

Московский Физико-Технический Институт
Институт Физики Твёрдого Тела

Филатов Евгений Васильевич

**Кинетика релаксации фотовозбужденных носителей
в гетероструктурах 2-го типа ZnSe/BeTe**

Магистерская диссертация

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
И.И. Тартаковский

Черноголовка 2009

Оглавление

1. Введение.....	3
1.1. Зонная структура ZnSe/BeTe.....	3
1.2. Модификация зонной структуры при высокой плотности носителей.....	4
1.2.1. Следствия для пространственно непрямым оптических переходов.....	5
1.2.2. Следствия для пространственно прямым оптических переходов.....	6
2. Постановка задачи.....	7
3. Эксперимент.....	8
4. Результаты эксперимента.....	9
5. Обсуждение.....	12
5.1. Расчет зонных схем.....	12
5.2. Образование метастабильного состояния для дырок в слое ZnSe в структуре 10/5 нм.....	13
5.3. Удлинение радиационной рекомбинации носителей в слое ZnSe в структурах 15/7.5 нм и 20/10 нм.....	16
6. Выводы.....	19
7. Список литературы.....	20

Введение

Зонная структура ZnSe/BeTe

В гетероструктурах 2-го типа минимумы энергии для электронов и дырок находятся в соседних слоях. В таких системах в процессе релаксации фотовозбужденных носителей по энергии происходит их пространственное разделение, в результате формируются чередующиеся слои дырок и электронов.

Отличительной особенностью структур 2-го типа ZnSe/BeTe является большое значение локализирующего потенциала как для электронов (≥ 2.2 эВ), так и для дырок (≥ 0.8 эВ). Сильное различие в величине запрещенной зоны для разных слоёв (2.8 эВ для ZnSe и 4.5 эВ для BeTe) позволяет при фотовозбуждении избирательно генерировать электронно-дырочные пары в слоях ZnSe. При последующей релаксации по энергии происходит рассеяние дырок из слоя ZnSe в слой BeTe.

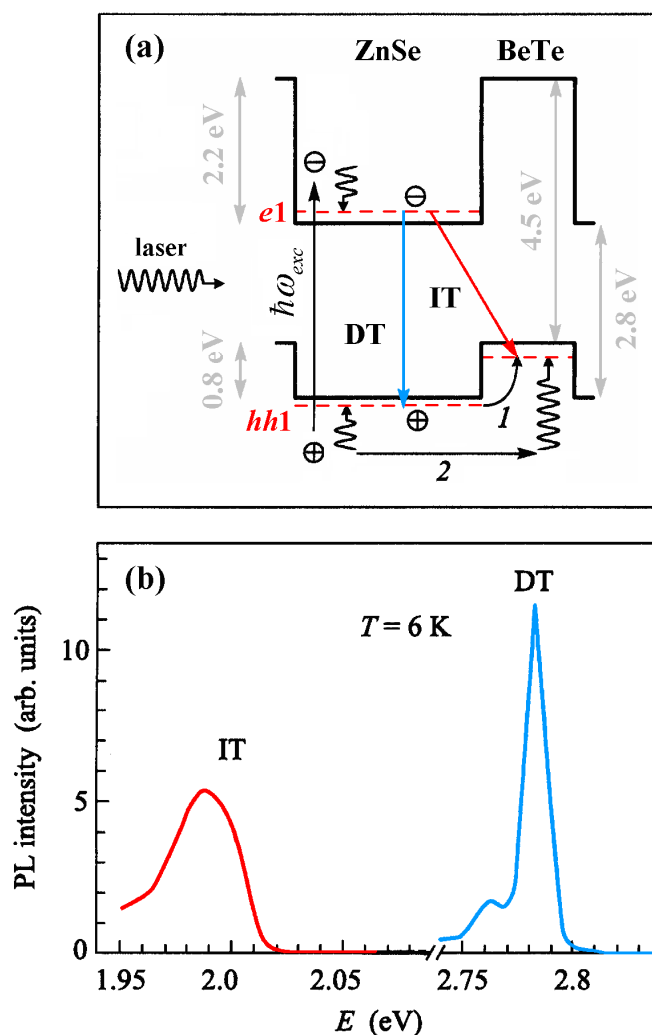


Рис.1. (a) — зонная структура гетероструктур 2-го типа ZnSe/BeTe. (b) — спектры фотолуминесценции при возбуждении структуры (7.2/4.0 нм) непрерывным He-Cd лазером. [1]

В системе реализуются излучательные переходы двух типов – пространственно прямые (стрелка DT), и непрямые (стрелка IT). (Рис. 1.) Прямые переходы происходят между носителями в слое ZnSe, при этом электрон находится в нижайшем состоянии своей ямы, а дырка находится на нижнем надбарьерном уровне. Существование дырки на нижайшем надбарьерном уровне проявляется в наличии полосы в спектре люминесценции в области примерно 2.8 эВ. Таким образом, измерения кинетики фотолюминесценции (ФЛ) в области прямых переходов дают возможность непосредственно измерить время жизни дырок в слое ZnSe. При низких накачках, которые не изменяют зонную структуру, непрямые в пространстве оптические переходы, отвечающие рекомбинации дырок в слое BeTe и электронов в слое ZnSe, находятся в спектральной области ≈ 2.0 эВ.

Модификация зонной структуры при высокой плотности носителей

Для рассмотрения эффектов при увеличении накачки необходимо принять во внимание следующие соображения. Известно, что характерное время прямого перехода в гетероструктурах 1-го типа составляет порядка 100-200 пс, что можно ожидать и для рассматриваемой гетероструктуры ZnSe/BeTe.

С другой стороны, вследствие значительной величины локализирующего потенциала для электрона и для дырки в основном состоянии, матричный элемент непрямого перехода мал, т. к. волновые функции электрона и дырки перекрываются только в узкой области ($\sim 1-2$ монослоя) на интерфейсе. Поэтому время непрямого перехода очень длинное: порядка 10–100 нс при низкой плотности носителей.

Это позволяет накапливать пространственно разделенные электроны и дырки до высоких концентраций, превышающих 10^{13} см⁻² [2].

Естественно ожидать, что при релаксации фотовозбужденных носителей основная часть дырок уйдет в слой BeTe, т.е. величине накачки можно в первом приближении сопоставить концентрацию разделенных носителей.

Разделенные носители создают локальное электрическое поле, которое при больших накачках приводит к «изгибу» функции потенциальной энергии носителей как функции координаты z . Естественно, при этом изменяются волновые функции электронных и дырочных состояний (рис. 2).

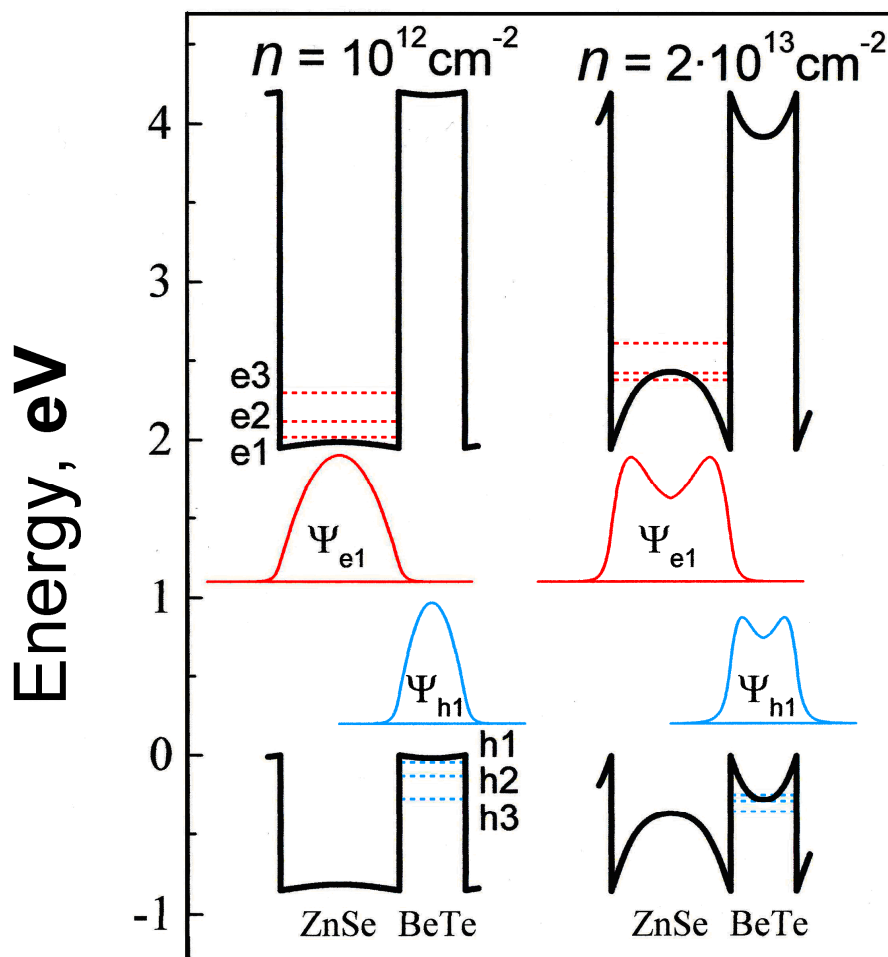


Рис.2. Зонная структура, уровни энергии и волновые функции нижайших уровней электронов и дырок в ZnSe/BeTe (7.2/4.0 нм) для случаев средней ($n = 10^{12} \text{ см}^{-2}$) и высокой ($n = 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$) концентрации разделенных носителей. [3]

Следствия для пространственно непрямых оптических переходов

Непрямые в пространстве оптические переходы, отвечающие рекомбинации дырок в слое BeTe и электронов в слое ZnSe, находятся в спектральной области ≈ 2.0 эВ при низких уровнях фотовозбуждения ($n \leq 10^{10} \text{ см}^{-2}$). С ростом интенсивности фотовозбуждения происходит изгиб зон, соответственно изменяются волновые функции для дырок и электронов в одночастичном приближении. Это приводит к тому, что уровни энергии в яме для электронов в слое ZnSe и в яме для дырок в слое BeTe смещаются в сторону более высоких энергий. Это, в свою очередь, приводит к спектральному сдвигу фиолетового края пространственно непрямых переходов в область более высоких энергий, т.н. «фиолетовому сдвигу» (Рис. 3). Так, в работе [4], при достижении мощности накачки $\sim 1000 \text{ кВт/см}^2$ фиолетовый сдвиг достигал значения ≈ 0.5 эВ.

Численные расчеты показали, что концентрации разделенных носителей $n = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ соответствует фиолетовый сдвиг 500 мЭВ. Хорошее согласие экспериментальных и расчетных значений фиолетового сдвига в работе [4] подтверждает наличие эффекта изгиба зон при высоких мощностях накачки.

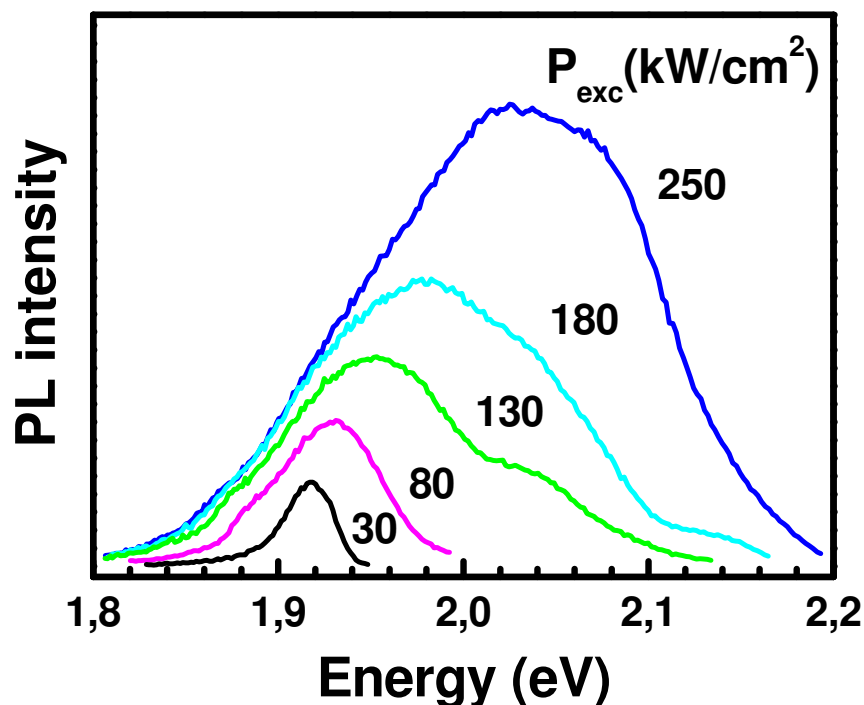


Рис. 3. Спектры ФЛ структуры ZnSe/BeTe 10/5 нм в области пространственно непрямого оптического перехода в зависимости от мощности накачки. [2]

При увеличении плотности носителей волновые функции электронов и дырок в основном состоянии локализируются вблизи интерфейсов, что приводит к уменьшению времени радиационной рекомбинации в области непрямого перехода ([2, 3, 5]).

Как показано в работе [2], для структуры из 10 периодов чередующихся слоёв ZnSe толщиной 10 нм и BeTe 5 нм (далее обозначение 10/5 нм x 10) изменение времени радиационной рекомбинации для непрямого перехода составляет от $\tau_R \approx 30$ нс в пределе нулевых накачек до $\tau_R \approx 2.0$ нс при очень высоких уровнях возбуждения ($n \sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$).

Следствия для пространственно прямых оптических переходов

Время жизни τ дырки в слое ZnSe определяется временем τ_{rel} ухода фотовозбужденных дырок из слоя ZnSe в слой BeTe, излучательным временем электронно-дырочной рекомбинации τ_{rad} в слое ZnSe и временем безызлучательной рекомбинации τ_{nr} в слое ZnSe:

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

Как показано в работе [1], при сравнительно низкой накачке ($\sim 4 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$) время жизни надбарьерной дырки τ определяется единственным параметром τ_{rel} , т.е. заведомо выполняется $\tau_{rel} \ll \tau_{rad}, \tau_{nr}$. Для ряда образцов ZnSe/BeTe с толщинами слоев от 10/5 нм до 20/10 нм значение τ_{rel} в пределе плоских зон составляет от ≤ 1.9 пс до 16 пс соответственно.

Можно предположить, что во всем диапазоне от низких до высоких накачек выполняется соотношение $\tau_{rel}, \tau_{rad} \ll \tau_{nr}$, т.е. можно пренебречь влиянием процессов безызлучательной рекомбинации на кинетику дырок в слое ZnSe. Из работы [2] можно оценить $\tau_{nr} \sim 200$ пс в случае низких накачек, при этом, при высоких накачках время τ_{nr} существенно возрастает. [2]

Изгиб валентной зоны приводит к тому, что надбарьерные дырочные состояния превращаются в состояния, ограниченные барьером. Следовательно, значительно увеличивается время τ_{rel} перехода дырок из слоя ZnSe в слой BeTe.

Другим следствием изгиба зон является сдвиг волновой функции надбарьерной дырки к центру слоя ZnSe, в то время как волновая функция электрона сдвигается к интерфейсам. Это приводит к уменьшению перекрытия волновых функций электрона и дырки, т.е. к увеличению времени τ_{rad} излучательной рекомбинации в слое ZnSe.

В настоящей работе длительность прямых переходов (т.е. время жизни дырочных состояний в слое ZnSe) была измерена непосредственно по время-разрешённым спектрам фотолюминесценции в области прямого перехода.

Постановка задачи

При малых величинах накачки, т.е. при малых концентрациях разделённых носителей $n \approx 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-2}$, зонная структура ZnSe/BeTe остается «плоской», и время жизни надбарьерной дырки определяется наименьшим из времён, определяющих её кинетику — τ_{rel} (временем ухода фотовозбужденных дырок из состояния в слое ZnSe в слой BeTe) — при этом увеличение τ_{rel} незначительно. При более высоких накачках, порядка 10^{13} см^{-2} , происходит изгиб валентной зоны и зоны проводимости за счет появления самосогласованного электрического поля, вызванного высокой концентрацией разделённых носителей. Изгиб зон приводит к появлению состояния для дырки в слое ZnSe, ограниченного потенциальным барьером, что должно привести к существенному замедлению времени ухода дырок из слоя ZnSe в слой BeTe.

С ростом концентрации разделённых носителей увеличение τ_{rel} может привести к ситуации, когда условие $\tau_{rel} \ll \tau_{rad}$ перестанет выполняться. В этом случае для корректного описания кинетики дырок в слое ZnSe становится необходимым учёт увеличения времени τ_{rad} излучательного прямого перехода в ZnSe при изгибе зон.

Целью настоящей работы являлось детальное исследование влияния изгиба зон на время жизни фотовозбужденных дырок в слое ZnSe в пикосекундном масштабе времен. Для этого в эксперименте были измерены длительности свечения прямого перехода в зависимости от мощности накачки системы, а также были проведены соответствующие численные расчеты.

Эксперимент

В эксперименте использовались образцы гетероструктур ZnSe/BeTe, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs, ориентированной в направлении $\langle 001 \rangle$, с различной толщиной и числом чередующихся ZnSe и BeTe слоёв, а именно: образец А — 20/10 нм x 10, образец В — структура 15/7.5 нм x 5 и С — структура 10/5 нм x 10. Соотношение толщин слоёв выбрано для взаимной компенсации упругих напряжений, имеющих противоположные знаки в соседних слоях. [6]

Фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась второй гармоникой импульсного титан-сапфирового фемтосекундного лазера (длительность импульса ≈ 80 фс, период 13.3 нс), работающего в режиме самосинхронизации мод. Полученный лазерный импульс с длиной волны 422 нм ($\hbar\omega \approx 2.9$ эВ) фокусировался на поверхность образца. Диаметр пятна возбуждения варьировался в пределах от $D_{min} = 15$ мкм до $D_{max} = 70$ мкм. Измерения проводились в оптическом криостате в сверхтекучем гелии (температура $T \approx 1.5$ К).

Плотность возбуждения лазерной накачки изменялась двумя путями. Во-первых, использование нейтрального фильтра с изменяемой толщиной позволяло снимать серии разрешенных по времени спектров ФЛ, варьируя мощность накачки в диапазоне, составляющем два порядка. Во-вторых, юстировка оптической схемы позволяла изменять размер возбуждающего ФЛ лазерного пятна на поверхности образца. В целом, это позволяло расширить общий диапазон изменения накачки до трех-четырех порядков.

Фотолюминесценция регистрировалась streak-камерой, сопряженной со спектрометром, что позволяло получать время-разрешённые спектры прямого перехода ФЛ в пикосекундном масштабе времени (рис. 4). Разрешающая способность регистрирующей системы составляла около 2 пс.

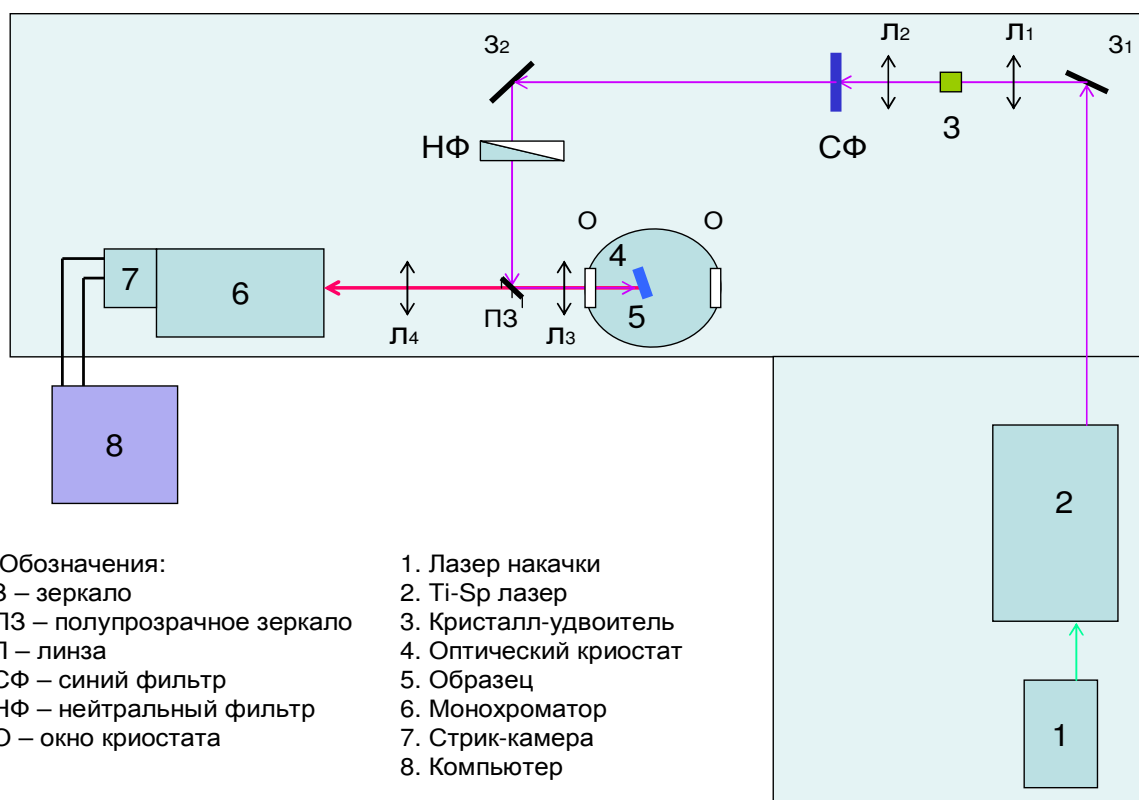


Рис. 4. Схема экспериментальной установки.

Результаты эксперимента

При исследовании пикосекундной кинетики релаксации фотовозбужденных носителей в ZnSe/BeTe для структур с различной толщиной слоёв с помощью streak-камеры были получены трехмерные картинки время-разрешённых спектров в широком диапазоне изменения мощности накачки. Обработка полученных данных позволила получить зависимости характерных времен затухания пространственно прямого перехода при различных накачках.

На рис. 5 представлены трехмерные картинка время-разрешённых спектров, полученные при фотовозбуждении образца А при низкой $G = 40 \text{ Вт/см}^2$ (Рис. 5а) и при высокой $G = 10 \text{ кВт/см}^2$ (Рис. 5б) накачках. Цветом отображены уровни интенсивности фотолюминесценции.

На рис. 6 приведены импульсы ФЛ, которые были получены путем интегрирования по длине волны спектров (рис. 5) для образца А (20/10 нм x 10) при двух уровнях накачки. Видно, что время затухания фотолюминесценции при высокой накачке существенно больше (150 пс), чем при сравнительно низкой (26 пс).

Измеренные зависимости времени затухания пространственно прямого перехода от мощности накачки для образцов А (20/10 нм x 10), В (15/7.5 нм x 5), С (10/5 нм x 10) приведены на рис. 7.

На верхней оси графика рис. 7 отложена энергия в импульсе накачки P . В то же время, энергия P на графиках пересчитана в концентрацию разделенных носителей n (нижняя ось графика), возникающую в системе после действия каждого импульса лазерного возбуждения. Как видно из графиков, при низкой накачке, соответствующей плотности носителей $n \approx 10^9 - 10^{11} \text{ см}^{-2}$, изменение времени затухания прямого перехода сравнительно мало. При увеличении плотности носителей до величины $n \approx 10^{13} \text{ см}^{-2}$ наблюдается значительный рост времени затухания прямого перехода.

Как следует из рис. 7, время релаксации увеличивается для образца А (20/10 нм x 10) с $\approx 18 \text{ пс}$ до 180 пс , для В (15/7.5 нм x 5) — с 4-6 пс до $\approx 80 \text{ пс}$ и для С (10/5 нм x 10) — с $\approx 1.9 \text{ пс}$ до $\approx 27 \text{ пс}$. Таким образом, для всех образцов наблюдается возрастание времени затухания прямого перехода более чем на порядок.

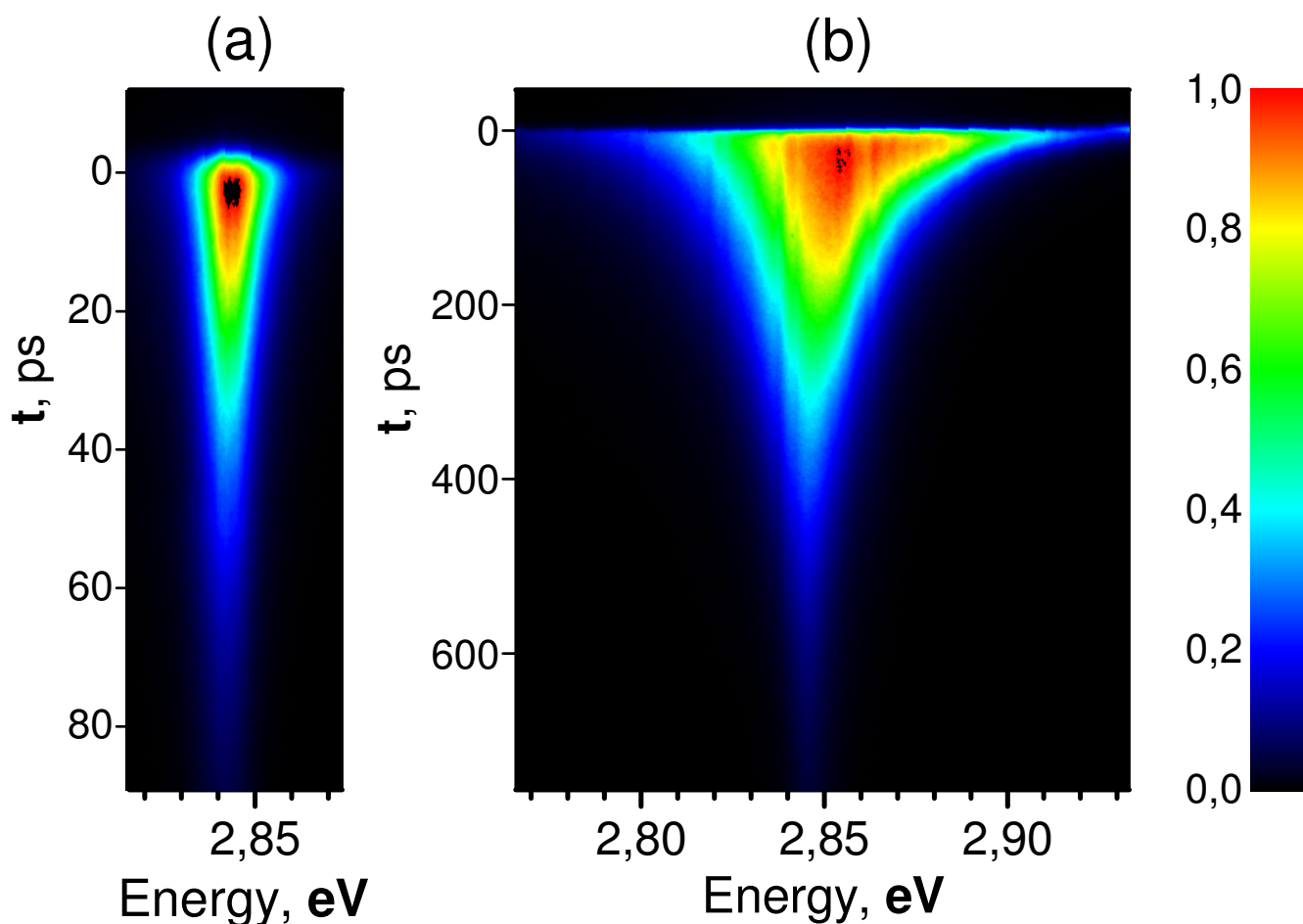


Рис. 5. Временная зависимость спектров фотолуминесценции прямого перехода для образца А (20/10 нм x 10) при накачках (а) — 40 Вт/см^2 , (б) — 10 кВт/см^2 . Цветом обозначены уровни интенсивности ФЛ.

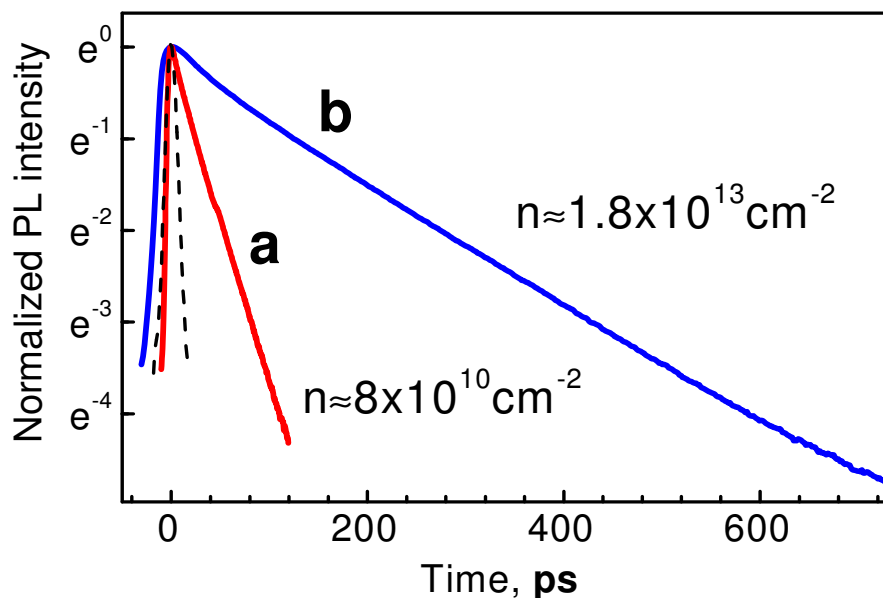


Рис. 6. Импульсы ФЛ, полученные при интегрировании по длине волны время-разрешённых спектров ФЛ для образца А (20/10 нм x 10) при двух уровнях накачки: (а) — 40 Вт/см², (б) — 10 кВт/см². Пунктирная линия отвечает импульсу лазера.

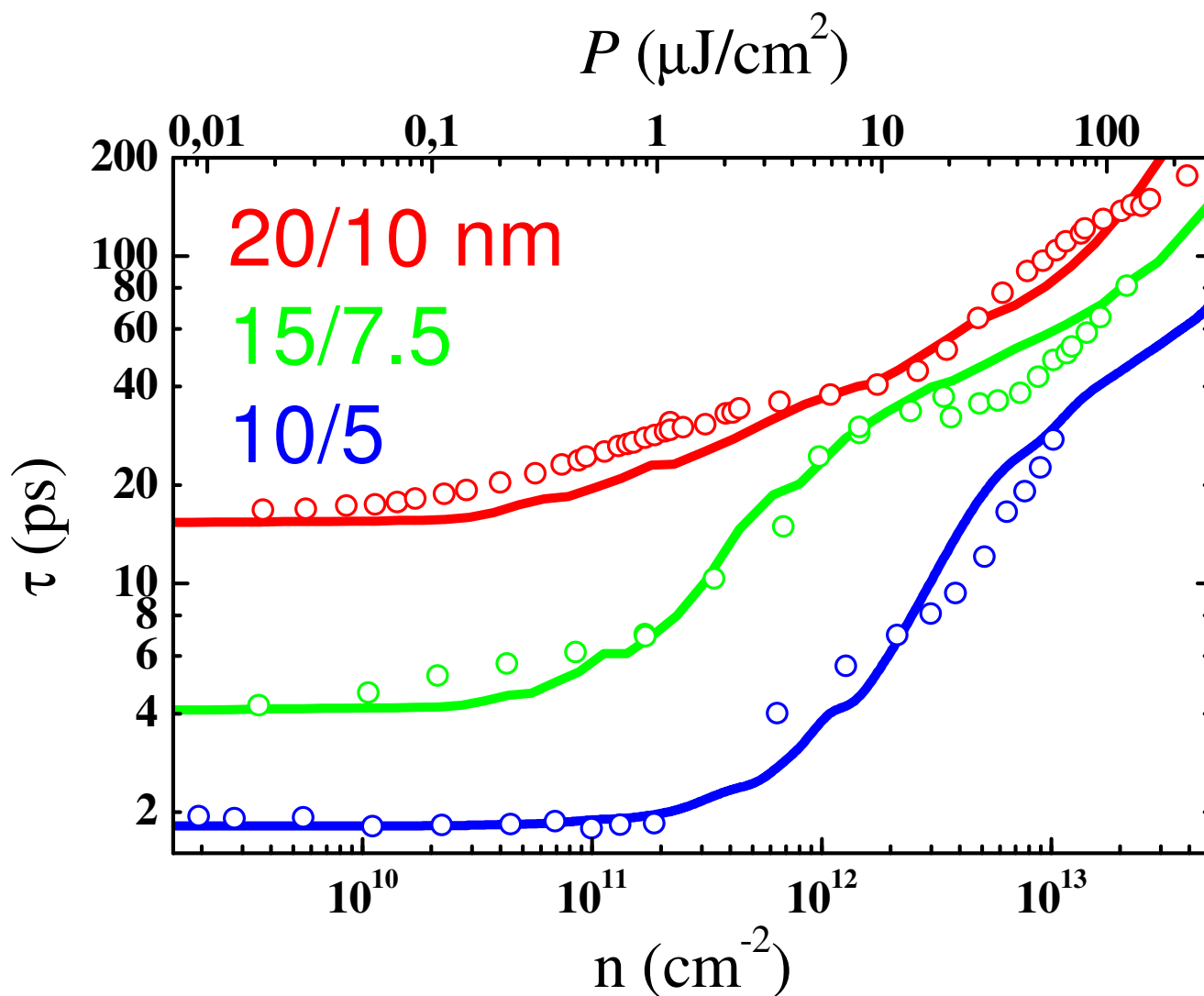


Рис. 7. Зависимость времени затухания пространственно прямого перехода от накачки для образцов А (20/10 нм x 10), В (15/7.5 нм x 5), С (10/5 нм x 5).

Обсуждение

Расчет зонных схем

Прямыми измерениями по времени затухания прямого перехода ФЛ получены времена τ жизни фотовозбужденной дырки в слое ZnSe. Диапазон изменения оптической накачки системы составлял 3-4 порядка по мощности. При этом для трёх структур А, В и С наблюдался значительный, в десятки раз, рост времени τ с ростом накачки.

Из предыдущих работ известно, что при больших накачках (соответствующих концентрации разделенных носителей $n \approx 10^{13} \text{ см}^{-2}$) происходит модификация зонной структуры, вызванная самосогласованным электрическим полем, возникающем при пространственно разделённых слоях электронов и дырок, а именно, изгиб валентной зоны и зоны проводимости.

Для более полного понимания влияния потенциала структуры в условиях сильного изгиба зон на кинетику пространственно прямого перехода был проведён расчёт зонных схем (зоны проводимости и валентной зоны) при различных значениях плотности носителей путём самосогласованного решения уравнений Шрёдингера и Пуассона.

Решением самосогласованного уравнения являлись как потенциалы зоны проводимости и валентной зоны, так и волновые функции электрона и дырки. Особый интерес представляли волновые функции Ψ_{e1} электрона в основном состоянии, Ψ_{d1} дырки в первом надбарьерном состоянии (локализованной в слое ZnSe) и Ψ_{h1} дырки в основном состоянии (локализованной в слое BeTe).

По данным волновым функциям определены времена τ_{rel} ухода дырки из состояния в слое ZnSe в слой BeTe и τ_{rad} радиационной рекомбинации электрона и дырки в слое ZnSe, используя следующие соотношения:

$$\frac{1}{\tau_{rad}} \sim \int_{\text{в слое ZnSe}} |\Psi_{d1}^* \Psi_{e1}|^2 dz,$$

$$\frac{1}{\tau_{rel}} \sim \frac{1}{d} \times \int_{\text{в слое BeTe}} \Psi_{d1}^* \Psi_{d1} dz$$

где величина d отвечает толщине рассчитываемой структуры. Коэффициенты пропорциональности в формулах для расчёта τ_{rel} и τ_{rad} задавались единственным образом для всего диапазона накачек и были едины для всех трёх структур 10/5 нм, 15/7.5 нм и 20/10 нм.

Значение τ_{rad} при полном перекрытии волновых функций Ψ_{e1} электрона в основном состоянии и Ψ_{d1} дырки в первом надбарьерном состоянии принималось равным 40 пс.

Окончательно по расчетным временам τ_{rel} и τ_{rad} определено время жизни дырки, локализованной в слое ZnSe, в соответствии с уравнением:

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

Для сопоставления расчетов с результатами эксперимента дополнительно учитывалась различная величина плотности носителей n в зависимости от глубины залегания слоя ZnSe от поверхности образца при поглощении лазерного возбуждения, а также принималось во внимание временное разрешение измерительной установки (~ 1.9 пс).

Расчетное время жизни дырки для трёх структур в широком диапазоне концентраций разделённых носителей (красная линия для структуры 20/10 нм, зелёная линия для 15/7.5 нм и синяя линия для 10/5 нм на рис. 7) показало хорошее согласие с экспериментом.

Образование метастабильного состояния для дырок в слое ZnSe в структуре 10/5 нм

На рис. 8 приведены зонные схемы для сверхрешётки ZnSe/BeTe с толщинами слоев 10/5 нм при низкой и высокой плотностях пространственно разделённых носителей $n = 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $n = 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$, соответственно, полученные в результате расчёта. Видно, что с ростом плотности носителей n и, соответственно, с увеличением изгиба зон уровень энергии дырок $d1$ в слое ZnSe поднимается вверх (панели (a) и (b) рис. 8), и для надбарьерных дырок формируется реальный потенциальный барьер (см. среднюю панель (b) на рис. 8). В этих условиях для релаксации дырок из нижайшего надбарьерного состояния в слое ZnSe в основное состояние в слое BeTe им требуется протуннелировать через заметный потенциальный барьер, величина которого, и, следовательно, величина τ_{rel} зависят от плотности пространственно разделённых носителей n . При этом прозрачность барьера, определяемая его высотой и шириной, уменьшается с ростом плотности разделённых зарядов, что должно привести к замедлению темпа туннелирования дырок через барьер. Волновые функции для дырок в нижайшем надбарьерном ($d1$) состоянии и в нижайшем состоянии ($h1$) при низкой и высокой плотностях пространственно разделённых носителей представлены на нижней панели (c) рис. 8.

Формирование барьера для локализованной в слое ZnSe дырки с ростом плотности разделённых носителей в структуре 10/5 нм иллюстрирует рис. 9. При низкой плотности носителей $n = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ валентная зона изогнута слабо. Вероятность нахождения надбарьерной дырки в соседнем слое BeTe (оцениваемая как величина, пропорциональная интегралу $|\Psi_{d1}|^2$ в слое BeTe) существенна. Т.е. велика вероятность релаксации дырки в основное состояние в слое BeTe. При средней плотности носителей $n = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ валентная зона существенно изогнута, вероятность нахождения надбарьерной дырки в слое BeTe сравнительно мала, а значит, релаксация надбарьерной дырки в основное состояние затруднена. При высокой плотности разделённых носителей $n = 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ валентная зона сильно изогнута, вероятность релаксации надбарьерной дырки в слой BeTe пренебрежимо мала. Фактически при данной плотности носителей формируется метастабильное состояние для дырок в слое ZnSe, ограниченное реальным потенциальным барьером.

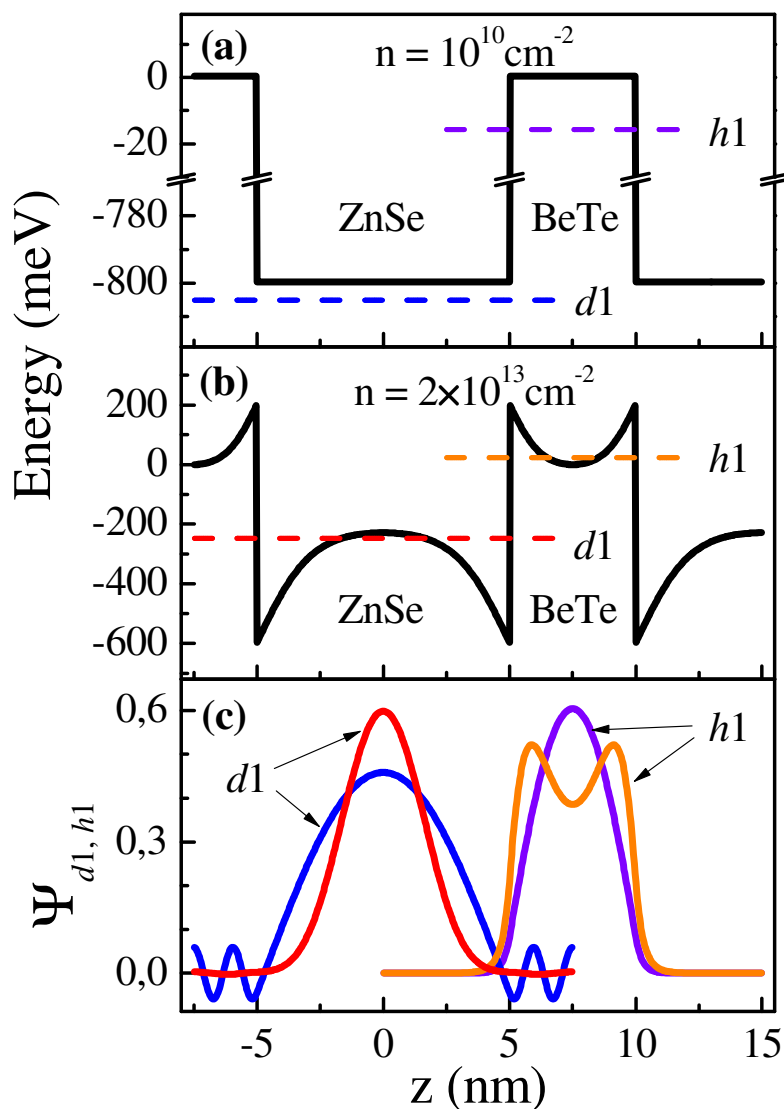


Рис. 8. Расчетные зонная структура и волновые функции надбарьерной дырки и дырки в основном состоянии для структуры 10/5 нм в случае низкой ($n = 10^{10} \text{ см}^{-2}$) и высокой ($n = 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$) концентрации разделённых носителей.

В случае структуры 10/5 нм, максимальное измеренное в эксперименте время жизни дырки в слое ZnSe составляет $\tau \approx 28$ пс при наибольшей накачке, которое отвечает концентрации разделённых носителей $n \approx 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Это время существенно меньше длительности прямого перехода в ZnSe при полном перекрытии волновых функций электрона и дырки в слое ZnSe, составляющей ≈ 40 пс [7]. Следовательно, для структуры 10/5 нм, во всем экспериментальном диапазоне накачек основным каналом, определяющим кинетику дырок в слое ZnSe, является релаксация дырок в слой BeTe. Однако, уже в случае структуры 15/7.5 нм релаксация дырок в слой BeTe не является единственным механизмом, определяющим кинетику надбарьерных дырок, и для адекватного определения времени жизни дырки в слое ZnSe необходимо одновременно учитывать времена τ_{rel} и τ_{rad} .

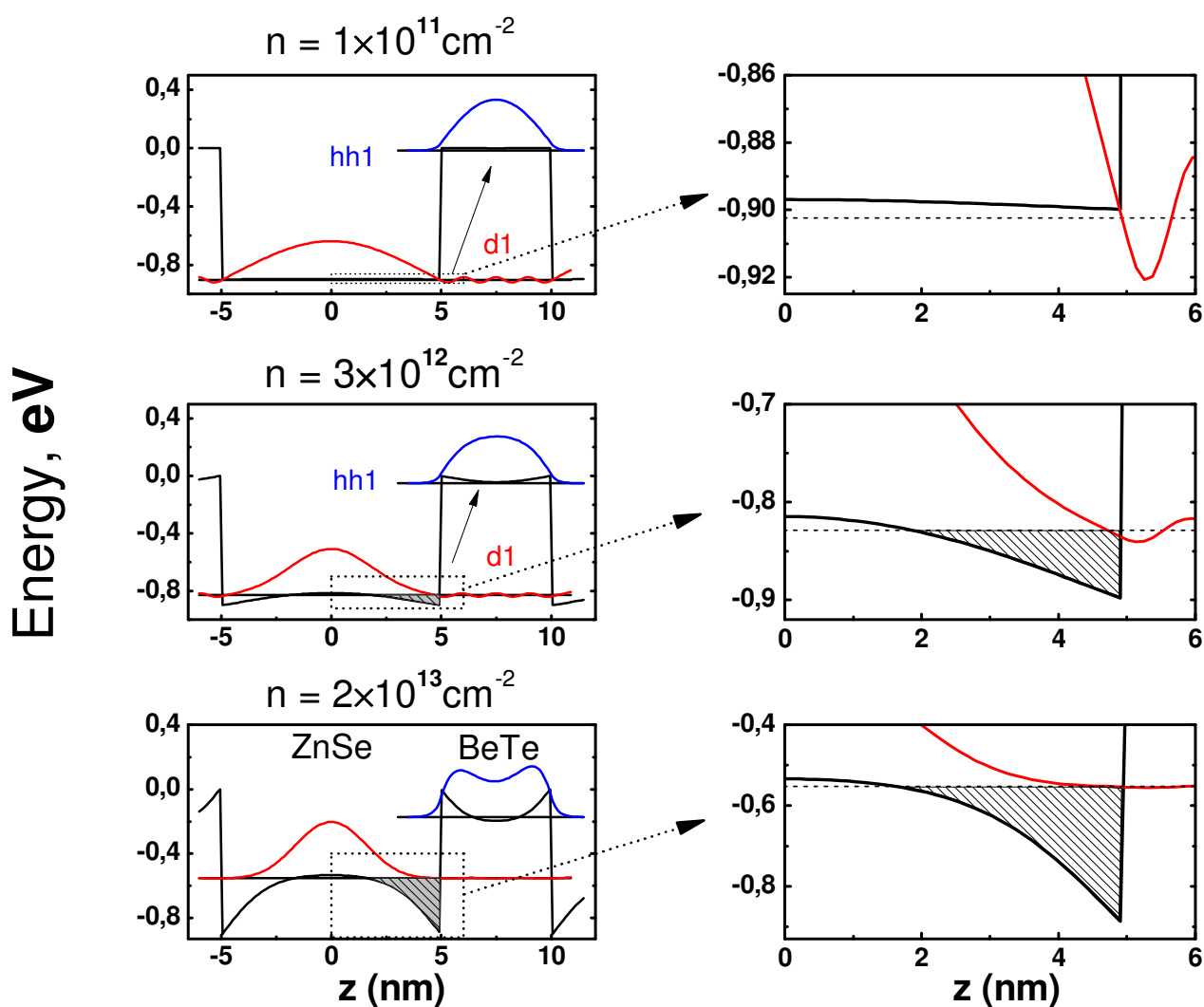


Рис. 9. Расчетное возникновение барьера для локализованных в слое ZnSe дырок при сильном изгибе зон для структуры 10/5 нм.

Удлинение радиационной рекомбинации носителей в слое ZnSe в структурах 15/7.5 нм и 20/10 нм

В отличие от структуры 10/5 нм, в структуре с большей толщиной слоёв 15/7.5 нм формирование метастабильного дырочного состояния в слое ZnSe происходит уже при плотности разделенных носителей $n \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$: так, измеренное время жизни дырки в слое ZnSe составляет $\tau \approx 24$ пс при $n \approx 10^{12} \text{ см}^{-2}$ по сравнению с $\tau \approx 4$ пс в пределе плоских зон. С другой стороны, по данным представленных на рис. 10 расчётов времён τ_{rel} и τ_{rad} , при плотности разделённых носителей $n \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ время релаксации дырок из слоя ZnSe в слой BeTe резко возрастает, существенно превышая длительность радиационной рекомбинации электрона и дырки в слое ZnSe.

Таким образом, в случае высокой плотности разделённых носителей, превышающей $n \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$, процесс релаксации дырки из слоя ZnSe в слой BeTe не реализуется. Таким образом, дальнейшее экспериментально обнаруженное увеличение времени жизни дырки в слое ZnSe до $\tau \approx 80$ пс при плотности разделённых носителей $n \approx 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ не может обуславливаться замедлением релаксации дырок из слоя ZnSe в слой BeTe.

Удлинение времени жизни фотовозбужденной дырки в слое ZnSe при высоких плотностях разделённых носителей связывается в настоящей работе с удлинением времени прямого перехода в слое ZnSe, вызванным уменьшением перекрытия дырки и электрона в слое ZnSe при значительных изгибах зон.

На рис. 11 представлены зонные структуры и волновые функции электрона в основном состоянии и дырки в нижайшем локализованном в слое ZnSe состоянии в случаях низкой и высокой накачек для структуры 20/10 нм.

В случае низкой плотности разделенных носителей $n = 10^9 \text{ см}^{-2}$ (случай плоских зон), перекрытие волновых функций электрона в основном состоянии и дырки в нижайшем надбарьерном состоянии близко к 1. В случае $n = 10^{13} \text{ см}^{-2}$ валентная зона и зона проводимости сильно изогнуты, это приводит к локализации дырки в нижайшем надбарьерном состоянии в центре слоя ZnSe, в то время как волновая функция электрона локализуется вблизи интерфейсов. Это означает существенное уменьшение перекрытия волновых функций электрона и дырки в слое ZnSe при сильном изгибе зон, и как следствие – значительное удлинение времени радиационной рекомбинации электрона и дырки в слое ZnSe.

Изменение кинетики дырки в слое ZnSe в структуре 20/10 нм при увеличении плотности разделённых носителей описывается в тех же терминах, что и в структуре 15/7.5 нм. Время релаксации надбарьерных дырок в пределе плоских зон составляет $\tau \approx 16$ пс, при плотности разделённых носителей $n \approx 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ происходит формирование метастабильного дырочного состояния в слое ZnSe, при этом $\tau \approx 29$ пс. Дальнейшее удлинение времени

жизни дырки в слое ZnSe до $\tau \approx 176$ пс при высокой плотности разделённых носителей $n \approx 4 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ связывается с уменьшением перекрытия волновых функций электрона и дырки в слое ZnSe.

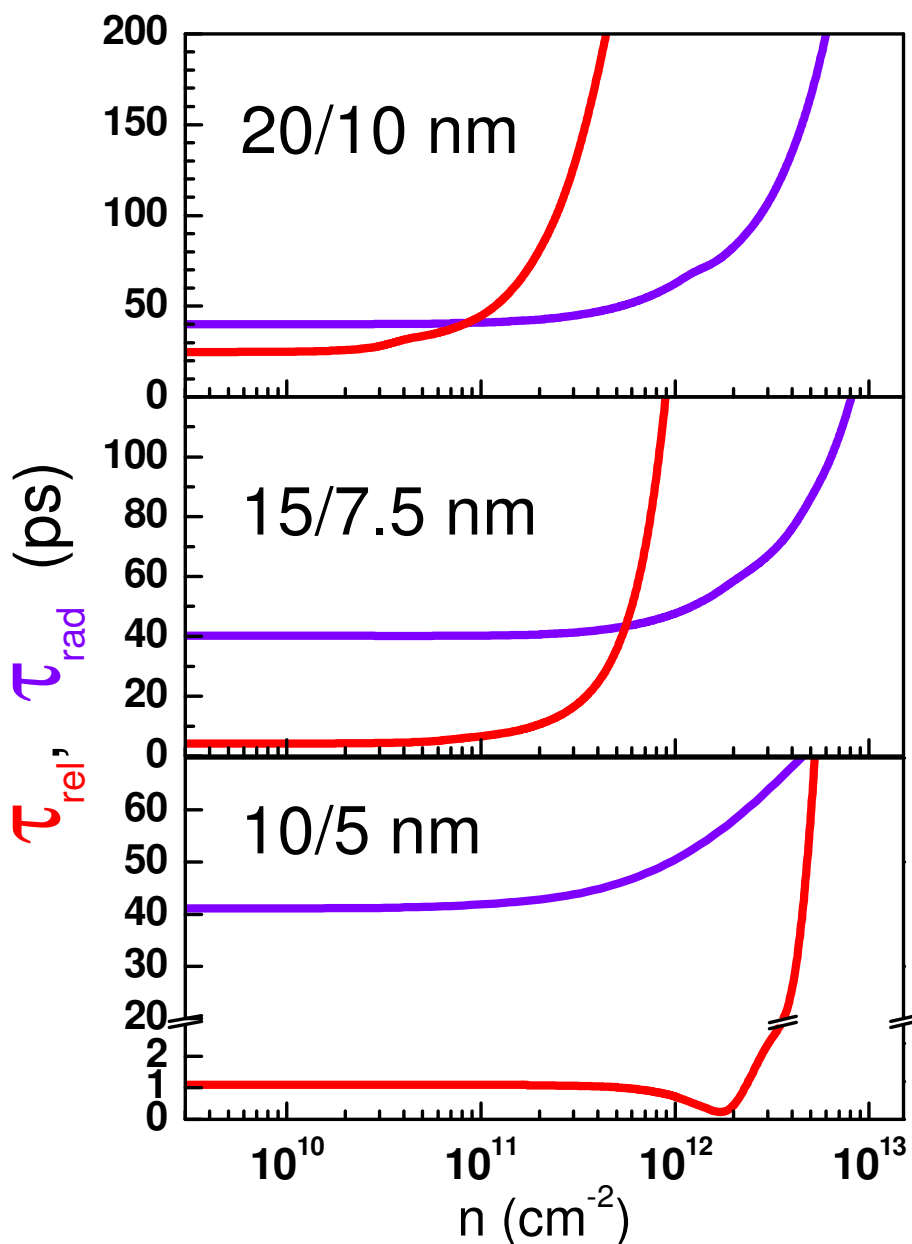


Рис. 10. Расчетные времена τ_{rel} ухода дырки из надбарьерного состояния в слое ZnSe в слой BeTe (обозначено красным цветом) и τ_{rad} излучательной рекомбинации электрона и надбарьерной дырки в слое ZnSe (обозначено синим цветом) для структур 20/10 нм, 15/7.5 нм и 10/5 нм.

Общей закономерностью является то, что с ростом толщины структуры ZnSe/BeTe формирование метастабильного дырочного состояния происходит при меньших значениях плотности разделённых носителей. При этом, в случае высоких накачек для структур ZnSe/BeTe с большей шириной слоев, достигаются большие значения времен радиационной рекомбинации.

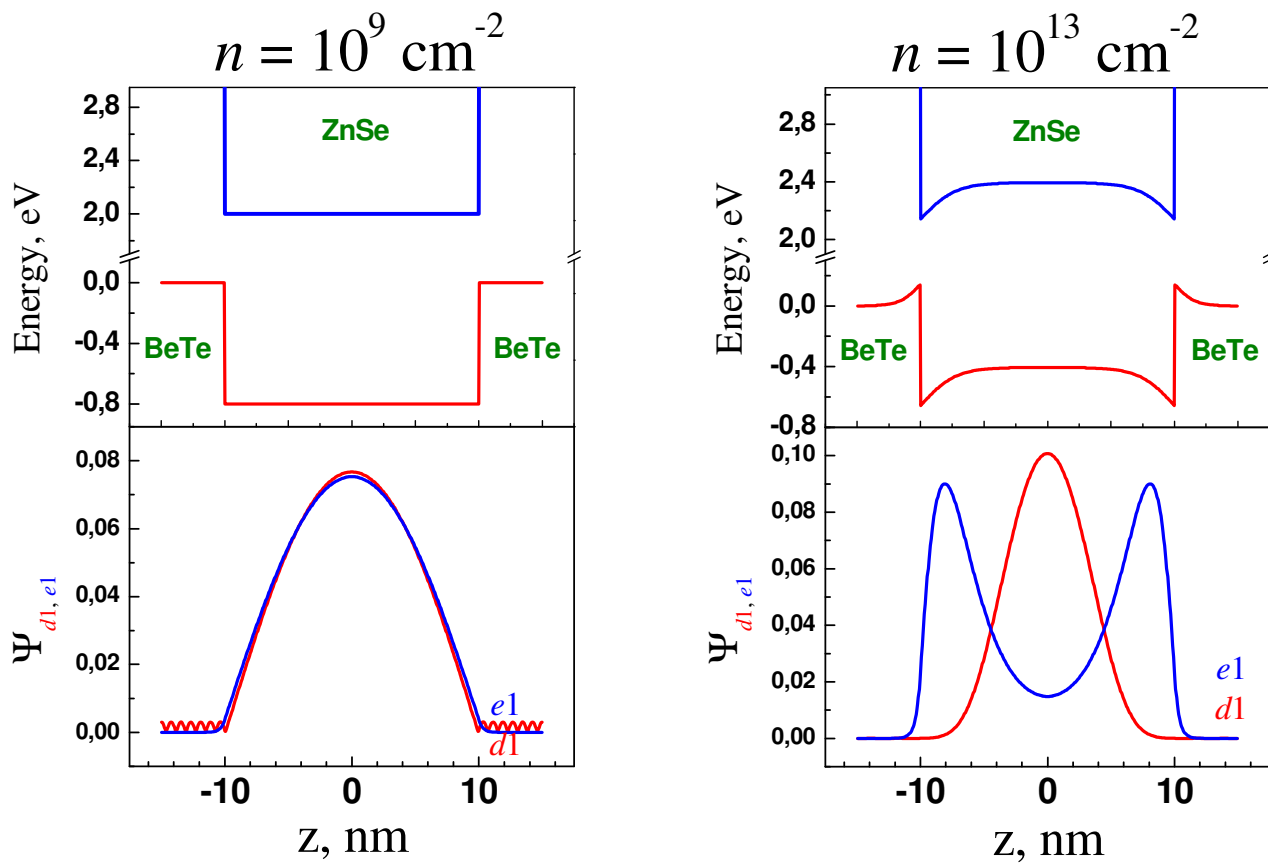


Рис. 11. Расчетные зонная структура и волновые функции надбарьерной дырки и электрона в основном состоянии для структуры 20/10 нм в случае низкой ($n = 10^9 \text{ см}^{-2}$) и высокой ($n = 10^{13} \text{ см}^{-2}$) концентрации разделенных носителей.

ВЫВОДЫ

1. Обнаружено существенное замедление кинетики люминесценции пространственно прямых оптических переходов в гетероструктурах 2-го типа ZnSe/BeTe при высоких уровнях оптической накачки.
2. Показано, что происходит существенное (более чем на порядок) увеличение времени затухания ФЛ прямого перехода.
3. Наблюдаемое увеличение времени затухания ФЛ прямого перехода связывается с превращением надбарьерного уровня для дырки в слое ZnSe в случае плоских зон в ограниченный барьером уровень при большом изгибе зон.
4. При высоких уровнях оптической накачки в структурах с широкими слоями (20/10 нм и 15/7.5 нм) важную роль играет также эффект увеличения радиационного времени, вызванный уменьшением перекрытия волновых функций электронов в основном и дырок в первом надбарьерном состоянии.
5. Экспериментальные данные хорошо согласуются с проведенными численными расчетами.

Список литературы

1. А.А.Максимов, И.И.Тартаковский, Д.Р.Яковлев, М.Байер, А.Вааг. \Пикосекундная релаксация носителей в гетероструктурах 2-го типа ZnSe/BeTe \ Письма в ЖЭТФ **83**, в.4, 173-177 (2006).
2. Radiative and nonradiative recombination in type-II ZnSe/BeTe quantum wells, S.V. Zaitsev, A.A. Maksimov, I.I. Tartakovskii, D.R. Yakovlev, M. Bayer, A. Waag \ Phys. Rev. (b) **76** (2007)
3. A.A.Maksimov, S.V.Zaitsev, I.I.Tartakovskii, V.D.Kulakovskii, D.R.Yakovlev, W.Ossau, M.Keim, G.Reuscher, A.Waag, G.Landwehr. \Kinetics of radiative recombination in strongly excited ZnSe/BeTe superlattices with a type-II band alignment \ Appl. Phys. Lett. **75**, No 9, 1231-1233 (1999)
4. 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. \Гигантский фиолетовый сдвиг фотолюминесценции в сильно возбужденных сверхрешетках второго типа ZnSe/BeTe.\ Письма в ЖЭТФ **66**, 351-356 (1997)
5. 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, \Kinetics of Radiative Recombination in Strongly Excited ZnSe/BeTe Superlattices.\ Phys. Stat. Sol. (b) **221**, No 1, 523-527 (2000).
6. А.А. Максимов, С.В. Зайцев, Е.В. Филатов, А.В. Ларионов, И.И. Тартаковский, Д.Р. Яковлев, А. Вааг. \ Формирование метастабильных надбарьерных дырочных состояний в гетероструктурах 2-го типа ZnSe/BeTe при высокой плотности оптического возбуждения. \ Письма в ЖЭТФ **88**, 587-591 (2008)
7. D.R. Yakovlev, J. Puls, G.V. Mikhailov et al. \ Charged Exciton Dynamics in ZnSe/ZnMgSSe QWs \ Phys. Stat. Sol (a) **178**, 501 (2000)