

ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ВТОРОГО ТИПА ZnSe/BeTe ПРИ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ

С. В. Зайцев*

*Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 1 октября 2008 г.

Проведено детальное изучение фотолюминесценции в структурах второго типа с большой величиной разрыва зон ZnSe/BeTe при высоком уровне оптического возбуждения. Цель работы состоит в качественном и количественном описании влияния высокой плотности носителей на спектрально-кинетические особенности фотолюминесценции в таких структурах. Установлено, что высокая плотность фотовозбуждения приводит к существенной спектральной перестройке пространственно-непрямой излучательной рекомбинации, зависящей также от толщины слоев структуры. Выявлено качественное различие спектральных и кинетических характеристик непрямых оптических переходов в узких и широких структурах. Численные расчеты влияния макроскопических электрических полей на энергетический спектр свободных носителей при высоких плотностях пространственно-разделенных зарядов $n > 10^{13} \text{ см}^{-2}$ дают качественное и количественное описание наблюдаемых в эксперименте особенностей фотолюминесценции. Расчеты также показывают, что степень локализации надбарьерных дырочных состояний существенно растет с ростом n в условиях увеличивающегося изгиба зон, что должно приводить к ослаблению разделения зарядов, особенно в широких структурах. В эксперименте эффект проявляется в усилении интенсивности пространственно-прямого перехода при одновременном ослаблении непрямого перехода как с ростом ширины структуры, так и с ростом n .

PACS: 73.21.Cd, 73.22.Dj, 73.61.Ga

1. ВВЕДЕНИЕ

Данная работа посвящена исследованию спектральной перестройки и изменения кинетики пространственно-непрямой излучательной рекомбинации при высоких плотностях фотовозбужденных носителей, а также их зависимости от толщины слоев в гетероструктурах второго типа с большой величиной разрыва зон ZnSe/BeTe. Гетероструктуры на основе широкозонных полупроводниковых соединений $A^{II}B^{VI}$ халькогенидов бериллия, такие как (ZnMg)(SSe)/BeMgTe, вызывают чрезвычайный интерес в последние годы. Интерес к ним обусловлен как перспективами использования в различных прикладных областях, в первую очередь в качестве синие-зеленых лазеров и диодов [1–4], так и фундаментальным характером явлений, существенно отличающим их от наиболее полно исследованных по-

лупроводниковых структур $A^{III}B^V$ [5]. Эти системы оказались сравнительно удачными и перспективными с технологической точки зрения как для решения проблемы прочности, так и для легирования [4]. Существенным преимуществом этой системы является малое (меньше 1 %) рассогласование постоянных решетки ZnSe и BeTe с подложкой из GaAs. Гетероструктуры на основе халькогенидов Be крайне интересны и для фундаментальных исследований, так как эти соединения имеют гигантские значения ширины запрещенной зоны (5.5 эВ для BeSe). Более того, в комбинации с халькогенидами Zn появляется возможность создавать гетероструктуры с разрывом зон первого и второго типов. Это позволяет существенно расширить возможности дизайна и создать экспериментальные условия, недостижимые на других полупроводниковых системах.

В отличие от структур первого типа, в структурах второго типа минимумы энергии для электро-

*E-mail: szaitsev@issp.ac.ru

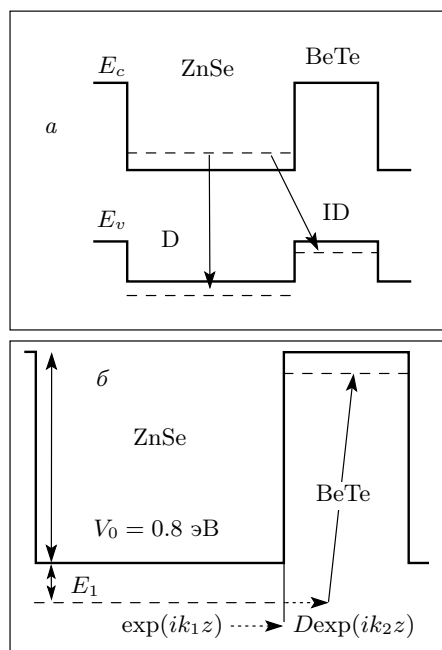


Рис. 1. *а*) Зонная схема гетероструктур второго типа ZnSe/BeTe в пределе малой плотности носителей. Стрелками отмечены пространственно-прямые (D) и непрямые (ID) оптические переходы. *б*) Схема релаксации фотовозбужденной дырки из надбарьерного состояния в слое ZnSe в основное состояние в слое BeTe

нов и дырок находятся в различных слоях (рис. 1*а*). Релаксация фотовозбужденных носителей в таких системах сопровождается пространственным разделением электронов и дырок, что существенно влияет на их оптические свойства [6–9]. Электрические поля, возникающие при пространственном разделении носителей, приводят к гигантскому фиолетовому сдвигу спектральных линий пространственно-непрямых оптических переходов в гетероструктуре ZnSe/BeTe, как нами впервые сообщалось в работе [6]. В настоящей работе проведено систематическое детальное изучение данного эффекта в гетероструктурах ZnSe/BeTe с различной толщиной слоев.

Структуры ZnSe/BeTe относятся ко второму типу с большой величиной разрыва потенциала как в валентной зоне (около 0.8 эВ) (рис. 1*б*), так и в зоне проводимости (не менее 2.0 эВ) [2]. Краю фундаментального поглощения соответствуют пространственно-непрямые оптические переходы между электронными состояниями вблизи дна зоны проводимости в слое ZnSe и дырочными состояниями вблизи потолка валентной зоны в слое BeTe [2]. Поскольку носители локализованы в разных слоях

структуры, переходы возможны только в силу конечной вероятности туннелирования под барьер и, следовательно, соответствующие матричные элементы экспоненциально малы, что приводит к длинным временам пространственно-непрямой излучательной рекомбинации. Ранее было показано, что высокая плотность фотовозбужденных носителей приводит как к существенной спектральной перестройке пространственно-непрямой излучательной рекомбинации, так и к сильному сокращению времен пространственно-непрямой излучательной рекомбинации [6]. В настоящей работе проведено систематическое изучение этого эффекта в зависимости от толщины слоев структуры. Обнаружена существенная разница кинетики в узких и широких структурах, что объясняется особенностями межслойной релаксации носителей в гетероструктурах второго типа с большой величиной разрыва зон.

Электрические и оптические свойства полупроводниковых гетероструктур определяются процессами релаксации носителей. Влияние различных механизмов релаксации, а также их соответствующие скорости рассеяния существенно зависят от потенциала взаимодействия, зонной структуры, плотности и энергии носителей [10]. Спектральные характеристики, такие как соотношение интенсивностей прямых и непрямых переходов, определяются отношением скоростей излучательной рекомбинации и пространственного переноса заряда и также зависят от параметров гетероструктур, как было впервые продемонстрировано в работах [11, 12]. В то же время межслойная релаксация носителей в гетероструктурах второго типа на основе широкозонных полупроводников $A^{II}B^{VI}$ изучена недостаточно. Следует отметить исследования соотношения интенсивностей прямых и непрямых экситонных переходов в зависимости от толщины слоев CdSe/ZnTe, проведенные в работе [13]. Оказалось, что несмотря на различие в зонной структуре прямозонных полупроводников $A^{III}B^V$ и $A^{II}B^{VI}$ и характере рассеяния в k -пространстве, существенная зависимость скорости релаксации от толщины слоев, аналогичная обнаруженной в системе $Al_xGa_{1-x}As/AlAs$ [12], также присуща и системам $A^{II}B^{VI}$.

В этой связи другим основным вопросом, интересовавшим нас в данной работе, был вопрос о качественном влиянии сильной оптической накачки носителей на «геометрическую» зависимость соотношения интенсивностей прямых и непрямых переходов от толщины слоев. Из результатов работы [13] следует, что конкретные параметры потенциала структуры важны для описания процессов

релаксации в гетероструктурах второго типа. Однако систематических исследований этой проблемы не проводилось и в настоящее время однозначного ответа на этот вопрос нет. Так, например, в работе [12] сообщалось, что накачка носителями до концентраций вплоть до 10^{13} см^{-2} не влияет на скорость переноса заряда.

Таким образом, основная цель работы состоит в том, чтобы дать качественное и количественное описание влияния высокой плотности носителей на спектрально-кинетические особенности фотолюминесценции в гетероструктурах второго типа ZnSe/BeTe. Статья организована следующим образом: в разд. 2 мы опишем экспериментальные результаты, в разд. 3 — результаты численных расчетов и в разд. 4 детально обсудим основные особенности излучательной рекомбинации при высокой концентрации фотовозбужденных носителей. Более конкретно численный критерий «высокой» концентрации мы определим в конце разд. 3 из сравнения расчетов с экспериментом.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

2.1. Образцы и методика эксперимента

В настоящей работе исследовались гетероструктуры второго типа ZnSe/BeTe с различными толщинами слоев. Исследованные структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs [2] с ориентацией (001) и представляли собой сверхрешетки, состоящие из чередующихся слоев ZnSe и BeTe: гетероструктуры с узкими слоями $(3.5/1.4 \text{ нм}) \times 25$, две гетероструктуры с промежуточной толщиной слоев $(7.2/4) \times 60$ и $(10/5) \times 20$ и две широкие структуры $(15/7.5) \times 5$ и $(23/11) \times 20$ (первой цифрой указана толщина слоя ZnSe, второй — слоя BeTe в нм, затем число периодов). В дальнейшем структуры будут упоминаться соответственно как 3.5/1.4, 7.2/4, 10/5, 15/7.5 и 23/11. Такое соотношение толщин слоев около 2:1 выбрано для взаимной компенсации упругих напряжений, имеющих противоположные знаки в соседних слоях [2].

Образцы помещались в парах гелия в оптическом термостате с температурой, регулируемой в диапазоне $T = 4.5\text{--}300 \text{ К}$. Возбуждение фотолюминесценции осуществлялось с помощью импульсного N₂-лазера с длиной волны $\lambda = 337.1 \text{ нм}$ (длительность импульса около 10 нс, мощность в импульсе около 100 кВт, частота повторений импульсов 100 Гц). Лазерное излучение ($\hbar\omega = 3.68 \text{ эВ}$) поглощается только в слоях ZnSe, поскольку величина за-

прещенной зоны в BeTe $E_g \approx 4.5 \text{ эВ}$ [14]. Плотность лазерного возбуждения P_{exc} на поверхности образца варьировалась с помощью калиброванных фильтров. Спектры фотолюминесценции регистрировались на спектрометре МДР-23, оснащенный скоростным фотоумножителем 18ЭЛУ-ФМ и регистрирующим временным интегратором BOXCAR Stanford SR 250, что позволяло как получать разрешенные по времени спектры фотолюминесценции, так и записывать импульсы свечения в различных фиксированных спектральных интервалах с временным разрешением около 1.5 нс.

2.2. Результаты эксперимента

На рис. 2 представлены спектры фотолюминесценции исследованных гетероструктур в максимуме лазерного импульса при различных уровнях оптического возбуждения при $T = 5 \text{ К}$. Спектральные и кинетические особенности поведения в зависимости от уровня лазерной накачки, а также соотношение интенсивностей пространственно-прямых и непрямых оптических переходов (см. ниже) в структуре 7.2/4 качественно идентичны и близки к таковым в структуре 10/5 и здесь не приводятся.

Оптические свойства структур этого типа обусловлены пространственно-прямыми и непрямыми оптическими переходами. Непрямые оптические переходы, отвечающие излучательной рекомбинации фотовозбужденных электронов в слое ZnSe и дырок в слое BeTe (рис. 1), находятся в спектральной области около 2.0 эВ [15] при низких уровнях фотовозбуждения. Излучательная рекомбинация фотовозбужденных электронов и дырок в слое ZnSe, отвечающая прямым в пространстве оптическим переходам, находится в области энергий около 2.8 эВ, соответствующей энергетической щели в ZnSe.

При высоких уровнях фотовозбуждения, использованного в представленных экспериментах, происходит существенная модификация спектров фотолюминесценции. Для всех образцов спектры имеют две четко разделенные по энергии области, соответствующие пространственно-прямым (кроме структуры 3.5/1.4) и непрямым оптическим переходам. Пространственно-непрямые переходы лежат в широком диапазоне энергий 1.8–2.7 эВ [6], пространственно-прямые переходы — в диапазоне 2.7–2.9 эВ. При самых высоких уровнях лазерной накачки наблюдается перекрытие спектральных областей переходов двух типов.

Необходимо отметить исключительно большую спектральную ширину линий. В системах второго

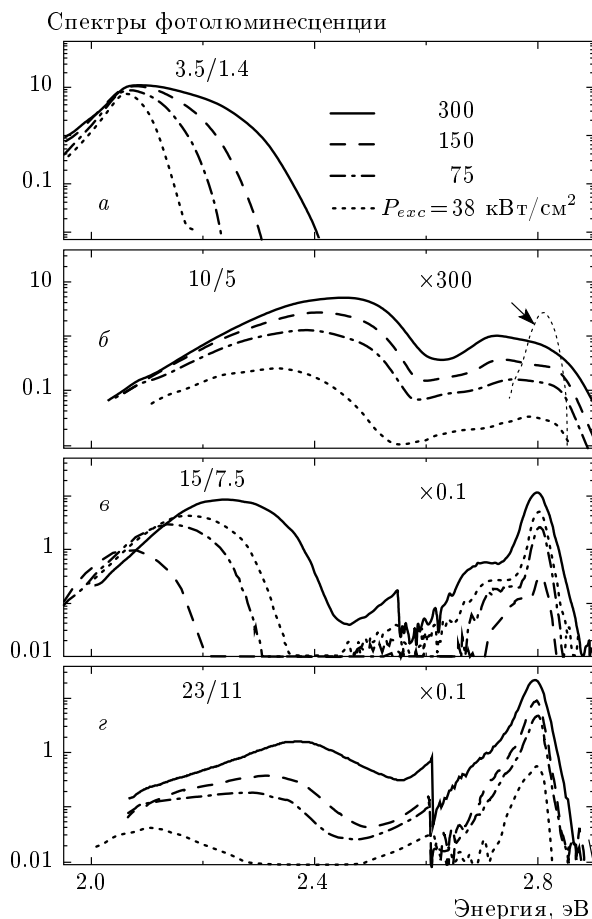


Рис. 2. Времяразрешенные спектры фотолюминесценции при $T = 5$ К в максимуме лазерного импульса в гетероструктурах ZnSe/BeTe: *a* — 3.5/1.4, *б* — 10/5, *в* — 15/7.5, *г* — 23/11 при различных уровнях плотности лазерной накачки P_{exc} . Пунктиром на рис. *б* показана линия прямого перехода для структуры 10/5 при $P_{exc} = 4$ кВт/см²

типа любые неоднородности электрических полей и полей деформации приводят к сдвигу энергии непрямых оптических переходов уже в первом порядке теории возмущений [16]. Кроме того, в случае гетероструктур с большим числом периодов возникает значительная неоднородность по уровню лазерного возбуждения для слоев с разной глубиной залегания от поверхности образца. При высоких плотностях носителей (не менее 10^{12} см⁻²) становятся существенными также эффекты многочастичных взаимодействий, приводящие к дополнительному уширению энергетических уровней и сильному разогреву в плазме до температур, достигающих значения 200 К и выше [17, 18]. Все эти механизмы уширения в совокупности с заполнением подзон размер-

ного квантования, характеризуемым квазиуровнями Ферми электронов и дырок, приводят к наблюдаемой в эксперименте anomalно большой спектральной ширине линий оптических переходов.

На рис. 2 видна существенная разница соотношения интенсивностей пространственно-прямых и непрямых переходов для широких и узких структур. Так, в структурах с широкими слоями доминирует линия прямого перехода, в то время как в структуре с самыми узкими слоями прямой переход не наблюдается с экспериментальной точностью ни при каких уровнях фотовозбуждения. Зависимость интенсивности прямого перехода с ростом P_{exc} показывает интересные особенности и служит предметом отдельного рассмотрения. На рис. 2 также видно, что поведение линии непрямого перехода от P_{exc} резко различается для разных структур. В структуре с узкими слоями с ростом накачки происходит лишь незначительное увеличение интенсивности непрямого перехода и основное изменение происходит лишь со спектральной шириной линии. В более широких структурах происходит существенно более сильный рост в первую очередь интенсивности линии непрямого перехода при тех же уровнях накачки. Наблюдаемое поведение качественно объясняется увеличением изгиба зон с ростом плотности фотовозбужденных носителей [6], который приводит также к существенной модификации волновых функций носителей и их локализации у границ раздела, что подтверждают приведенные ниже расчеты. Разница в поведении непрямого перехода для структуры 3.5/1.4 свидетельствует о более слабом изгибе зон и, соответственно, незначительном изменении волновых функций при малой толщине слоев, что, как мы увидим впоследствии, также подтверждается расчетом.

Прямой переход, который наблюдается во всех структурах, кроме 3.5/1.4, также демонстрирует разницу в спектральном поведении в зависимости от накачки для широких (15/7.5 и 23/11) и более узких гетероструктур. Так, в структурах 7.2/4 и 10/5 линия прямого перехода сдвигается в сторону меньших энергий почти на 0.1 эВ и при этом сильно уширяется, отчетливо проявляя сложную структуру при увеличении уровня фотовозбуждения. Появление одного, а затем и второго фиолетового плеча у линии прямого перехода свидетельствует о заполнении следующих уровней энергии. В то же время в широких структурах происходит только увеличение интенсивности линии прямого перехода и ее уширение без столь значительного сдвига ее максимума (менее 30 мэВ).

На рис. 3 представлены нормированные к мак-

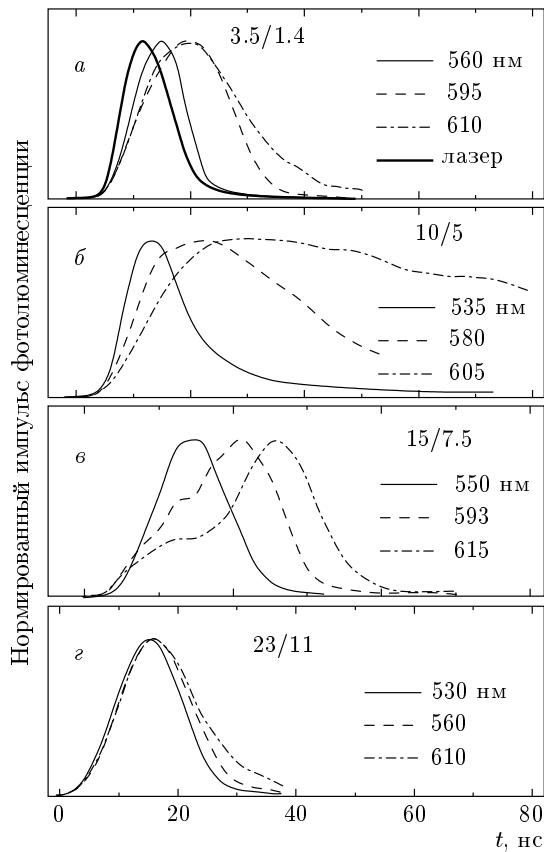


Рис. 3. Нормированные к максимуму импульсы люминесценции в гетероструктурах ZnSe/BeTe: *a* — 3.5/1.4, *б* — 10/5, *в* — 15/7.5, *г* — 23/11 для различных спектральных позиций при максимальной $P_{exc}=300$ кВт/см². Форма импульса возбуждающего лазера показана на рис. *a* жирной линией

симуму импульсы свечения фотолуминесценции исследованных структур вместе с возбуждающим лазерным импульсом, записанные в различных спектральных позициях при максимальном уровне возбуждения. На рисунке также видно качественное отличие кинетики излучательной рекомбинации в области пространственно-непрямого перехода для структур с различными толщинами слоев. Так, в структурах 3.5/1.4, 7.2/4 и 10/5 наблюдается затягивание импульса свечения на красном крыле непрямого перехода, при этом затягивание слабее выражено в структуре 3.5/1.4. На фиолетовом краю импульсы свечения в этих трех структурах существенно сокращаются, приближаясь по форме к импульсу возбуждающего лазера. В структуре 15/7.5 импульсы демонстрируют более сложное поведение, с выраженной полкой на переднем фронте, и также существенно сокращаются на фиолетовом краю. В

самой широкой структуре 23/11 импульсы свечения короткие во всем спектральном интервале и проявляют лишь незначительное затягивание на красном крыле непрямого перехода (рис. 3).

Таким образом, наблюдается существенная разница в поведении как пространственно-прямого, так и непрямого перехода в узких и широких структурах. В целом эксперимент показывает, что и в условиях сильной оптической накачки носителей резкая зависимость соотношения интенсивностей пространственно-прямых и непрямых переходов от толщины слоев, наблюдаемая при малых P_{exc} , сохраняется. Качественное отличие поведения спектрально-кинетических особенностей фотолуминесценции при высоких n в зависимости от толщины слоев находит свое объяснение на основании численных расчетов, как это будет показано в следующем разделе.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

3.1. Описание модели и детали расчетов

Как нами сообщалось ранее [6], глубокие потенциальные ямы для электронов и дырок соответственно в слоях ZnSe и BeTe позволяют реализовать систему с разделенными слоями электронов и дырок с плотностью превышающей 10^{13} см⁻² в условиях сильного фотовозбуждения. Электрические поля, индуцируемые плотными электронно-дырочными слоями в таких структурах второго типа, сильно модифицируют структуру энергетических уровней гетероструктур и, как следствие, энергии межзонных оптических переходов, что и наблюдалось в эксперименте [6].

Для описания наблюдаемых в эксперименте спектральных особенностей излучательной рекомбинации были проведены численные расчеты огибающих волновых функций (в дальнейшем просто волновых функций) и уровней энергии одночастичных состояний электронов и дырок в изученных гетероструктурах ZnSe/BeTe. Расчетная модель учитывает электрические поля, возникающие при пространственном разделении носителей и играющие определяющую роль в формировании уровней энергии в структурах второго типа при высокой плотности фотовозбужденных носителей, а также в допированных гетероструктурах и в структурах с сильным пьезоэлектрическим эффектом [6, 19–21]. В данных расчетах мы не учитывали собственно-энергетических эффектов, играющих наиболее существенную роль в перенормировке эффективной щели E_g в квантовых ямах первого типа при высоких уровнях фо-

товозбуждения [22], поскольку вносимые ими поправки сублинейно зависят от концентрации носителей [5] и не превышают значений равных примерно 0.1 эВ при максимально достижимых концентрациях $n \sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$. В то же время влияние макроскопических электрических полей пространственно-разделенных зарядов в грубом приближении линейно по концентрации и может приводить к сдвигу энергий носителей около 0.5 эВ при $n \sim 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, как и в случае допированных сверхрешеток [20].

Расчет проведен в приближении эффективной массы для носителей в Γ -точке, поскольку ZnSe является прямозонным полупроводником [23]. Эффективные массы электронов $m_e = 0.17m_o$, а также дырок в направлении z оси роста (001) $m_{hh}^z = 0.8m_o$ и в плоскости слоев $m_{hh}^p = 0.3m_o$ (m_o — масса свободного электрона) принимались равными своим значениям в ZnSe для всех слоев и были рассчитаны на основе известных параметров Латтинжера для ZnSe [23]. Ширина запрещенной зоны выбрана равной 2.80 эВ в ZnSe [23] и 4.5 эВ в BeTe [14], разрыв потенциала в валентной зоне составляет 0.8 эВ [2]. Для упрощения расчета эффективные массы носителей в слоях BeTe приняты равными соответствующим значениям в ZnSe, что приводит к систематическим отклонениям результатов расчета от точных значений, несущественным для качественного анализа. Кроме того, отщепленные выше по энергии в силу пространственного квантования состояния легких дырок также для простоты не рассматриваются. Волновые функции и уровни энергии электронов и тяжелых дырок (далее просто дырок) определялись из самосогласованного расчета стационарных состояний в системе пространственно разделенных зарядов. Для этого численно решалась система связанных уравнений Шредингера и Пуассона в предположении полного пространственного разделения заряда. Что существенно, такая постановка задачи предполагает, что релаксация электронов и дырок в низшие по энергии состояния закончилась за время жизни носителей.

На рис. 4 представлены полученные в результате расчетов профили зоны проводимости ($E_c(z)$) и валентной зоны ($E_v(z)$) в направлении роста структуры (001), а также положения двух нижних уровней энергии и волновые функции электронов ($e1, e2$) в ZnSe и дырок ($hh1, hh2$) в BeTe для двух наборов толщин слоев ZnSe и BeTe соответственно 3.5/1.4 и 20/10, первый из которых соответствует узкой гетероструктуре, а второй — широкой с толщинами слоев, промежуточными между исследова-

ными гетероструктурами 15/7.5 и 23/11. Кроме того, на рисунке приведены волновые функции высоко лежащих по энергии уровней надбарьерных дырок ($d1$), которые соответствуют пространственно-прямым оптическим переходам. Расчет проведен при двух значениях плотности носителей: низкой плотности $n = 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, соответствующей случаю плоских зон, и высокой, $n = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

Важно отметить, что при данных толщинах слоев и столь больших разрывах зонного потенциала, присущего системе ZnSe/BeTe, для основного состояния мини-зонные эффекты все еще не существенны даже в структуре с наиболее узкими слоями. Как можно видеть на рис. 4а, в структуре 3.5/1.4 пересечение волновых функций электронов и дырок в основном состоянии, локализованных в соседних чередующихся слоях ZnSe и BeTe, которые только и заселены, все еще несущественно как при низких, так и при высоких n .

3.2. Уровни энергии носителей и пространственно-непрямые оптические переходы

На рис. 4 видно, что при $n = 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ заметный изгиб зон еще не происходит, т. е. вплоть до этих концентраций зонная схема соответствует предельному случаю плоских зон. Нижние уровни энергии дырок отвечают состояниям, локализованным в слоях BeTe и экспоненциально затухающим в глубь слоев ZnSe.

На рис. 5 представлены результаты расчетов положения первых уровней энергии электронов $e1$ и дырок $hh1$, а также надбарьерных дырочных состояний $d1$, для различных структур в зависимости от n . Рисунок показывает, что увеличивающийся с ростом n изгиб зон приводит к существенному сдвигу энергетических уровней во всех структурах. Отметим, что с ростом n происходит уменьшение порядкового номера надбарьерного состояния $d1$ в широкой структуре, что было детально описано в работе [24].

На рис. 6а приведены зависимости от n энергии основного оптического перехода $e1-hh1$, который является непрямым в пространстве, между состояниями $e1$ и $hh1$, локализованными в разных слоях. На рис. 6б также приведены значения квадратов интегралов пространственного перекрытия волновых функций электронов и дырок в основных состояниях. В целом, представленные на рис. 6 расчетные данные демонстрируют, что увеличивающийся с ростом плотности пространственно-разделенных носителей изгиб зон приводит к гигантскому сдвигу энер-

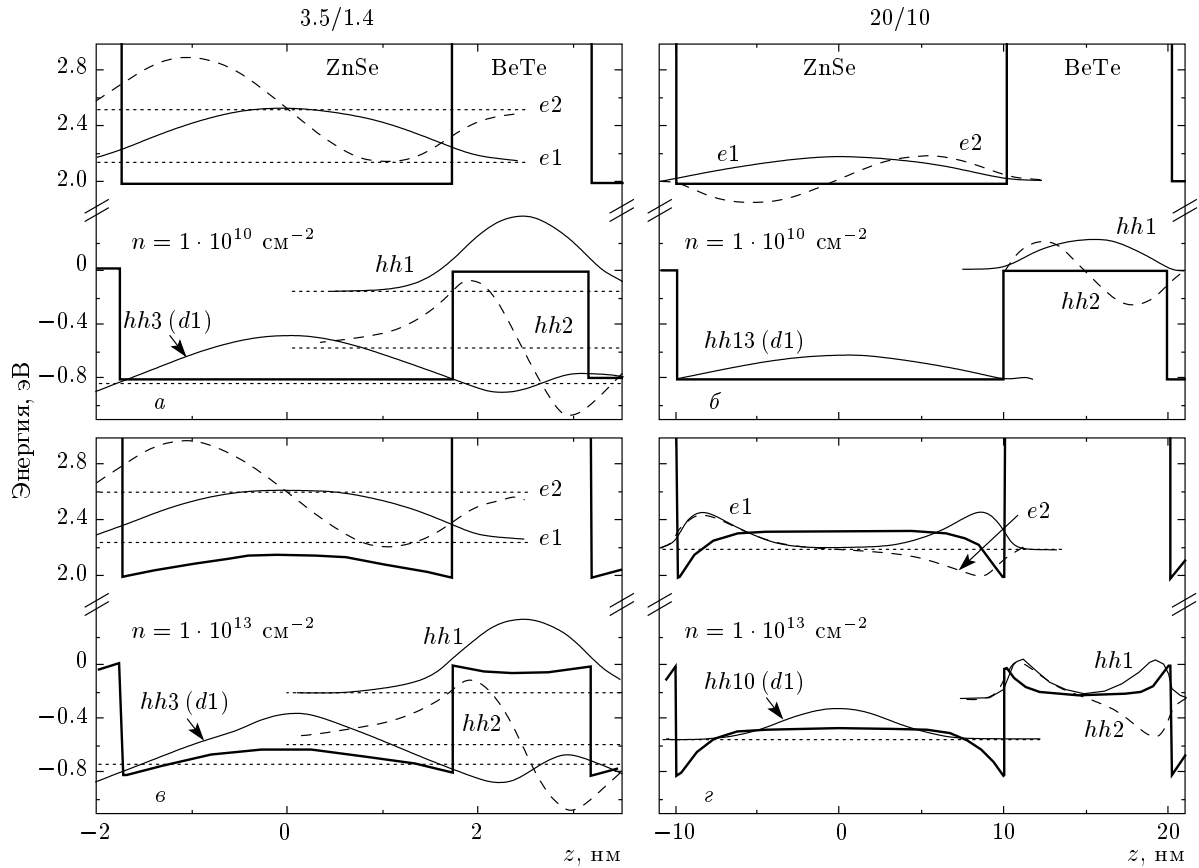


Рис. 4. Рассчитанные зонные схемы структур (жирные линии), а также огибающие волновых функций. Штриховыми линиями показаны положения первых двух уровней для электронов в слое ZnSe (e_1 , e_2) и дырок в слое BeTe (hh_1 , hh_2), а также уровней надбарьерных дырок (d_1)

гии непрямого перехода во всех структурах, что наблюдается в эксперименте (рис. 2). Так, в структуре 10/5 сдвиг красного крыла линии непрямого перехода на половине высоты достигает примерно 0.3 эВ, что в расчете соответствует $n = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Менее всего эффект сдвига энергии непрямого перехода выражен для узкой структуры 3.5/1.4, также в согласии с экспериментом. Кроме того, с ростом плотности носителей происходит сильная локализация волновых функций электронов и дырок у границ раздела во всех структурах, кроме самой узкой, что приводит к значительному увеличению перекрытия их волновых функций (рис. 6б). Интеграл перекрытия волновых функций определяет интенсивность спектров фотолюминесценции, которая в эксперименте растет с ростом плотности носителей (рис. 2). Опять, в согласии с экспериментом, эффект менее всего выражен для узкой структуры 3.5/1.4, где квадрат интеграла перекрытия изменяется всего в два раза при изменении n от $1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ до

$2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (рис. 6б). В то же время с ростом ширины гетероструктуры изменение данной величины существенно растет: для структуры 10/5 изменение квадрата интеграла перекрытия превышает два порядка, а для структуры 20/10 — более четырех порядков.

Теперь мы можем более конкретно определить численный критерий «высокой» плотности n_C . Естественным представляется дать следующий критерий — сдвиг энергии непрямого перехода $\Delta E(n_C)$ превышает неоднородную спектральную ширину линии ΔE_{inh} при низком уровне возбуждения:

$$E(n_C) > \Delta E_{inh}. \tag{1}$$

В экспериментах при низком уровне стационарного возбуждения $\Delta E_{inh} \approx 25 \text{ мэВ}$. Таким образом, сравнение с расчетом для $\Delta E(n)$ (рис. 6а) дает значение $n_C \approx 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

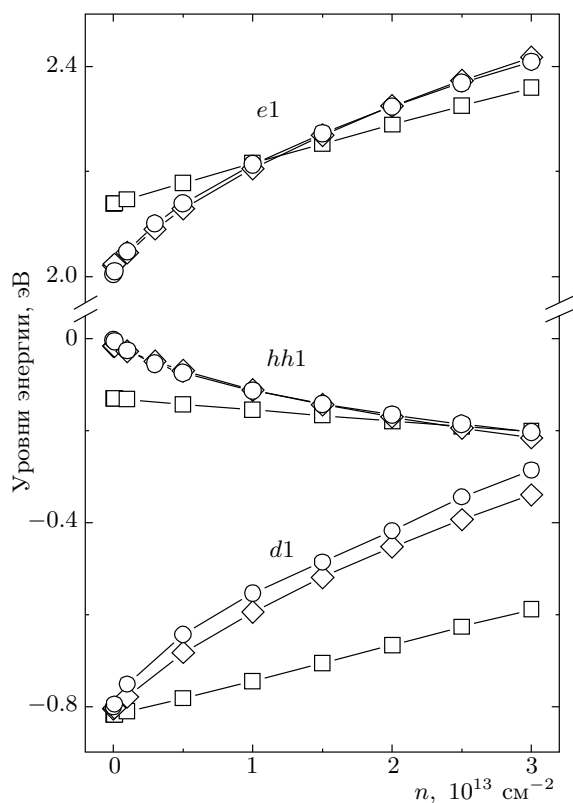


Рис. 5. Расчетная зависимость положения первых уровней для электронов в слое ZnSe ($e1$), дырок в слое BeTe ($hh1$), а также надбарьерных дырочных состояний в слое ZnSe ($d1$) от плотности носителей n для структур 3.5/1.4 (□), 10/5 (◇), 20/10 (○)

4. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

4.1. Пространственно-непрямые оптические переходы. Их спектральные и кинетические особенности

Приведенные выше результаты расчетов показывают, что рост плотности носителей вызывает увеличивающийся изгиб зон, который, в свою очередь, приводит к гигантскому сдвигу уровней энергии как электронов, так и дырок (рис. 5). Так, энергия фундаментального (непрямого) перехода $E(e1 - hh1) \sim 2.32$ эВ (определяемая на половине высоты красного края линии непрямого перехода) в структуре 10/5 при максимальной P_{exc} (рис. 2б) соответствует концентрации $n \approx 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, согласно расчету (рис. 6а), что также согласуется со значениями n , полученными из полуширины линии равной примерно 200 мэВ и известных значений эффективных масс носителей в ZnSe [23] в предположении,

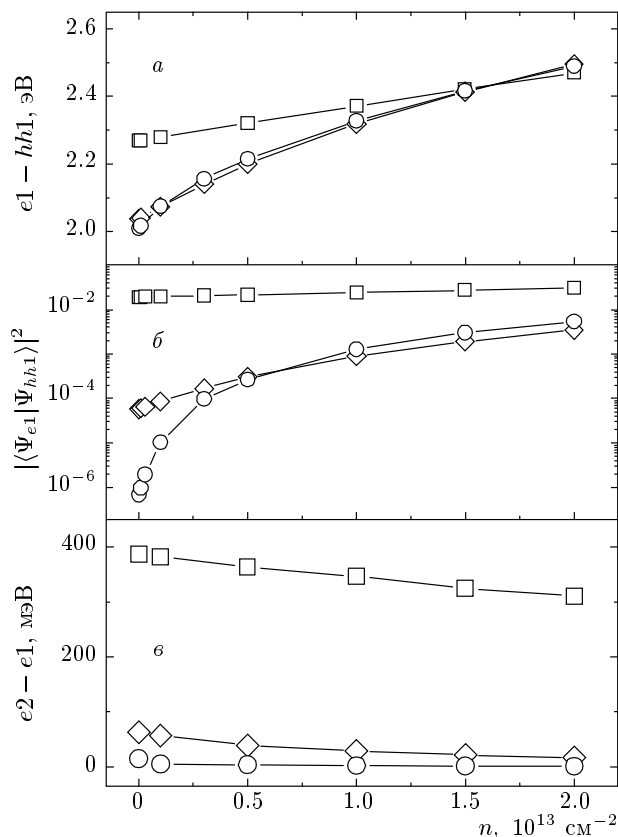


Рис. 6. Расчетные зависимости от плотности носителей n : а — энергии пространственно-непрямых оптических переходов $e1-hh1$, б — квадратов интегралов перекрытия волновых функций электронов и дырок, в — разницы энергии первых двух уровней электронов $e2$ и $e1$ для структур 3.5/1.4 (□), 10/5 (◇), 20/10 (○)

что полуширина ID отражает сумму энергий Ферми электронов и дырок. Кроме того, расчет показывает, что в гетероструктурах с $L_{ZnSe} \gtrsim 5$ нм изгиб зон приводит также к существенному изменению волновых функций носителей и локализации электронов и дырок вблизи границ раздела (рис. 4). Матричные элементы пространственно-непрямых оптических переходов, пропорциональные квадратам интегралов перекрытия волновых функций электронов и дырок, определяют интенсивность фотолюминесценции [25]. Таким образом, наблюдаемый в эксперименте гигантский рост интенсивности непрямого перехода с ростом n для всех структур, кроме 3.5/1.4, объясняется существенным увеличением перекрытия волновых функций носителей на границе слоев, вызванным увеличивающимся изгибом зон.

Для узкой структуры 3.5/1.4, как показывает

расчет (рис. 6б), квадрат интеграла перекрытия увеличивается лишь примерно в 2 раза при увеличении n от значения $1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, соответствующего пределу плоских зон, до $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, при котором изгиб зон уже значителен. В этой структуре изгиб зон не приводит к заметному изменению волновых функций носителей, как это видно на рис. 4а. Волновая функция как бы не «чувствует» изменения зонного потенциала на малом масштабе. Таким образом, из расчета следует существенное различие влияния изгиба зон на поведение волновых функций в узких и широких структурах, что объясняет наблюдаемое в эксперименте отличие в эволюции формы и интенсивности спектральной линии пространственно-непрямого перехода с ростом плотности носителей для узкой структуры. Качественно такое отличие объясняется тем, что энергия пространственно-квантования электронов (дырок), которую можно оценить как $E_{e2} - E_{e1}$ ($E_{hh2} - E_{hh1}$), сравнима с изгибом зон (рис. 4а), что ведет к подавлению туннельной развязки состояний, локализованных у разных границ слоев. Более однородное распределение пространственно-разделенных зарядов по толщине слоев ZnSe и BeTe приводит к ослаблению изменения волновых функций на границах слоев, а также интеграла перекрытия от n .

В то же время прямое сравнение изменения интенсивности непрямого перехода с ростом плотности носителей и расчета для квадрата интеграла перекрытия (рис. 6б) неправомерно, поскольку в данных структурах, неоднородных также и в плоскости слоев, присутствует сильный канал безызлучательной рекомбинации, приводящий к дополнительной нелинейной зависимости интенсивности от плотности носителей. Данный вопрос выходит за рамки работы и составляет предмет отдельной публикации [26].

Сильная локализация электронов и дырок на границах раздела, происходящая с увеличением ширины слоев как ZnSe, так и BeTe, приводит к другому эффекту, также наблюдаемому в эксперименте. Начиная с некоторой концентрации энергия первого и второго уровней электрона становится ниже значения потенциала в середине слоя ZnSe (рис. 4б). Значительный изгиб зон в широких структурах приводит к эффективной туннельной развязке состояний, локализованных у разных границ слоев. В предельном случае очень широких гетероструктур волновые функции состояний $e1$ и $e2$ представляют симметричную и антисимметричную комбинации этих состояний, причем разница их энергий экспоненциально зависит от туннельного интеграла [27]. Ситуация, близкая к предельной, реализуется в расчете для

структуры 20/10 при $n = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (рис. 4б). Для оценки эффекта была рассчитана разница энергий состояний $e1$ и $e2$ для всех гетероструктур (рис. 6в). Так, согласно расчету, для структуры 15/7.5 эта разница не превышает 10 мэВ при $n > 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что меньше полуширины линии прямого перехода при используемых уровнях накачки (рис. 2). Таким образом, наблюдаемое в эксперименте для структур 15/7.5 и 23/11 отсутствие сложной спектральной структуры линий пространственно-прямого оптического перехода можно объяснить эффектом туннельной развязки и сближения первого и второго уровней электронов, что приводит к перекрытию в экспериментально наблюдаемых спектрах неоднородно уширенных линий прямых переходов $e1-d1$ и $e2-d1$.

В процессе излучательной рекомбинации фото-возбужденных носителей после окончания лазерного импульса возбуждения происходит уменьшение концентрации пространственно-разделенных электронов и дырок, что приводит к изменению (ослаблению) изгиба зон. В свою очередь, перекрытие волновых функций основных состояний электронов и дырок также существенно уменьшается. Так как время излучательной рекомбинации обратно пропорционально квадрату интеграла перекрытия, импульс свечения фотолюминесценции должен быть более коротким на фиолетовом крыле спектральной полосы пространственно-непрямого перехода, соответствующем излучательной рекомбинации в момент наибольшей концентрации носителей и максимального изгиба зон. По мере падения плотности носителей после действия лазерного импульса изгиб зон уменьшается, что приводит к уменьшению перекрытия волновых функций и к уменьшению энергии непрямого перехода (рис. 5). В результате спектр излучательной рекомбинации в области не прямых оптических переходов непрерывно сдвигается в сторону меньших энергий. При этом импульс свечения фотолюминесценции все более затягивается на красном крыле полосы непрямого перехода, а его максимум сдвигается в сторону больших времен, что в целом и наблюдается в эксперименте (рис. 3).

Необходимо подчеркнуть, что в изучаемом случае сильно возбужденных структур второго типа, когда время пространственно-непрямой излучательной рекомбинации зависит от плотности носителей, импульс свечения фотолюминесценции в общем случае не является моноэкспоненциальным, а является сложной функцией как формы и интенсивности импульса фотовозбуждения, так и спектральной позиции детектора. Более детально кинетика фотолюминесценции в структурах с $L_{\text{ZnSe}} + L_{\text{BeTe}} \geq 10 \text{ нм}$

исследовалась нами в работе [28], где удалось качественно и количественно описать временную динамику спектров фотолюминесценции в таких структурах на основе простых приближений, описанных выше.

В то же время эксперимент показывает, что значительное изменение времени свечения фотолюминесценции от спектральной позиции детектора наблюдается только в структурах 7.2/4 и 10/5 (рис. 3). Так, в структуре 10/5 импульс свечения на красном крыле полосы непрямого перехода ($\lambda = 605$ нм) практически моноэкспоненциальный со временем убывания около 110 нс. Ослабление данного эффекта для самой узкой структуры 3.5/1.4 было обсуждено выше и связано с ослаблением зависимости интеграла перекрытия от n . Наиболее удивительным оказывается тот факт, что в широких структурах 15/7.5 и 23/11 в эксперименте также наблюдается существенное сокращение времени свечения фотолюминесценции (рис. 3в,г) в противоречии со следующей из расчетов более сильной зависимостью интеграла перекрытия от плотности носителей для этих структур (рис. 6б).

Наблюдаемое в эксперименте отклонение кинетических характеристик от поведения, предсказываемого расчетом, обусловлено заложенным в расчеты предположением о полном пространственном разделении заряда за время жизни носителей. Такое предположение не учитывает конечную скорость переноса фотовозбужденных дырок из слоев ZnSe в слой BeTe. Как оказывается, именно эффект замедления скорости релаксации надбарьерных дырок в широких структурах приводит к расхождению предсказаний расчетов и кинетики непрямого перехода, наблюдаемой в эксперименте.

4.2. Пространственный перенос заряда и его особенности в широких структурах

Таким образом, в широких структурах ($L_{\text{ZnSe}} \gtrsim 15$ нм) в эксперименте наблюдаются отступления спектральных и кинетических характеристик от предсказываемых на основании численных расчетов. В этом разделе мы дадим качественный и полуквантитативный анализ такого несоответствия. Заложенное в расчеты предположение о полном пространственном разделении заряда предполагает бесконечно быстрый перенос дырок из слоев ZnSe в слой BeTe. Строго говоря, для верности такого предположения необходимо, чтобы характерное время рекомбинации фотовозбужденных носителей в слоях ZnSe существенно превышало вре-

мя пространственного переноса заряда τ_{tr} , т. е. время релаксации фотовозбужденных дырок. Характерные времена рекомбинации свободных носителей в квазидвумерных структурах $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ около 0.5 нс [29, 30], в $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ — в несколько раз меньше, около 0.1 нс [31–34]. В то же время характерные τ_{tr} в системах второго типа $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{AlAs}$ порядка 0.1–10 пс и существенно зависят от толщины слоев, что было продемонстрировано в работах [11, 12].

Квазиклассические оценки для случая плоских зон (низкой плотности фотовозбуждения) показывают существенное увеличение времени нахождения надбарьерной дырки в слое ZnSe до ее ухода в соседний слой BeTe при увеличении L_{ZnSe} . Действительно, если $T = L_{\text{ZnSe}}/v$ — время пролета слоя ZnSe шириной L с классической скоростью v , $D = 4k_1k_2/(k_1 + k_2)^2$ — коэффициент прозрачности границы раздела [27], где $k_1 \propto E_1^{0.5}$, $k_2 \propto (E_1 + V_0)^{0.5}$ — волновые векторы соответственно в слоях ZnSe и BeTe (рис. 1б), то $\tau_{tr} \approx T/D$ — классическое время нахождения надбарьерной дырки в слое ZnSe. Учитывая, что $v \propto E^{0.5}$, а энергия первого уровня размерного квантования E_1 для надбарьерного носителя при большом разрыве зон на границе раздела $V_0 \gg E_1$, как и в одиночной квантовой яме первого типа, $E_1 = \pi^2\hbar^2/(2m_{hh}^*L^2) \propto 1/L_{\text{ZnSe}}^2$, получаем $\tau_{tr} \propto L_{\text{ZnSe}}^3$. Именно такая зависимость была установлена во время разрешенных исследованиях кинетики прямых переходов в изучаемых гетероструктурах ZnSe/BeTe при низких концентрациях фотовозбужденных носителей [35]. Так, характерные значения τ_{tr} при низкой температуре $T = 1.5$ К составляют около 2.5 пс в структуре 10/5 и 23 пс в структуре 20/10. Важно подчеркнуть, что данные времена соответствуют предельному случаю плоских зон. Эффективная локализация надбарьерных дырок в широких структурах позволила авторам работ [15, 36] не только обнаружить надбарьерный экситон в широких одиночных квантовых ямах ZnSe/BeTe, но также исследовать его свойства и определить параметры. Таким образом, элементарные оценки указывают, что возможна ситуация, когда дырки будут успевать рекомбинировать до релаксации в основное состояние, локализованное в соседнем слое.

Более строгое теоретическое рассмотрение показывает [16, 37], что темп релаксации возбужденных носителей в основное состояние определяется матричным элементом рассеяния, главным образом, на оптических фонах и дефектах интерфейса. Надбарьерные состояния дырок, соответствующие прямым переходам, существенно локализованы в сло-

ях ZnSe, что характерно для исследованных гетероструктур с большой величиной разрывов зон, поэтому перекрытие волновых функций в надбарьерном ($d1$) и основном ($hh1$) состояниях, которые в структурах второго типа локализованы в соседних слоях, мало. Именно слабое перекрытие волновых функций этих состояний является определяющим фактором, приводящим к конечной скорости релаксации надбарьерных дырок в основное состояние в слое BeTe, и, как следствие, к возможности наблюдать в эксперименте пространственно-прямые оптические переходы. Для сравнения отметим, что существенная зависимость темпа релаксации от толщины слоев была впервые обнаружена в гетероструктурах второго типа $Al_xGa_{1-x}As/AlAs$ во время разрешенных экспериментах в работах [11, 12]. Было установлено, что темп релаксации существенно возрастает в структурах с узкими слоями $Al_xGa_{1-x}As$, что приводит к подавлению интенсивности прямых переходов. Так, в структурах с толщиной слоев менее 3 нм прямые переходы вообще не наблюдались. Детальный количественный анализ экспериментальных данных показал, что темп переноса заряда, обусловленный рассеянием электронов из фотовозбужденных Γ -состояний, локализованных в слоях $Al_xGa_{1-x}As$, в X -состояния, локализованные в слоях AlAs, может быть хорошо описан перекрытием волновых функций носителей в соседних слоях, которым при качественном и полуквантовом рассмотрении можно заменить матричный элемент рассеяния [12]. С ростом толщины слоев $Al_xGa_{1-x}As$ происходит увеличение степени локализации волновых функций электронов в этих слоях, что приводит к возрастанию интенсивности прямых переходов и, соответственно, ослаблению интенсивности непрямых переходов. Анализ также показал, что основными механизмами рассеяния являются температурно-зависимое рассеяние на оптических фононах в более широких структурах и рассеяние на дефектах границы раздела в узких структурах.

Приведенные выше оценки показывают, что в широких структурах надбарьерные носители эффективно локализуются в слое ZnSe при низкой концентрации носителей. Для количественной характеристики степени локализации волновых функции дырочных состояний $d1$ в слоях ZnSe был проведен расчет интегралов квадратов волновых функции этих состояний в области слоя BeTe, т. е. вероятностей нахождения надбарьерных дырок в этих слоях, в зависимости от L_{ZnSe} при низком и высоком значениях n . В грубом приближении величина интеграла определяет «просачивание» волновой функ-

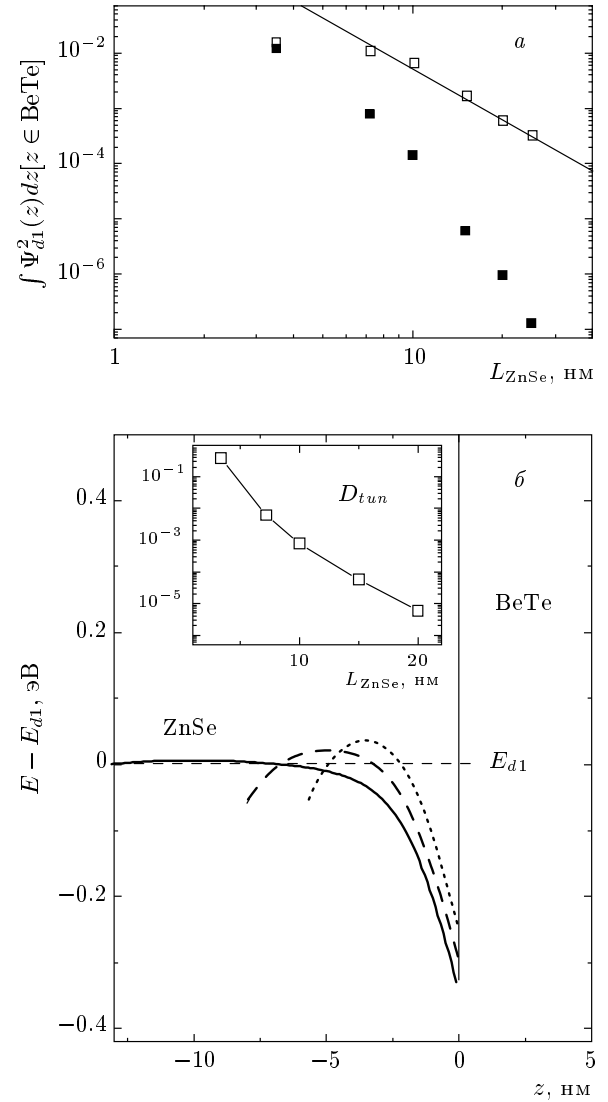


Рис. 7. а) Расчетные значения интеграла квадрата волновой функции в области слоя BeTe для первого надбарьерного уровня дырки $d1$ в зависимости от L_{ZnSe} при $n = 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (\square) и $n = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (\blacksquare). Сплошная линия — зависимость, пропорциональная $1/L_{ZnSe}^3$. б) Расчетные схемы валентной зоны в слое ZnSe для структур 20/10 (сплошная линия), 10/5 (штриховая линия), 7.2/4 (пунктир) при $n = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. На вставке — зависимость квазиклассической прозрачности барьера для надбарьерного уровня дырки $d1$ от L_{ZnSe}

ции надбарьерной дырки $d1$ в слой BeTe и характеризует матричный элемент рассеяния дырок из надбарьерного состояния в нижележащие состояния, локализованные в слоях BeTe. На рис. 7а представлены полученные значения в зависимости от ширины структуры при $n = 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $n = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. На рисунке видно, что при низких n вероятность

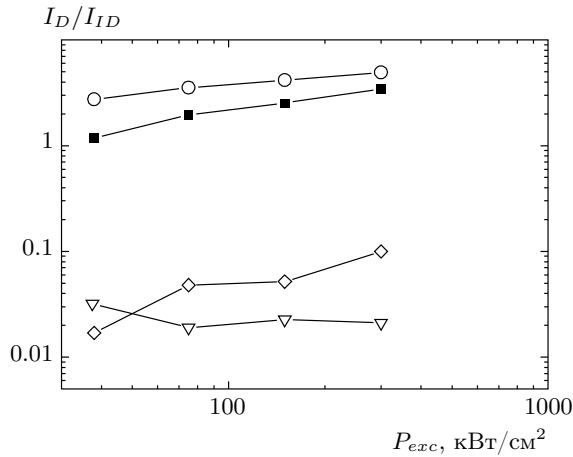


Рис. 8. Отношение интенсивностей прямых и непрямых переходов для рис. 2 в зависимости от P_{exc} для структур 23/11 (○), 15/7.5 (■), 10/5 (◇), 7.2/4 (▽)

нахождения надбарьерной дырки в области BeTe, а следовательно, и вероятность рассеяния в основное состояние, действительно выходит на зависимость, пропорциональную $1/L_{ZnSe}^3$ при $L_{ZnSe} \gtrsim 10$ нм.

При высокой концентрации ($n = 5 \cdot 10^{12}$ см⁻²) расчетная зависимость интеграла квадрата волновой функции надбарьерной дырки в области BeTe идет существенно ниже зависимости случая плоских зон. Увеличивающийся изгиб зон в слоях ZnSe приводит к углублению потенциальной ямы для надбарьерных дырок и к поджатию волновой функции дырки в состоянии $d1$ к центру слоев ZnSe (рис. 4б). В свою очередь, усиление пространственной локализации приводит к ослаблению релаксации фотовозбужденных дырок в основное состояние в соседние слои BeTe. Так, на рис. 7б приведены расчетные зонные схемы в слое ZnSe для разных гетероструктур при $n = 1 \cdot 10^{13}$ см⁻², которые демонстрируют существенный рост потенциального барьера для надбарьерных дырок с ростом L_{ZnSe} . При этом резко убывает квазиклассическая прозрачность барьера

$$D_{tun} \propto \exp \left\{ -(1/\hbar) \int |p(z)| dz \right\}$$

(вставка на рис. 7б), где

$$p(z) = \sqrt{2m_{hh}^z (E_{d1} - E_v(z))}$$

— импульс дырки, а интегрирование ведется по классически запрещенной области барьера [27]. В результате интенсивность прямого перехода растет с ростом n , а при одинаковой концентрации — с ростом L_{ZnSe} .

При низких n , при толщине $L_{ZnSe} = 15$ нм эксперимент дает для времени ухода надбарьерной дырки из слоя ZnSe в слой BeTe $\tau_{tr} = 7.5$ пс [35], что сравнимо с характерным радиационным временем жизни прямого экситона в квантовой яме ZnSe/BeTe [36]. В более широких структурах τ_{tr} уже может превышать время экситонной рекомбинации. Надбарьерная дырка фактически успевает рекомбинировать до релаксации в основное состояние в слое BeTe. С одной стороны, это приводит к возрастанию относительной интенсивности прямых переходов по сравнению с непрямыми в широких структурах, что, как свидетельствует эксперимент, действительно выполняется как в системе ZnSe/BeTe (рис. 8), так и во всех других, ранее исследованных гетероструктурах второго типа [13]. С другой стороны, эффект усиления пространственной локализации надбарьерной дырки с ростом толщины слоя ZnSe приводит к ослаблению релаксации дырки из этого состояния в соседний слой и нарушает заложенное в численные расчеты предположение о полном пространственном разделении заряда в гетероструктуре. Неполное разделение зарядов ослабляет влияние макроскопических электрических полей на структуру уровней энергии, что должно приводить к отклонению наблюдаемой в эксперименте зависимости спектрального поведения непрямого перехода от плотности носителей в широких структурах, а также затруднить точное определение n .

Влияние усиления локализации надбарьерной дырки в слое ZnSe на импульсы свечения фотолюминесценции проявляется следующим образом. Импульсы свечения фотолюминесценции, быстрые в самой узкой структуре даже на красном крыле пространственно-непрямого перехода, обусловлены сильным перекрытием волновых функций основных состояний электронов и дырок, что ведет к коротким временам даже в предельном случае низкой плотности носителей, как показывает расчет для структуры 3.5/1.4 (рис. 6б). В структурах с 5 нм $\lesssim L_{ZnSe} \lesssim 10$ нм основная часть дырок также успевает релаксировать в слои BeTe и излучательно высвечивается в пространственно-непрямом оптическом переходе. В этом случае справедливы результаты численных расчетов о сокращении времени излучательной рекомбинации с ростом n . В широких же структурах главным каналом рекомбинации электронов и дырок становится их излучательная рекомбинация в прямом оптическом переходе. Часть дырок, которая успевает релаксировать в слои BeTe и излучательно высвечивается в непрямом оптическом переходе, рекомбиниру-

ет с электронами, для которых зависимость концентрации от времени в основном определяется более коротким временем рекомбинации прямого перехода. В результате происходит сокращение импульсов свечения фотолюминесценции во всей спектральной области непрямого перехода. Импульсы становятся близкими по форме к импульсу возбуждающего лазера, что отчетливо видно на примере структуры 23/11 (рис. 3*д*). Именно данный факт является подтверждением сделанного выше на основании расчетов заключения о подавлении межслойной релаксации надбарьерных дырок с ростом L_{ZnSe} , что нельзя непосредственно наблюдать в данных экспериментальных условиях с наносекундным временным разрешением. Предположение о быстрой релаксации и полном разделении фотовозбужденных носителей, наоборот, приводило бы не только к уменьшению интенсивности прямого перехода, но также к увеличению времен не прямой излучательной рекомбинации и затягиванию импульсов фотолюминесценции и в широких структурах, что противоречит наблюдаемой в эксперименте картине (рис. 3).

Таким образом, наблюдаемое в широких структурах отступление в спектрально-кинетических особенностях от поведения, следующего из результатов численных расчетов, объясняется существенным усилением степени локализации волновой функции надбарьерной дырки в слое ZnSe и замедлением темпа пространственного разделения электронов и дырок с ростом толщины слоя. Кроме того, эксперимент свидетельствует о том, что резкая зависимость отношения интенсивностей пространственно-прямых переходов и не прямых переходов от толщины слоев сохраняется и в условиях сильной оптической накачки носителей (рис. 8). Как показывает расчет, возрастающий при этом изгиб зон в целом приводит к дальнейшему ослаблению релаксации фотовозбужденных дырок из слоев ZnSe в слой BeTe.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Структуры второго типа на основе широкозонных полупроводников $A^{II}B^{VI}$ ZnSe/BeTe с большой величиной разрыва зонного потенциала представляют чрезвычайно интересный и богатый эффектами объект при высокой плотности носителей. Пространственное разделение зарядов приводит к возникновению в системе электрических полей, которые вызывают сильный изгиб зон в слоях ZnSe и BeTe. С ростом плотности носителей происходит значительный сдвиг уровней энергии электронов и дырок, вызванный увеличивающимся изгибом зон. Ку-

лоновское притяжение электронов и дырок приводит к существенной модификации волновых функций носителей и их локализации вблизи границ раздела. Как следствие, значительно увеличивает перекрытие волновых функций пространственно-разделенных электронов и дырок, что приводит к следующим изменениям в спектрально-временных особенностях излучательной рекомбинации таких структур:

1) сильному увеличению интенсивности линии пространственно-непрямого оптического перехода и ее гигантскому фиолетовому сдвигу (более 0.5 эВ) с ростом плотности носителей;

2) существенному сокращению излучательных времен на фиолетовом крыле спектральной полосы пространственно-непрямых оптических переходов.

Эксперимент свидетельствует о значительном ослаблении этих эффектов в структурах с узкими слоями ($L_{\text{ZnSe}} \lesssim 4$ нм). Численные расчеты показывают, что наблюдаемое ослабление вызвано ослаблением влияния макроскопических электрических полей на волновые функции носителей, когда энергия пространственного квантования сравнима с изгибом зон.

Установлено, что сильная зависимость соотношения интенсивностей прямых и не прямых переходов от ширины слоев структуры, характерная в пределах плоских зон для малых n , сохраняется и усиливается в условиях высокой плотности носителей. Так, в широких структурах ($L_{\text{ZnSe}} \gtrsim 15$ нм) надбарьерные дырки эффективно локализуются в слоях ZnSe во всем диапазоне накачек. Анализ эволюции состояний надбарьерных дырок показал, что качественная картина таких состояний, квазилокализованных в области барьера, сохраняется и в условиях существенного изгиба зон, поскольку возрастающий с ростом n изгиб зон приводит к появлению потенциальных барьеров для фотовозбужденных дырок на границах слоев. Степень локализации при этом усиливается как с ростом n , так и с увеличением L_{ZnSe} . В целом, изгиб зон ведет к ослаблению межслойной релаксации фотовозбужденных дырок в их основное состояние, локализованное в соседних слоях BeTe, и, как следствие, к ослаблению интенсивности не прямых переходов.

Таким образом, характерной особенностью гетероструктур второго типа с большой величиной разрыва зон, к которым относится гетеропара ZnSe/BeTe, является существенная зависимость темпа межслойной релаксации фотовозбужденных носителей от ширины слоев структуры, которая определяет их основные оптические свойства. Ослаб-

ление релаксации дырок из сильно локализованных надбарьерных состояний в их основное состояние в широких структурах приводит к огромному росту интенсивности пространственно-прямого оптического перехода и, соответственно, к ослаблению интенсивности непрямого перехода.

Автор признателен А. А. Максимова и И. И. Тартаковскому за плодотворные обсуждения и Д. Р. Яковлеву за предоставленные образцы. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 07-02-00980, 08-02-01302).

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Kato, H. Noguchi, M. Nagai et al., *Electron. Lett.* **34**, 282 (1998).
2. A. Waag, F. Fisher, H.-J. Lugauer et al., *J. Appl. Phys.* **80**, 792 (1996).
3. A. Waag, F. Fisher, K. Schull et al., *Appl. Phys. Lett.* **70**, 280 (1997).
4. A. Waag, Th. Litz, F. Fisher et al., *Festkörperprobleme/Advances in Solid State Physics* **37**, ed. by R. Helbig, Vieweg, Braunschweig (1997), p. 43.
5. S. Schmitt-Rink, D. S. Chemla, and D. A. B. Miller, *Adv. Phys.* **38**, 89 (1989).
6. С. В. Зайцев, В. Д. Кулаковский, А. А. Максимов и др., *Письма в ЖЭТФ* **66**, 351 (1997).
7. F. C. Zhang, H. Luo, N. Dai et al., *Phys. Rev. B* **47**, 3806 (1993).
8. N. Dai, L. R. Ram-Mohan, H. Luo et al., *Phys. Rev. B* **50**, 18153 (1994).
9. E. Finkman and R. Planel, *Proc. 23rd Int. Conf. on Physics of Semiconductors*, ed. by M. Scheffler and R. Zimmermann, Vol. 3, World Scientific (1996), p. 1723.
10. S. E. Esipov and Y. B. Levinson, *Adv. Phys.* **36**, 331 (1987).
11. J. Feldmann, R. Sattmann, E. Göbel et al., *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1892 (1990).
12. J. Feldmann, J. Nunnenkamp, G. Peter et al., *Phys. Rev. B* **42**, 5809 (1990).
13. J. Haetty, E. H. Lee, H. Luo et al., *Sol. St. Comm.* **108**, 205 (1998).
14. M. Nagelstraßer, H. Dröge, H.-P. Steinrück et al., *Phys. Rev. B* **58**, 10394 (1998).
15. A. V. Platonov, D. R. Yakovlev, U. Zehnder et al., *Acta Phys. Polon. A* **92**, 1063 (1997).
16. G. Bastard, J. A. Brum, and R. Ferreira, *Solid State Physics: Advances in Research and Applications*, Vol. 44, ed. by H. Ehrenreich and D. Turnbull, Academic, New York (1991), Ch. 12.
17. L. V. Butov, V. D. Kulakovskii, E. Lach et al., *Phys. Rev. B* **44**, 10680 (1991).
18. G. R. Olbraight, S. W. Fu, J. F. Klem et al., *Phys. Rev. B* **44**, 3043 (1991).
19. W. Langbein, M. Hetterich, and C. Klingshirn, *Phys. Rev. B* **51**, 9922 (1995).
20. P. Ruden and G. H. Dohler, *Phys. Rev. B* **27**, 3538 (1983).
21. B. Binder, I. Galbraith, and S. W. Koch, *Phys. Rev. B* **44**, 3031 (1991).
22. L. V. Butov, V. D. Egorov, V. D. Kulakovskii, and T. G. Andersson, *Phys. Rev. B* **46**, 15156 (1992).
23. W. Hölscher, A. Nöthe, and Ch. Uihlein, *Phys. Rev. B* **31**, 2379 (1985).
24. С. В. Зайцев, А. А. Максимов, И. И. Тартаковский и др., *ФТП* **42**, 555 (2008).
25. R. Cingolani and K. Ploog, *Adv. Phys.* **50**, 543 (1991).
26. S. V. Zaitsev, A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii et al., *Phys. Rev. B* **76**, 035312 (2007).
27. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Т. 3, Гл. 7, Наука, Москва (1989).
28. А. А. Максимов, С. В. Зайцев, И. И. Тартаковский et al., *Appl. Phys. Lett.* **75**, 1231 (1999).
29. D. S. Citrin, *Phys. Rev. B* **47**, 3832 (1993).
30. L. V. Kulik, A. I. Tartakovskii, A. V. Larionov et al., *JETP* **85**, 195 (1997).
31. D. R. Yakovlev, J. Puls, G. V. Mikhailov et al., *Phys. Stat. Sol. (a)* **178**, 501 (2000).
32. E. Hanamura, *Phys. Rev. B* **38**, 1228 (1988).
33. S. Haacke, N. T. Pelekanos and H. Mariette et al., *Phys. Rev. B* **47**, 16643 (1993).
34. J. Tribollet, F. Bernardot, M. Menant et al., *Phys. Rev. B* **68**, 235316 (2003).
35. А. А. Максимов, И. И. Тартаковский, Д. Р. Яковлев и др., *Письма в ЖЭТФ* **83**, 173 (2006).
36. A. V. Platonov, D. R. Yakovlev, U. Zehnder et al., *J. Cryst. Growth* **184&185**, 801 (1998).
37. R. Ferreira and G. Bastard, *Phys. Rev. B* **40**, 1074 (1989).