ожидать, что эффект изгиба зон в структурах 2-го типа, вызванный ростом двумерной концентрации разделенных носителей при увеличении мощности оптической накачки, оказывает влияние на кинетику релаксации носителей в надбарьерном состоянии. Этот вопрос подробно рассматривается в данной диссертации на примере гетероструктуры ZnSe/BeTe, в которой эффекты изгиба зон проявляются особенно ярко.

Оптическое возбуждение структуры 2-го типа ZnSe/BeTe позволяет генерировать пары электронов и дырок в слое ZnSe, который является ямой для электронов и барьером для дырок. Фотолюминесценция (ФЛ) в области пространственно прямого перехода, в котором участвуют носители в слое ZnSe,

служит «маркером» наличия надбарьерных дырок в слое ZnSe. В системе ZnSe/BeTe наблюдается сверхлинейный рост интенсивности ФЛ пространственно прямого перехода при увеличении мощности оптической накачки [7, 8]. Этот эффект объясняется замедлением темпов релаксации надбарьерных дырок в основное состояние в слое BeTe за счет формирования барьера для дырок в слое ZnSe при изгибе зон [8]. В настоящей диссертации прямые измерения длительности свечения пространственно прямого перехода в структуре ZnSe/BeTe были впервые проведены в широком диапазоне плотности мощности оптической накачки, что позволило исследовать влияние изгиба зон на времена релаксации фотовозбужденных дырок в надбарьерном состоянии.

Помимо эффекта изгиба зон, на зонную структуру ZnSe/BeTe можно повлиять с помощью приложения поперечного электрического поля. Влияние приложенного электрического поля на кинетику релаксации надбарьерных дырок также является предметом исследования в данной диссертации.

Другим вопросом, рассмотренным в настоящей диссертации, является уточнение величины разрыва валентной зоны в гетероструктуре ZnSe/BeTe, что важно для разработки эффективных оптоэлектронных устройств.

Целью данной диссертационной работы является изучение процессов релаксации фотовозбужденных носителей в гетероструктурах 2-го типа на примере системы ZnSe/BeTe при различных сценариях модификации зонной структуры. Изменение зонной структуры может быть вызвано сильными внутренними электрическими полями за счет эффекта изгиба зон, или приложением к структуре внешних электрических полей.

Научная новизна работы заключается в том, что впервые в полупроводниковых гетероструктурах 2-го типа с большой величиной разрыва зон исследована кинетика пространственно прямого перехода при различных значениях двумерной концентрации пространственно разделенных носителей, а также напряженности приложенного внешнего электрического поля, на примере системы ZnSe/BeTe. Сопоставление полученных экспериментальных данных с расчетами позволило описать кинетику релаксации надбарьерной дырки.

Уточнена также величина разрыва валентной зоны ZnSe/BeTe при гелиевых температурах.

Практическая ценность работы состоит в том, что в ней изучены процессы релаксации фотовозбужденных носителей в гетероструктурах 2-го типа при различных модификациях зонной структуры. На основании полученных зависимостей времен жизни надбарьерных дырок от концентрации

разделенных носителей появилась возможность контроля за временем жизни фотовозбужденных дырок в надбарьерном состоянии путем изменения мощности оптической накачки. Это, в частности, позволило определить время разогрева подсистемы спинов марганца при оптическом возбуждении полумагнитных гетероструктур (Zn,Mn)Se/(Be,Mn)Te [A4]. Исследованная зависимость времени жизни надбарьерной дырки от величины напряженности приложенного внешнего электрического поля открывает возможность управлять намагниченностью оптически возбуждаемых полумагнитных гетероструктур за счет изменения напряженности прикладываемого электрического поля.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Проведены измерения время-разрешенных спектров фотолюминесценции гетероструктур ZnSe/BeTe с различными толщинами слоев при импульсном возбуждении фемтосекундным лазером. Обнаружено существенное (более чем на порядок) увеличение длительности свечения пространственно прямого перехода с увеличением мощности оптической накачки. Проведенные расчеты позволили объяснить наблюдаемый эффект двумя основными факторами:
 - а) Во-первых, изгиб зон, возникающий при концентрации разделенных носителей $n \sim 10^{11} \div 10^{12} \text{ см}^{-2}$, приводит к существенному замедлению скорости ухода фотовозбужденной дырки из локализованного в слое ZnSe состояния в основное состояние в BeTe — фактически, к превращению надбарьерного дырочного состояния в состояние, ограниченное барьером.
 - б) Во-вторых, при высоких концентрациях разделенных носителей изгиб зон приводит к уменьшению перекрытия волновых функций электрона в основном и дырки в локализованном в слое ZnSe состоянии, а, следовательно, к удлинению времени излучательной рекомбинации носителей.
2. Проведены модельные расчеты кинетики релаксации фотовозбужденных дырок при импульсном нерезонансном возбуждении. Показано, что при низкой начальной концентрации дырок концентрация разделенных носителей увеличивается со временем за счет процесса ухода надбарьерных дырок в основное состояние в слое BeTe. При высокой начальной концентрации дырок концентрация разделенных носителей не увеличивается после

начального периода быстрого разделения носителей заряда. Однако в структурах с широкими слоями высокая начальная концентрация дырок приводит к существенному вкладу кулоновского взаимодействия электронов и дырок в слое ZnSe в формирование изгиба зон. Моделирование кинетики релаксации дырок позволяет качественно объяснить наблюдаемую в эксперименте немонотонность зависимости интенсивности ФЛ пространственно прямого перехода от времени.

3. Проведены измерения зависимости интенсивности пространственно прямого перехода от приложенного внешнего электрического поля для структуры ZnSe/BeTe при возбуждении непрерывным лазером и измерения длительности свечения пространственно прямого перехода при возбуждении импульсным лазером в зависимости от приложенного поля. Установлено, что приложение электрического поля к ZnSe/BeTe приводит к уменьшению интенсивности пространственно прямого перехода и к уменьшению длительности его свечения. Наблюдаемый эффект связан с двумя факторами:
 - во-первых, с увеличением времени излучательной рекомбинации для электрона и дырки в надбарьерном состоянии,
 - во-вторых, с уменьшением времени ухода дырки из надбарьерного состояния в основное состояние в BeTe. Проведены расчеты, которые показывают хорошее согласие с данными эксперимента.
4. Исследованы спектры ФЛ гетероструктур ZnSe/BeTe с широкими слоями в зависимости от мощности оптического возбуждения, что позволило уточнить величину разрыва валентной зоны гетероструктуры ZnSe/BeTe.

Личный вклад автора. Автор непосредственно участвовал в постановке исследовательской задачи, проведении измерений и обсуждении результатов. Работа была выполнена в лаборатории неравновесных электронных процессов ИФТТ РАН в период с 2007 по 2014 г.

Апробация работы. Результаты работы докладывались конференциях "Новые материалы и структуры" (Черноголовка, 2007), VIII Российской конференции по физике полупроводников (Екатеринбург, 2007), "14th International Conference on II-VI Compounds" (St. Peterburg, Russia), X Российской конференции по физике полупроводников (Н. Новгород, 2011), XI Российской конференции по физике полупроводников (Санкт-Петербург, 2013).

Публикации. Результаты исследований, проведенных в диссертации, отражены в 4 работах [A1-A4].

Краткое содержание диссертации

Диссертация состоит из Введения, пяти глав, Заключения и списка литературы. Общий объем диссертации составляет 154 страницы, включая 50 рисунков.

Во **Введении** формулируются цели диссертации и выносимые на защиту результаты, обосновывается актуальность выбранной темы. Описана структура диссертации и ее содержание.

В **Главе 1** диссертации приведен обзор работ, посвященных исследованию надбарьерных состояний в гетероструктурах, межслойной релаксации в гетероструктурах 2-го типа, а также эффекту изгиба зон в структурах 2-го типа при высокой концентрации разделенных носителей. Особое внимание уделено обзору работ, в которых изучались процессы релаксации носителей в гетероструктуре 2-го типа ZnSe/BeTe.

В **Главе 2** диссертации приведено описание структур образцов ZnSe/BeTe, исследованных в данной работе. Образцы гетероструктур были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs и состояли из 5÷10 пар чередующихся слоев ZnSe и BeTe. Толщины слоев гетероструктур в различных образцах составляли $L_{\text{ZnSe}} = 10$ нм и $L_{\text{BeTe}} = 5$ нм (образец S10), $L_{\text{ZnSe}} = 15$ нм и $L_{\text{BeTe}} = 7.5$ нм (образец S15), $L_{\text{ZnSe}} = 20$ нм и $L_{\text{BeTe}} = 10$ нм (образец S20) и $L_{\text{ZnSe}} = 25$ нм и $L_{\text{BeTe}} = 12.5$ нм (образец S25).

Также в Главе 2 описаны схемы экспериментальной установки, которые использовались для получения результатов, освещенных в данной работе. В измерениях, требующих высокого временного разрешения, оптическое возбуждение осуществлялось 2-й гармоникой фемтосекундного Ti:Sa лазера ($\hbar\omega \approx 3.1$ эВ), а регистрация ФЛ осуществлялась с помощью спектрометра, оснащенного стрик-камерой. Особое внимание уделено оптимизации временного разрешения регистрирующей системы, которое достигало ≈ 2 пс. Исследования проводились в оптическом криостате при низких температурах: либо в парах жидкого гелия ($T \approx 5$ К), либо в сверхтекучем гелии ($T \approx 1.5$ К).

В **Главе 3** диссертации представлены основные результаты, связанные с исследованием процессов релаксации фотовозбужденных дырок в пикосекундном масштабе времен при высокой концентрации разделенных носителей для структур ZnSe/BeTe с различной толщиной слоев.

Большое отличие ширины запрещенной зоны в различных слоях гетероструктуры ZnSe/BeTe — $E_g \approx 2.8$ эВ для ZnSe и $E_g \approx 4.5$ эВ для BeTe позволяет избирательно генерировать пары фотовозбужденных электронов и дырок в слоях ZnSe (рис. 1a). В процессе релаксации по энергии фотовозбужденные в слое ZnSe дырки могут релаксировать либо в надбарьерное состояние в слое ZnSe, либо непосредственно в основное состояние в слое BeTe. Пока дырка находится в надбарьерном состоянии, она участвует в пространственно прямом оптическом переходе (рис. 1b). Таким образом, измерения ФЛ в области прямого перехода (~ 2.8 эВ) позволяют получать информацию о дырках, локализованных в слое ZnSe. Из

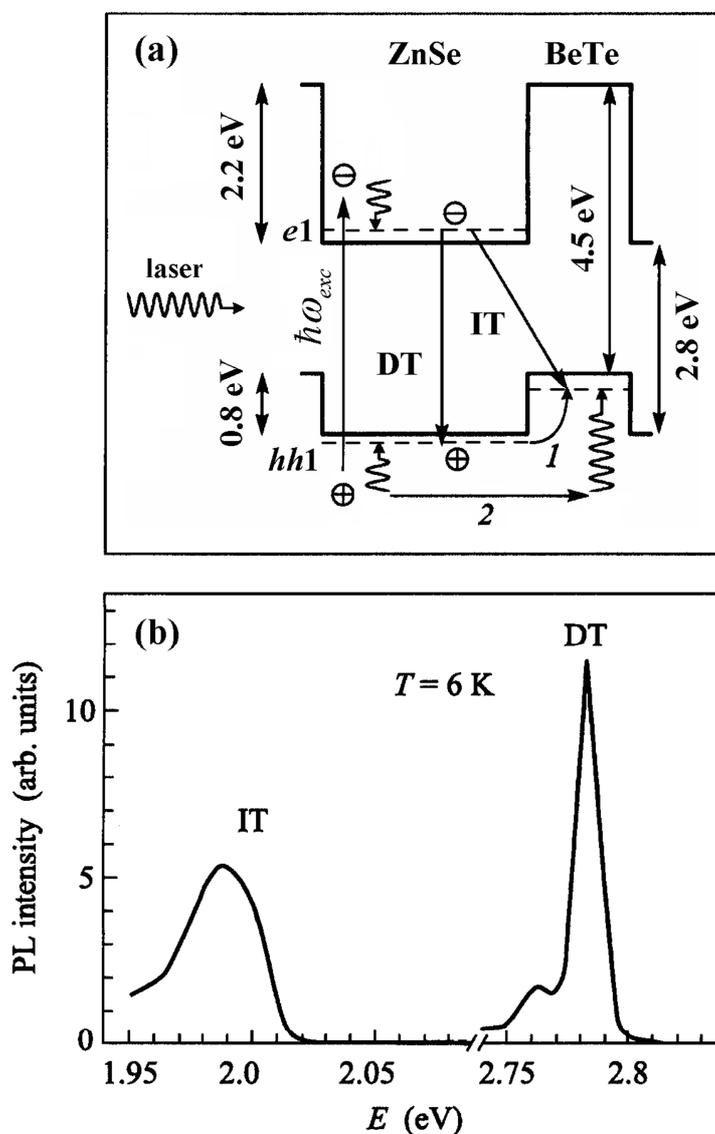


Рисунок 1. (a) — зонная структура гетероструктур 2-го типа ZnSe/BeTe, (b) — спектры фотолуминесценции при возбуждении структуры (7.2 / 4.0 нм) непрерывным He-Cd лазером [9]

надбарьерного состояния дырка может релаксировать в основное состояние в слое BeTe, рекомбинировать излучательно с электроном в слое ZnSe или же рекомбинировать безызлучательно. Характерные времена этих процессов в данной работе обозначены τ_{rel} , τ_{rad} и τ_{nr} , соответственно. Время жизни дырки в надбарьерном состоянии τ определяется наименьшим из времен ухода дырки в основное состояние τ_{rel} , излучательной рекомбинации τ_{rad} и безызлучательной рекомбинации τ_{nr} , в соответствии с уравнением

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{rel}} + \frac{1}{\tau_{nr}} .$$

При исследовании пикосекундной кинетики релаксации фотовозбужденных носителей в ZnSe/BeTe для структур с различной толщиной слоев были получены время-разрешенные спектры ФЛ в области пространственно прямого перехода в широком диапазоне изменения мощности накачки. Импульсное возбуждение осуществлялось второй гармоникой фемтосекундного лазера, а спектры измерялись при помощи стрик-камеры. Обработка полученных данных позволила получить зависимости характерных времен затухания пространственно прямого перехода при различных накачках.

На рис. 2 показаны кривые затухания интенсивности ФЛ прямого перехода $I_D(t)$ для образца S20 (20/10 нм x 10) при двух уровнях накачки фемтосекундным лазером, соответствующих энергиям $G = 0.6$ мкДж/см² и $G = 160$ мкДж/см² в импульсе лазера. В случае высокой накачки время затухания интенсивности ФЛ прямого перехода существенно больше ($\tau \approx 150$ пс), чем при низкой мощности накачки ($\tau \approx 26$ пс).

Аналогично, для каждого из исследованных образцов было определено время τ затухания интенсивности $I_D(t)$ ФЛ прямого перехода во всем доступном диапазоне мощностей оптической накачки. Зависимости времени τ затухания пространственно прямого перехода от плотности энергии возбуждающего импульса лазера для трех образцов S10, S15 и S20 приведены на рис. 3. На верхней оси графика рис. 3 отложена энергия в импульсе накачки G . В то же время, энергия G пересчитана в концентрацию фотовозбужденных пар электронов и дырок n_0 (нижняя ось графика). При низкой накачке, соответствующей концентрации носителей $n \approx 10^9 \div 10^{11}$ см⁻², изменение времени затухания прямого перехода сравнительно мало. При увеличении концентрации носителей до величины $n \approx 10^{13}$ см⁻², для каждой из трех структур наблюдается значительный рост времени затухания прямого перехода. Время затухания τ ФЛ прямого перехода — это не что иное, как время жизни фотовозбужденной дырки в локализованном в слое ZnSe состоянии. Таким

образом, прямыми измерениями получены времена τ жизни фотовозбужденной дырки в слое ZnSe в широком диапазоне изменения оптической накачки системы, составляющем 3-4 порядка по мощности. При этом для трех структур S10, S15 и S20 наблюдается значительный, в десятки раз, рост времени τ жизни дырки в локализованном в слое ZnSe состоянии с ростом накачки.

Проведенные численные расчеты, основанные на самосогласованном решении уравнения Пуассона и стационарного уравнения Шредингера для электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне при различных значениях концентрации пространственно разделенных носителей, показали хорошее согласие с данными эксперимента (рис. 3).

Для сверхрешетки ZnSe/BeTe с толщинами слоев 10/5 нм основным процессом, определяющим кинетику релаксации дырок в слое ZnSe в экспериментальном диапазоне накачек, является уход дырок из слоя ZnSe в слой BeTe. Поэтому наблюдаемое удлинение времени жизни локализованной в слое ZnSe дырки от < 2 пс до 27 пс при увеличении плотности мощности оптической накачки связано с формированием реального барьера для дырки в слое ZnSe в условиях сильного изгиба зон. Вероятность ухода локализованной

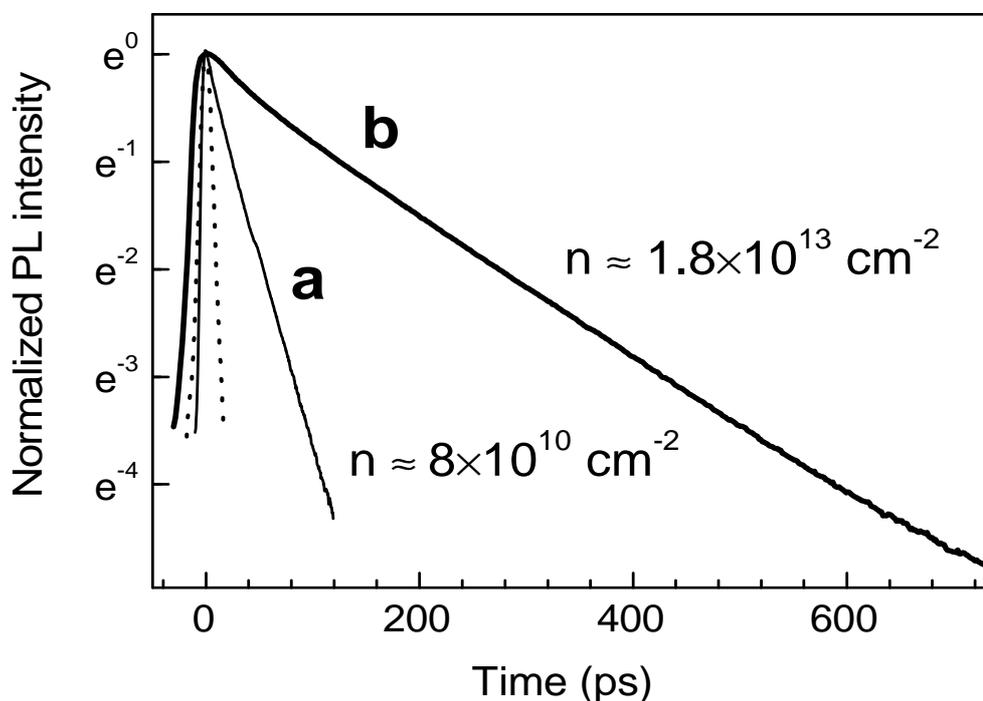


Рисунок 2. Кривые затухания ФЛ прямого перехода $I_D(t)$, полученные при интегрировании по энергии время-разрешенных спектров ФЛ для образца S20 (20/10 нм x 10) при двух уровнях накачки, соответствующих энергии в импульсе лазера: (a) — $G = 0.6 \text{ мкДж/см}^2$, (b) — $G = 160 \text{ мкДж/см}^2$. Точечная линия отвечает импульсу лазера

в слое ZnSe дырки в основное состояние в слое BeTe можно оценить как величину, пропорциональную интегралу квадрата модуля волновой функции надбарьерной дырки $|\Psi_{dl}|^2$ в слое BeTe. Изгиб зон при высокой концентрации разделенных носителей $n_{\text{BeTe}} \sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (см. рис. 4с) приводит к резкому уменьшению вероятности дырки в слое ZnSe релаксировать в основное состояние в слое BeTe по сравнению со случаем плоских зон (см. рис. 4а).

В отличие от структуры S10, в структурах с более широкими слоями ZnSe и BeTe (S15 и S20) уже при средних плотностях мощности накачки, соответствующих концентрации разделенных носителей $n_{\text{BeTe}} \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$, релаксация локализованных в слое ZnSe дырок по каналу ухода в основное состояние в слое BeTe сильно замедлена. Намного более вероятным оказывается процесс оптической рекомбинации электрона и дырки в слое ZnSe. Однако при увеличении концентрации разделенных носителей от $n_{\text{BeTe}} \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ до $n_{\text{BeTe}} \sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$ наблюдается существенное удлинение

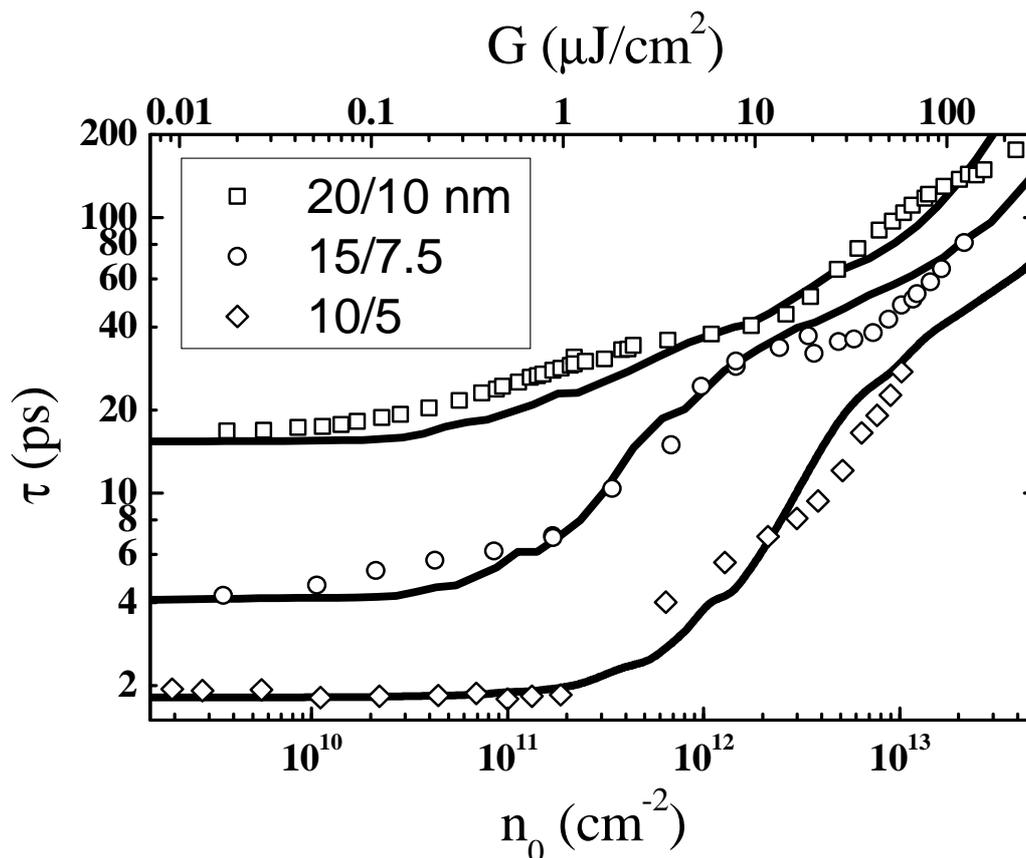


Рисунок 3. Зависимость времени затухания пространственно прямого перехода от концентрации фотовозбужденных носителей n_0 для образцов S10 (10/5 нм x 10), S15 (15/7.5 нм x 5), S20 (20/10 нм x 10). Символы — экспериментальные точки, сплошные кривые — расчетные значения. На верхней оси приведена плотность энергии в импульсе лазера G

времени τ жизни локализованной в слое ZnSe дырки вплоть до значений $\tau \approx 80$ пс для структуры S15 и $\tau \approx 180$ пс для структуры S20. Поскольку в этом диапазоне изменения n_{BeTe} время жизни локализованной в слое ZnSe дырки определяется временем излучательной рекомбинации электрона и дырки в слое ZnSe ($\tau_{\text{rad}} \approx \tau$), данные эксперимента свидетельствуют о существенном возрастании времени τ_{rad} излучательной рекомбинации электрона и дырки при высокой концентрации разделенных носителей n_{BeTe} в структурах S15 и S20. Удлинение времени τ_{rad} пространственно прямого оптического перехода в слое ZnSe вызвано уменьшением перекрытия волновых функций электрона и дырки в нижайшем локализованном в слое ZnSe состоянии при значительных изгибах зон (рис. 4с).

В заключительной части главы 3 рассмотренные результаты

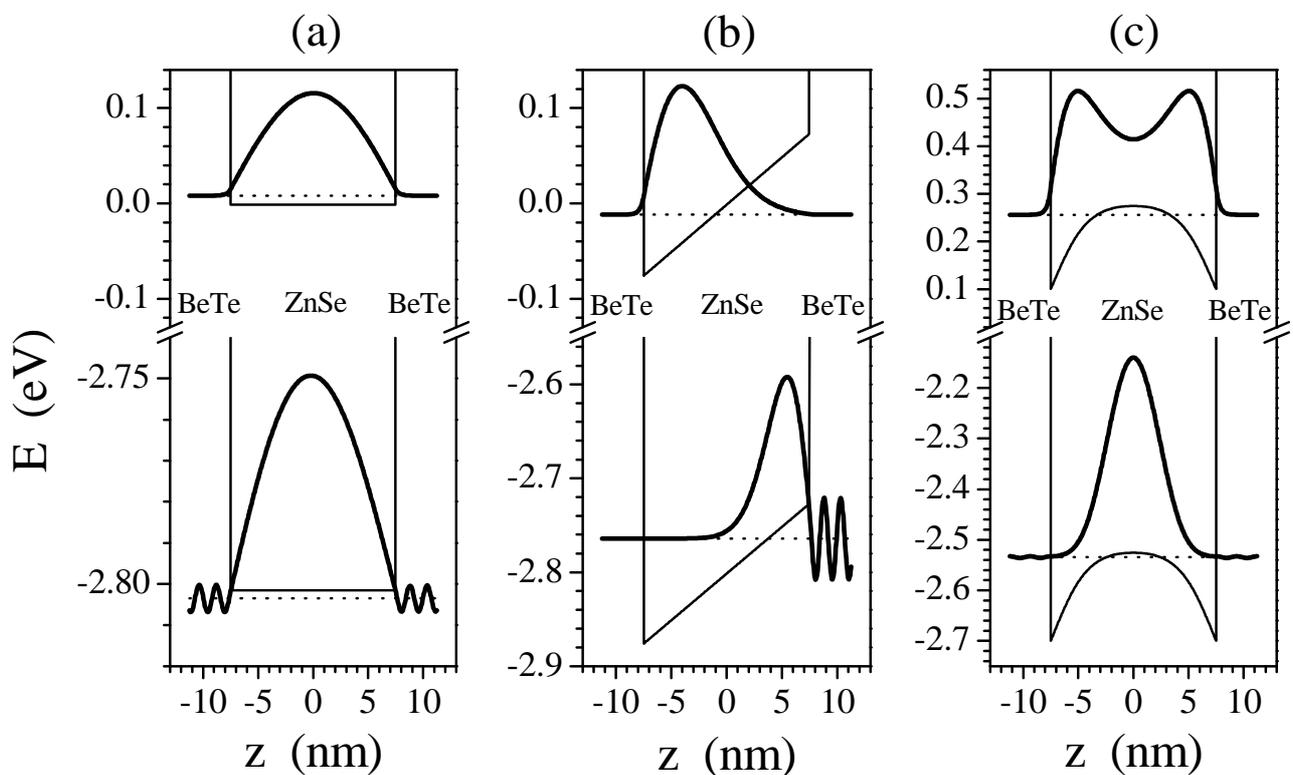


Рисунок 4. Расчетные волновые функции электрона и дырки (а) в пределе плоских зон, (б) при приложенном электрическом поле $E = 100$ кВ/см и (с) при изгибе зон, соответствующем концентрации разделенных носителей $n_{\text{BeTe}} = 6 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (сплошные кривые). Тонкими линиями изображены профили дна зоны проводимости и потолка валентной зоны в слое ZnSe в сверхрешетке ZnSe/BeTe с толщинами слоев ZnSe 15 нм и BeTe 7.5 нм. Точечные линии — уровни энергии электрона в основном состоянии и дырки в нижайшем надбарьерном состоянии

используются при обсуждении вопроса об эффективности разогрева системы спинов марганца при импульсном лазерном возбуждении в полумагнитных гетероструктурах $Zn_{0.99}Mn_{0.01}Se/Be_{0.93}Mn_{0.07}Te$ [A4]. Показано, что перенос спина и энергии носителей ионам марганца в основном осуществляется фотовозбужденными дырками, в то время как роль фотовозбужденных электронов невелика. Эффективность нагрева Mn зависит от времени жизни дырки в слое $(Zn,Mn)Se$ и определяется многократными процессами их взаимодействия, при котором происходит переворот их спина, с локализованными спинами ионов Mn. Наблюдаемый нагрев системы спинов Mn фотовозбужденными носителями в течение $\tau_0 \approx 20$ пс позволил определить τ_0 в качестве характерного времени прямого переноса спина и энергии фотовозбужденных дырок системе спинов Mn в полумагнитных полупроводниках с концентрацией Mn 1%.

В Главе 4 диссертации приведены результаты расчетов и их сопоставления с экспериментальными данными, позволяющие описать временные зависимости величины изгиба зон после импульсного оптического возбуждения.

В Главе 3 эффекты, связанные с изгибом зон, рассматривались в предположении, что концентрация разделенных носителей не меняется во времени. Теоретическое рассмотрение ограничивалось ситуацией, в которой через достаточно короткое время после импульса лазера возникает определенная концентрация разделенных носителей, и дальнейшие процессы релаксации фотовозбужденных носителей не изменяют ее. В действительности, изгиб зон может изменяться со временем. Это должно приводить к тому, что интенсивность ФЛ в области пространственно прямого перехода не описывается одной экспонентой в силу изменения времени жизни надбарьерных дырок $\tau(t)$ как функции от времени t .

Поскольку электроны и дырки в слое ZnSe возбуждаются нерезонансно, импульсное возбуждение носителей сопровождается их быстрой релаксацией за время, не превышающее временного разрешения системы ≈ 2 пс. В ходе быстрой релаксации дырки могут локализоваться как в слое ZnSe, так и в слое BeTe. Простейшая оценка на основании отношения толщин слоев ZnSe и BeTe 2:1 позволяет предположить, что до $\delta \sim 33\%$ фотовозбужденных дырок могут оказываться в слое BeTe после быстрой релаксации.

В первой части Главы 4 обсуждается эффект увеличения концентрации пространственно разделенных носителей в ходе релаксации локализованных в слое ZnSe дырок по каналу ухода в основное состояние дырок в слое BeTe.

Кинетика релаксации фотовозбужденных в слое ZnSe дырок описывается системой уравнений:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} n_{ZnSe} = -\frac{n_{ZnSe}}{\tau_{rad}} - \frac{n_{ZnSe}}{\tau_{rel}} \\ \frac{d}{dt} n_{BeTe} = \frac{n_{ZnSe}}{\tau_{rel}} \end{cases}, \quad (1)$$

с начальными условиями $n_{ZnSe}(0) = (1 - \delta)n_0$ и $n_{BeTe}(0) = \delta n_0$, где n_{ZnSe} — концентрация дырок в надбарьерном состоянии, а n_{BeTe} — концентрация разделенных носителей. Система дифференциальных уравнений (1) была решена численно для структуры ZnSe/BeTe с толщинами слоев 10/5 нм при различных значениях концентрации фотовозбужденных носителей n_0 . Точечными линиями на рис. 5 показаны расчетные зависимости интенсивности прямого перехода $I_D(t)$. Данные расчетов неплохо описывают измеренные зависимости $I_D(t)$ при различных плотностях мощности оптической накачки, показанные на рис. 5 сплошными линиями.

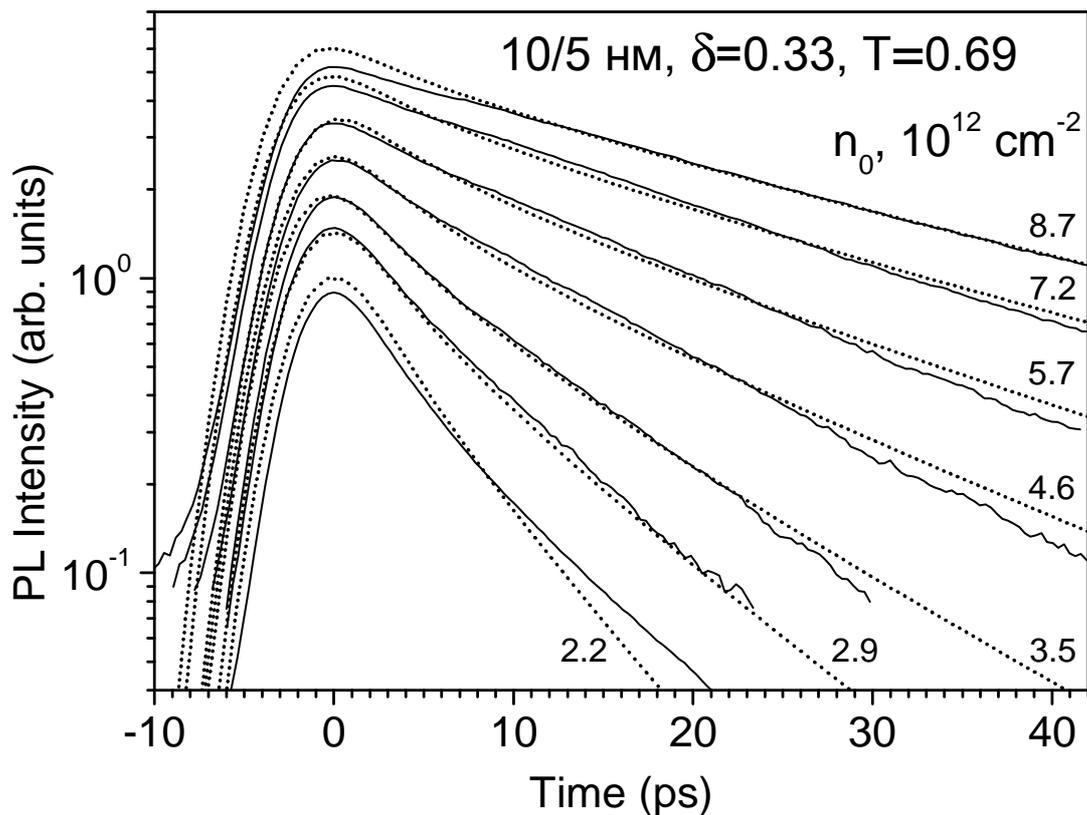


Рисунок 5. Экспериментальные (сплошные линии) и расчетные (точечные линии) зависимости интенсивности ФЛ прямого перехода $I_D(t)$ от времени для структуры S10 (10/5 нм). Для расчетных кривых приведены начальные значения концентрации носителей n_0 в единицах 10^{12} cm^{-2}

Во второй части Главы 4 обсуждаются процессы формирования изгиба зон при максимальной мощности накачки для структуры с широкими слоями 20/10 нм. Приведенная на рис. 6 зависимость интенсивности ФЛ $I_D(t)$ прямого перехода от времени при энергии импульса накачки $G_0 = 200$ мкДж/см² является заметно немоноэкспоненциальной. Однако как показано в Главе 3, при высокой плотности оптической накачки в структурах с широкими слоями процесс ухода локализованных в слое ZnSe дырок в основное состояние в слое BeTe сильно замедлен, т.е. выполняется условие $\tau_{rel} \gg \tau_{rad}$. Поэтому концентрация разделенных носителей n_{BeTe} не может увеличиваться со временем в ходе релаксации локализованных в слое ZnSe дырок. В действительности наблюдаемое увеличение времени τ затухания интенсивности ФЛ прямого перехода со временем t связано с уменьшением концентрации локализованных в слое ZnSe дырок в ходе их релаксации по каналу излучательной рекомбинации. Эффект связан с кулоновским

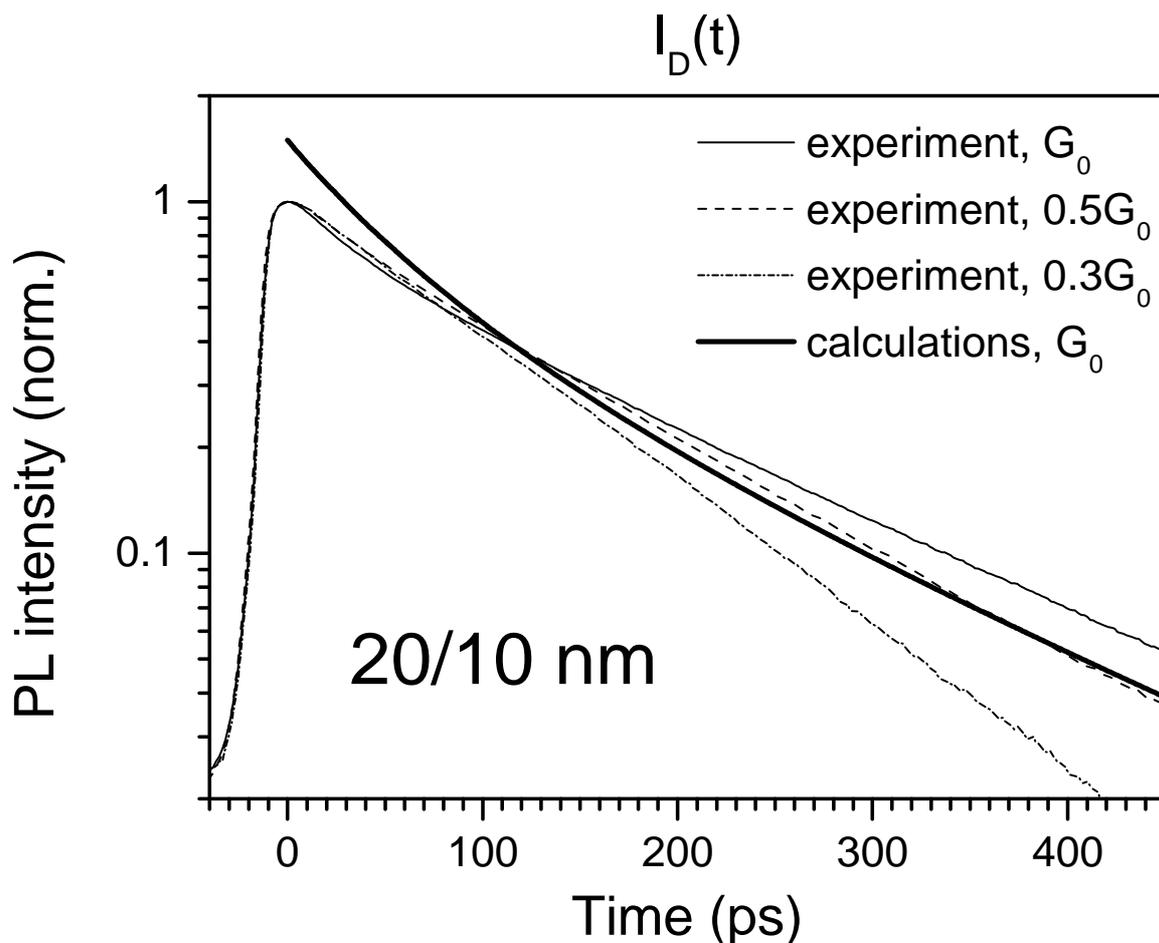


Рисунок 6. Интенсивность ФЛ $I_D(t)$ для структуры S20 (20/10 нм) при энергии в импульсе лазера $G_0 = 200$ мкДж/см² (тонкая линия), $0.5G_0$ (штриховая линия), $0.3G_0$ (штрихпунктирная линия). Расчет $I_D(t)$ для накачки G_0 (жирная линия)

взаимодействием локализованных в слое ZnSe электронов и дырок, волновые функции которых разделены пространственно в условиях значительных изгибов зон (рис. 4с). Условие $\tau_{rel} \gg \tau_{rad}$ позволяет упростить систему (1) и описать кинетику релаксации фотовозбужденных дырок следующей системой:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} n_{ZnSe} = - \frac{n_{ZnSe}}{\tau_{rad}(n_{ZnSe})} \\ \frac{d}{dt} n_{BeTe} = 0 \end{cases} \quad (2)$$

Численное решение системы (2) позволило качественно описать экспериментальные зависимости $I_D(t)$ (см. рис. 6) при максимальной энергии возбуждающего импульса лазера G_0 .

В Главе 5 диссертации рассмотрены результаты, связанные с исследованием процессов релаксации фотовозбужденных дырок при приложении внешнего электрического поля к структуре ZnSe/BeTe, а также приведены данные, позволяющие уточнить величину разрыва валентной зоны в гетероструктуре ZnSe/BeTe.

В первой части Главы 5 рассмотрены результаты измерений длительности свечения и интенсивности ФЛ прямого перехода при приложении внешнего электрического поля, которым сопоставлены проведенные расчеты. В эксперименте электрическое поле создавалось между подложкой и полупрозрачным слоем золота, напыленном на поверхность образца S15 (15/7.5 нм). Наличие встроенного поля барьера Шоттки приводит к тому, что напряженность электрического поля внутри гетероструктуры не равна нулю при нулевом внешнем напряжении. Поэтому в качестве внутреннего «вольтметра» использовалась зависимость сдвига энергии полосы ФЛ непрямого перехода от приложенного электрического поля [10], позволяющая определить напряженность электрического поля внутри структуры при различных значениях прикладываемого к образцу напряжения.

На рис. 7 показана зависимость интегральной интенсивности ФЛ прямого перехода от приложенного внешнего напряжения для исследуемой структуры S15. В экспериментальном диапазоне напряжений интенсивность I_D прямого перехода изменялась в 240 раз при фиксированной плотности мощности оптической накачки. При этом зависимость интенсивности I_D от внешнего поля сохраняла свой вид при увеличении мощности оптической накачки $P_0 = 0.8 \text{ W/cm}^2$ в 3 раза. Для данной структуры были также проведены время-разрешенные измерения ФЛ в области прямого перехода при импульсном возбуждении фемтосекундным лазером. При этом плотность мощности

оптического возбуждения соответствовала концентрации фотовозбужденных носителей $n_0 \approx 7 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$ в одном слое ZnSe, что близко к случаю плоских зон [A2]. На графике рис. 8 приведены измеренные длительности свечения прямого перехода в ZnSe/BeTe в зависимости от напряженности поля внутри структуры. Измеренные времена жизни прямого перехода изменялись от максимального значения $\tau \approx 4$ пс до значений, меньших временного разрешения измерительной системы ≈ 2 пс. Отметим, что настолько короткие по сравнению τ_{rad} времена жизни τ прямого перехода определяются непосредственно временем τ_{rel} ухода надбарьерной дырки в слой BeTe [9].

Проведенные численные расчеты (рис. 4b) показали, что приложение электрического поля к структуре ZnSe/BeTe приводит, с одной стороны, к

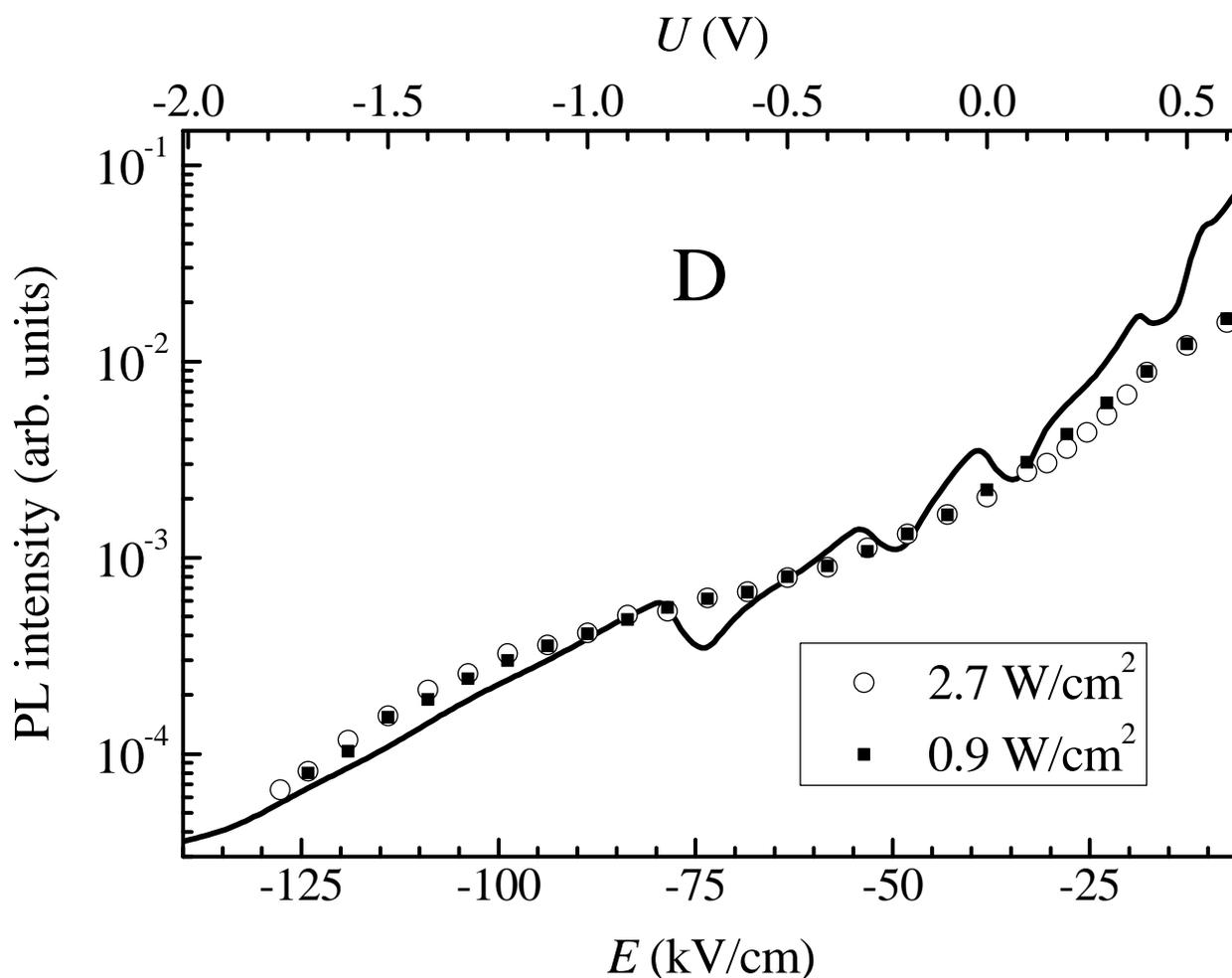


Рисунок 7. Зависимость интегральной интенсивности ФЛ пространственно прямого оптического перехода напряженности электрического поля E в структуре при низкой мощности оптического возбуждения и $T \approx 5 \text{ K}$. Символы — результаты эксперимента, сплошная кривая — расчет

уменьшению времени τ_{rel} ухода надбарьерной дырки в основное состояние в слое ВеТе за счет увеличения амплитуды осциллирующей части волновой функции надбарьерной дырки в слое ВеТе. С другой стороны, к увеличению времени τ_{rad} излучательной рекомбинации носителей в слое ZnSe за счет уменьшения перекрытия волновой функции дырки в надбарьерном и электрона в основном состоянии. Поскольку интенсивность I_D ФЛ полосы пространственно прямого перехода пропорциональна $I_D \sim \tau / \tau_{rad}$, оба эффекта приводят к уменьшению интенсивности ФЛ полосы пространственно прямого перехода I_D . Отметим, что в исследованном диапазоне приложенных напряжений эффект изменения τ_{rad} выражен сильнее, чем эффект изменения τ_{rel} . Полученные из расчетов оценки для τ_{rel} (рис. 8) и I_D (рис. 7) хорошо согласуются с данными измерений.

Во второй части Главы 5 приведены результаты измерений величины фиолетового сдвига полосы ФЛ пространственно непрямого перехода в

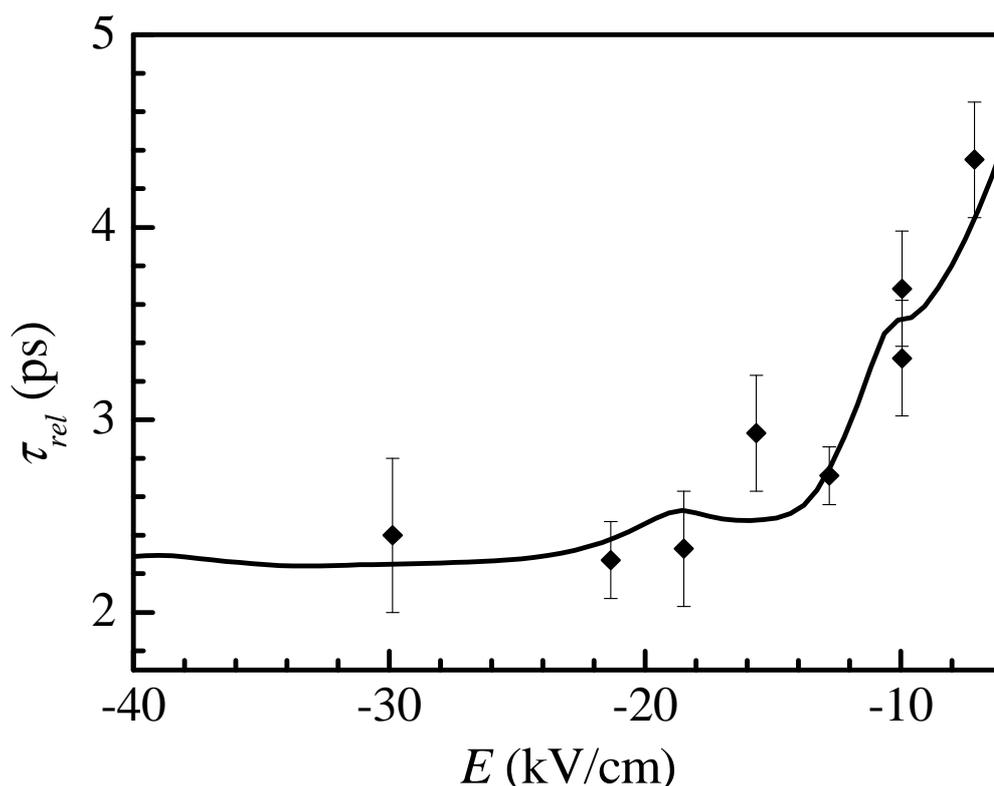


Рисунок 8. Экспериментальные (символы) и расчетные (сплошная кривая) значения времени τ_{rel} релаксации фотовозбужденной дырки из надбарьерного состояния в слое ZnSe в основное состояние в слое ВеТе, при низких уровнях оптической накачки (концентрация фотовозбужденных носителей $n_0 \sim 7 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$), $T \approx 1.5 \text{ K}$

гетероструктурах ZnSe/BeTe с широкими слоями (образцы S20 и S25) в области низких мощностей оптической накачки, которые позволили уточнить значение величины разрыва валентной зоны ΔE_V в гетероструктуре ZnSe/BeTe при низких температурах. Известное литературное значение составляет $\Delta E_V = 0.9$ эВ [11]. Проведенные измерения приводят к величине разрыва валентной зоны, которая составляет $\Delta E_V = 0.96 \pm 0.3$ эВ.

В **Заключении** сформулированы основные результаты исследований, изложенных в данной работе:

1. При высокой концентрации разделенных носителей обнаружено увеличение на порядки длительности свечения ФЛ в области пространственно прямого перехода. Это связано с двумя эффектами, возникающими при значительных величинах изгиба зон:

Во-первых, надбарьерное состояние для дырки в слое ZnSe превращается в состояние, ограниченное реальным барьером, что приводит к резкому замедлению процесса ухода локализованной в слое ZnSe дырки в основное состояние.

Во-вторых, изгиб зон приводит к удлинению времени излучательной рекомбинации электрона и дырки в слое ZnSe из-за уменьшения перекрытия волновых функций электрона в основном состоянии и дырки в состоянии, локализованном в слое ZnSe.

2. Отличия временной зависимости интенсивности кривой распада ФЛ в области пространственно прямого перехода от моноэкспоненты позволили изучить особенности формирования электрического поля внутри структуры ZnSe/BeTe при различных режимах импульсного фотовозбуждения.

При низкой плотности мощности оптической накачки релаксация локализованных в слое ZnSe дырок происходит преимущественно по каналу ухода из слоя ZnSe в основное состояние в слое BeTe, что сопровождается увеличением концентрации пространственно разделенных носителей.

При высокой плотности мощности оптического возбуждения основным каналом релаксации локализованных в слое ZnSe дырок является излучательная рекомбинация с электронами в слое ZnSe, поэтому концентрация разделенных носителей не возрастает после начального периода быстрого разделения электронов и дырок. Однако в структурах ZnSe/BeTe с широкими слоями при высокой мощности оптической

накачки существенный вклад в формирование изгиба зон вносит кулоновское взаимодействие локализованных в слое ZnSe электронов и дырок, что приводит к более быстрым временам излучательной рекомбинации электронов и дырок в слое ZnSe сразу после импульса лазера.

3. Изучены эффекты модификации схемы зон за счет приложения внешнего электрического поля при низкой плотности мощности оптического возбуждения. При этом основным процессом релаксации надбарьерной дырки является уход в основное состояние в слое BeTe, а эффект от приложения электрического поля заключается в уменьшении времени ухода надбарьерной дырки в основное состояние. Также приложение электрического поля приводит к уменьшению перекрытия волновых функций электрона в основном и дырки в нижайшем надбарьерном состоянии, что проявляется в резком уменьшении интенсивности ФЛ прямого перехода за счет увеличения отношения времени излучательной рекомбинации к времени ухода надбарьерной дырки в основное состояние.
4. Измерения фиолетового сдвига энергии пространственно непрямого перехода в широких структурах позволили получить новую оценку величины разрыва валентной зоны в ZnSe/BeTe при гелиевых температурах.

Список публикаций автора по теме диссертации

(A1) Максимов, А.А. Формирование надбарьерных дырочных состояний в гетероструктурах 2-го типа ZnSe/BeTe / А.А. Максимов, С.В. Зайцев, Е.В. Филатов, А.В. Ларионов, И.И. Тартаковский, Д.Р. Яковлев, А. Ваг // Письма в ЖЭТФ. — 2008. — Т. 88. — С. 587-591.

(A2) Filatov, E.V. Picosecond kinetics of the electron-hole layers formation in wide-bandgap II-VI type-II heterostructures / E.V. Filatov, S.V. Zaitsev, I.I. Tartakovskii, A.A. Maksimov, D.R. Yakovlev, A. Waag // Phys. Stat. Sol. (c). — 2010. — V. 7. — P. 1533-1535.

(A3) Филатов, Е.В. Влияние внешнего электрического поля на кинетику релаксации фотовозбужденных носителей в гетероструктуре 2-го типа ZnSe/BeTe / Е.В. Филатов, А.А. Максимов, И.И. Тартаковский, Д.Р. Яковлев, А. Ваг // Письма в ЖЭТФ. — 2011. — Т. 94. — С. 939-944.

(A4) Debus, J. Heating of the Mn spin system by photoexcited holes in type-II (Zn,Mn)Se/(Be,Mn)Te quantum wells / J. Debus, А.А. Maksimov, D. Dunker, D.R.

Yakovlev, E.V. Filatov, I.I. Tartakovskii, V.Yu. Ivanov, A. Waag, M. Bayer // *Phys. Stat. Sol. (b)*. — 2014. — DOI: 10.1002/pssb.201350320.

Список литературы

1. Алферов, Ж.И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур / Ж.И. Алферов // *ФТП*. — 1998. — Т. 32. — С. 3-18.
2. Kroemer, H. Staggered-lineup heterojunctions as sources of tunable below-gap radiation: Operating principle and semiconductor selection / H. Kroemer, G. Griffiths // *IEEE Electron Device Letters*. — 1983. — V. 4. — P. 20-22.
3. Nguyen, B.M. Minority electron unipolar photodetectors based on type II InAs/GaSb/AlSb superlattices for very long wavelength infrared detection / B.M. Nguyen, S. Bogdanov, S. Abdollahi Pour, M. Razegh // *Appl. Phys. Lett.* — 2009. — V. 95. — P. 183502.
4. Зайцев, С.В. Гигантский фиолетовый сдвиг фотолюминесценции в сильно возбужденных сверхрешетках второго типа ZnSe/BeTe / С.В. Зайцев, В.Д. Кулаковский, А.А. Максимов, Д.А. Пронин, И.И. Тартаковский, Н.А. Гиппиус, Т. Литц, Ф. Фишер, А. Вааг, Д.Р. Яковлев, В. Оссау, Г. Ландвер // *Письма в ЖЭТФ*. — 1997. — V. 66. — P. 351-356.
5. Zhang, F.C. Observation of type-I excitons and related confinement effects in type-II superlattices / F.C. Zhang, H. Luo, N. Dai, N. Samarth, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna // *Phys. Rev. B*. — 1993. — V. 47. — P. 3806-3810.
6. Feldmann, J. Experimental study of the Γ -X electron transfer in type-II (Al, Ga)As/AlAs superlattices and multiple-quantum-well structures / J. Feldmann, J. Nunnenkamp, G. Peter, E. Gobel, J. Kuhl, K. Ploog, P. Dawson, C.T. Foxon // *Phys. Rev. B*. — 1990. — V. 42. — P. 5809-5821.
7. Maksimov, A.A. Kinetics of Radiative Recombination in Strongly Excited ZnSe/BeTe Superlattices / A.A. Maksimov, S.V. Zaitsev, I.I. Tartakovskii, V.D. Kulakovskii, N.A. Gippius, D.R. Yakovlev, W. Ossau, G. Reuscher, A. Waag, G. Landwehr // *Phys. Stat. Sol. (b)*. — 2000. — V. 221. — P. 523-527.
8. Зайцев, С.В. Резонансное тунелирование носителей в фотовозбужденных гетероструктурах 2-го типа ZnSe/BeTe / С.В. Зайцев, А.А. Максимов, И.И. Тартаковский, Д.Р. Яковлев, А. Вааг // *ФТП*. — 2008. — Т. 42. — С. 555-559.
9. Максимов, А.А. Пикосекундная релаксация носителей в гетероструктурах 2-го типа ZnSe/BeTe / А.А. Максимов, И.И. Тартаковский, Д.Р. Яковлев, М. Байер, А. Вааг // *Письма в ЖЭТФ*. — 2006. — Т. 83. — С. 173-177.
10. Zaitsev, S.V. Electric-field effects on the radiative recombination in type-II ZnSe/BeTe heterostructures with equivalent and nonequivalent interfaces / S.V.

Zaitsev, A.A. Maksimov, P.S. Dorozhkin, V.D. Kulakovskii, I.I. Tartakovskii, D.R. Yakovlev, W. Ossau, L. Hansen, G. Landwehr, A. Waag // *Phys. Rev. B.* — 2002. — V. 66. — P. 245310.

11. Waag, A. Molecular-beam epitaxy of beryllium-chalcogenide-based thin films and quantum well structures / A. Waag, F. Fisher, H.J. Lugauer, Th. Litz, J. Laubender // *J. Appl. Phys.* — 1996. — V. 80. — P. 792-796.