

# ДОЛГОЖИВУЩИЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯРОНЫ В СВЕРХРЕШЕТКАХ ВТОРОГО ТИПА $ZnMnSe/ZnSSe$

*А. А. Максимов<sup>a\*</sup>, А. В. Пашков<sup>a</sup>, А. С. Бричкин<sup>a</sup>, В. Д. Кулаковский<sup>a</sup>,  
И. И. Тартаковский<sup>a</sup>, А. А. Торопов<sup>b</sup>, С. В. Иванов<sup>b</sup>*

<sup>a</sup> *Институт физики твердого тела Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

<sup>b</sup> *Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе  
194021, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 19 ноября 2007 г.

Подробно изучена кинетика и поляризованные спектры низкотемпературной фотолюминесценции полумангнитных полупроводниковых сверхрешеток второго типа на основе  $ZnMnSe/ZnSSe$ . Определены процессы, ответственные за формирование короткоживущих (около 1 нс) и долгоживущих (больше 10 нс) локализованных экситонных магнитных поляронов в исследуемых гетероструктурах, и установлен относительный вклад магнитной и немагнитной локализации тяжелых дырок, приводящей к образованию таких поляронов. Построена феноменологическая модель, учитывающая распределение ловушек для носителей по глубине залегания и использующая параметры магнитного полярона, определенные для квантовых ям  $ZnMnSe$ . Показано, что в рамках данной модели находят свое последовательное и количественное описание все наблюдаемые спектральные, временные и температурные особенности поведения магнитофотолюминесценции.

PACS: 75.50.Pp, 78.55.Et, 78.67.De, 78.47.-p, 85.75.-d

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Последние годы характеризуются повышенным интересом к новой интенсивно развивающейся исследовательской области, названной спинтроникой. Был предложен целый ряд революционных идей функционирования приборов, элементов и устройств, действие которых основано на использовании комбинации заряда носителей тока и их спина [1–4]. Полумангнитные полупроводники являются особым классом материалов с уникальным сочетанием полупроводниковых и магнитных свойств. Это определяется тем, что сильное  $sp-d$ -обменное взаимодействие между носителями заряда (электронами и дырками) и локализованными спинами магнитных ионов в полумангнитных полупроводниках приводит к таким магнитооптическим явлениям, как гигантское зеемановское расщепление энерге-

тических состояний носителей в валентной зоне и зоне проводимости, сильное фарадеевское вращение плоскости поляризации света, образование экситонных магнитных поляронов (ЭМП) — областей с сильно скоррелированным расположением спинов носителей и магнитных ионов — и других явлений [5–7]. Благодаря широким возможностям для манипулирования электронными и магнитными свойствами на стадии изготовления полумангнитной полупроводниковой гетероструктуры являются чрезвычайно перспективными кандидатами для того, чтобы стать основой для создания приборов в области спинтроники.

Любой прибор для спинтроники неизбежно предполагает создание спин-поляризованных носителей тока, управление их свойствами (манипулирование спинами), а также сохранение определенного спинового состояния в течение достаточно продолжительного промежутка времени. Следовательно, необ-

\*E-mail: maksimov@issp.ac.ru

ходимое условие для успешного применения различных полумагнитных полупроводниковых гетероструктур в спинтронике — точные фундаментальные знания их динамических физических свойств. В частности, важны знания о процессах релаксации, о роли магнитной и немагнитной локализации носителей в наноструктурах на основе полумагнитных полупроводников.

В настоящее время заметно возрос интерес к полупроводниковым полумагнитным соединениям группы  $A_2B_6$ , и особенно к наноструктурам на их основе. Наши исследования посвящены подробному изучению кинетики и поляризованных спектров низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) в сверхрешетках второго типа  $Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnS_ySe_{1-y}$ . Основное внимание уделялось процессам, ответственным за формирование связанных экситонных магнитных поляронов в исследуемых гетероструктурах. Выяснялся относительный вклад магнитной и немагнитной локализации тяжелых дырок, приводящей к образованию ЭМП.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Образцы  $Zn_{0.9}Mn_{0.1}Se/ZnS_{0.16}Se_{0.84}$  (18 нм/8 нм) и  $Zn_{0.84}Mn_{0.16}Se/ZnS_{0.16}Se_{0.84}$  (19 нм/8 нм) были выращены на буферном слое GaAs методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Сверхрешетки содержали 10 периодов и были помещены между двумя толстыми слоями ZnMgSSe с постоянной решетки, согласованной с GaAs. Анализ структуры зон, выполненный в работе [8], показал, что образцы представляют собой квантовые ямы второго типа, где электроны ограничены в слоях ZnSSe, а тяжелые

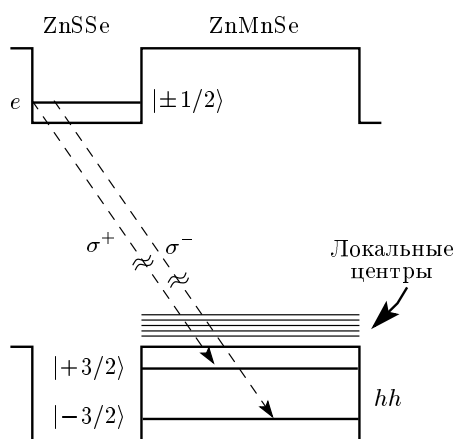


Рис. 1. Схема оптических переходов ФЛ в гетероструктурах второго типа  $Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnS_ySe_{1-y}$

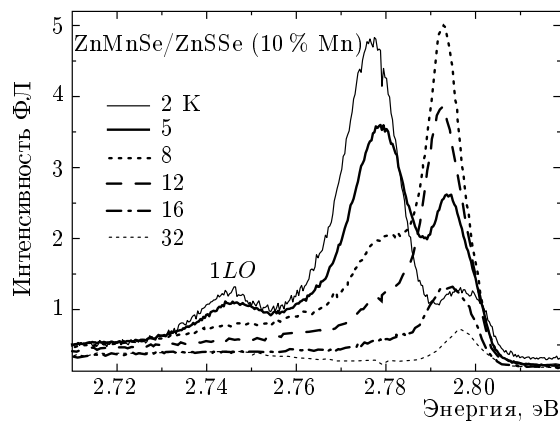
дырки — в слоях ZnMnSe (см. рис. 1). Стрелками на рис. 1 показаны пространственно-непрямые экситонные переходы при приложенном магнитном поле в геометрии Фарадея. Оценки величины разрывов зоны проводимости на интерфейсах дают значения около 60–80 мэВ, а для зоны тяжелых дырок разрывы составляют около 90–120 мэВ. Перекрытие электронных волновых функций с волновыми функциями тяжелых дырок, ограниченных в слоях ZnMnSe, в исследованных образцах оказывается существенным. Этим определяется относительно большая сила осциллятора экситона, несмотря на то что соответствующие переходы в структуре второго типа являются пространственно-непрямыми. Достаточно большая сила осциллятора обуславливает, с одной стороны, возможность наблюдения экситонного пика в спектре коэффициента поглощения, а с другой стороны — относительно быстрые времена рекомбинации. Типичные значения времен рекомбинации для различных полос, наблюдаемых в спектрах ФЛ, изменялись примерно от 150 пс до нескольких единиц и даже десятков наносекунд. Полосы ФЛ, отвечающие излучательной рекомбинации магнитного полярона, как раз обладают длинными временами свечения, что позволяет надеяться на формирование ЭМП и исследование его свойств в квазиравновесных условиях.

Возбуждение ФЛ осуществлялось как непрерывным (He–Cd-лазер,  $\lambda = 325$  нм), так и импульсными лазерами (второй гармоникой лазера на Ti–Sp, работающего в режиме синхронизации мод, с длительностью импульса  $\Delta\tau \approx 80$  фс и частотой повторений 75 МГц; либо третьей гармоникой YAG-лазера с  $\Delta\tau \approx 7$  нс,  $\lambda = 355$  нм и частотой повторений до 10 кГц) с различной длительностью импульсов и при различных уровнях оптической накачки. Образцы помещались в криостат со сверхпроводящим соленоидом, что позволяло изучать фотолюминесценцию во внешних магнитных полях до  $B = 10$  Тл и при температурах  $T = 2\text{--}30$  К.

Спектрально-временные измерения ФЛ осуществлялись с помощью спектрометра, оснащенного либо CCD-детектором с высокой чувствительностью и временным разрешением около 2 нс, либо камерой Hamamatsu (с временным разрешением примерно до 2 пс).

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

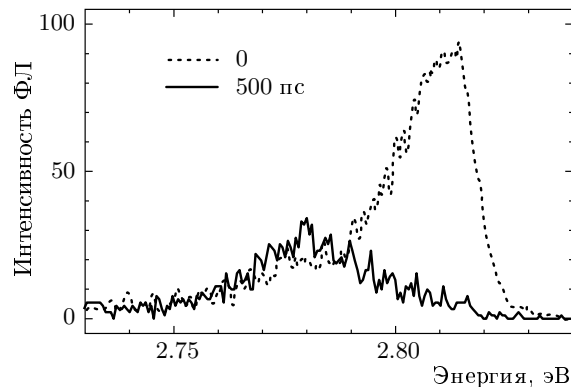
В образцах с квантовыми ямами  $Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnS_ySe_{1-y}$ , где содержание мар-



**Рис. 2.** Спектры ФЛ образца  $Zn_{0.9}Mn_{0.1}Se/ZnS_{0.16}Se_{0.84}$  при различных температурах. Возбуждение непрерывным He–Cd-лазером,  $\lambda = 325$  нм,  $B = 0$

ганца в  $Zn_{1-x}Mn_xSe$  превышает 3–4 %, при нулевом магнитном поле в спектрах экситонной ФЛ вблизи края поглощения систематически наблюдаются два пика. С включением магнитного поля оба пика ФЛ во всех образцах становятся практически полностью  $\sigma^+$ -поляризованными и сдвигаются в сторону меньших энергий, демонстрируя эффект гигантского зеемановского расщепления экситонных уровней. В спектрах  $\sigma^-$ -поляризованной ФЛ можно также заметить слабый пик, соответствующий излучению верхней отщепленной спиновой подзоны. Энергия этого пика увеличивается с ростом магнитного поля. Величины сдвигов для двух  $\sigma^+$ -поляризованных пиков оказываются разными — нижний по энергии пик сдвигается медленнее, так что начиная с определенных магнитных полей  $B \sim 1\text{--}3$  Тл, оба пика сливаются в один. В работе [9] были высказаны соображения, по которым верхний по энергии пик объяснялся излучением экситонов, локализованных, в основном, немагнитным образом, тогда как поведение нижнего пика связывалось с формированием ЭМП. Следует отметить, однако, что не все экспериментально наблюдаемые свойства этих полос ФЛ удается последовательно описать в схеме их интерпретации, предложенной в работе [9].

На рис. 2 представлены спектры люминесценции образца  $Zn_{0.9}Mn_{0.1}Se/ZnS_{0.16}Se_{0.84}$ , полученные при возбуждении полосой  $\lambda = 325$  нм непрерывного He–Cd-лазера при различных температурах. При низкой температуре полоса излучательной рекомбинации ЭМП вблизи энергии  $\hbar\omega_1 \approx 2.78$  эВ имеет интенсивность значительно выше, чем экситонная полоса с энергией  $\hbar\omega_2 \approx 2.80$  эВ. Видно, что повы-



**Рис. 3.** Спектры ФЛ образца  $Zn_{0.9}Mn_{0.1}Se/ZnS_{0.16}Se_{0.84}$  в различные моменты времени после возбуждения коротким лазерным импульсом около 80 фс,  $T = 1.7$  К,  $B = 0$

шение температуры приводит к быстрому уменьшению интенсивности полосы с энергией около 2.78 эВ. С одной стороны, это отвечает ожидаемому температурному разрушению поляронного состояния. Однако, с другой стороны, заметный сдвиг данной полосы в сторону больших энергий при этом не наблюдается, как должно быть в случае разрушения ЭМП [10] в силу уменьшения энергии связи магнитного полярона. Поэтому для последовательного объяснения температурного поведения спектральной полосы вблизи энергии  $\hbar\omega_1 \approx 2.78$  эВ необходимо наряду с процессами температурного разрушения ЭМП учитывать также процессы локализации неравновесных носителей немагнитного происхождения.

На рис. 3 представлены спектры ФЛ, полученные при измерениях с высоким временным разрешением при различных временных задержках относительно возбуждающего лазерного импульса. В этих исследованиях для возбуждения ФЛ использовалась вторая гармоника лазера на Ti–Sp с субпикосекундной длительностью импульсов и периодом между импульсами около 13 нс.

Обе обсуждаемые полосы с энергией  $\hbar\omega_1 \approx 2.78$  эВ и  $\hbar\omega_2 \approx 2.81$  эВ одновременно наблюдаются в спектрах ФЛ и при таком способе возбуждения. При этом экситонная полоса с энергией  $\hbar\omega_2$  доминирует в спектрах времяразрешенной люминесценции в начальные моменты времени после возбуждения лазерным импульсом. Затухание интенсивности этой полосы происходит с характерным временем порядка 150 пс и сопровождается слабым сдвигом вниз по энергии на величину 3–4 мэВ. Полоса с энергией  $\hbar\omega_1$ , происхождение которой связывается с

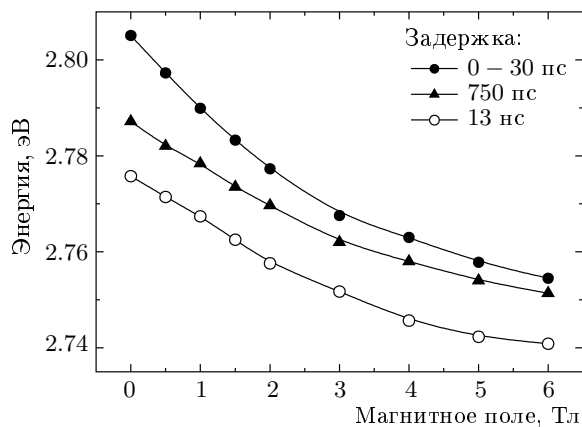


Рис. 4. Зависимость от магнитного поля позиции полосы, доминирующей в спектре ФЛ при различных временных задержках. Возбуждение второй гармоникой лазера на Ti-Sr с длительностью импульса 80 фс,  $T = 1.7$  К

излучательной рекомбинацией ЭМП, начинает полностью доминировать в спектрах ФЛ при временных задержках не менее 500 пс. Характерное время затухания интенсивности этой полосы имеет явно неэкспоненциальную зависимость и изменяется от долей наносекунды до десятка наносекунд.

На рис. 4 показаны зависимости позиции полосы, доминирующей в указанный момент времени (при различных задержках после возбуждающего лазерного импульса) в спектре ФЛ от магнитного поля при температуре  $T = 1.7$  К. Учитывая результаты, представленные на рис. 3, данные, полученные в самые первые моменты времени (задержка от 0 до 30 пс), относятся к экситонной полосе, а остальные (при задержках около 0.75 нс и 13 нс) отвечают полосе излучения ЭМП. Отметим, что при всех значениях магнитного поля увеличение времени задержки, вплоть до максимально возможных в этих измерениях (около 13 нс), приводит к постепенному уменьшению энергии излучения полосы ЭМП на величину около 10 мэВ, чему и соответствует наличие спектрального сдвига для двух нижних кривых при  $B = 0$  на рис. 4. Экситонная полоса по мере увеличения внешнего магнитного поля сдвигается в красную сторону, что связано с эффектом гигантского зеемановского расщепления энергетических состояний носителей в полумангнитных полупроводниковых материалах [5]. Характер сдвига более низкоэнергетической полосы имеет вид, типичный для полос излучения ЭМП, а именно, ее сдвиг с полем несколько меньше по величине, чем у экситонной по-

лосы. Это естественно связать с наличием внутреннего эффективного магнитного поля внутри области локализации полярона. Как известно, в полумангнитных полупроводниках зависимость спектральной позиции полосы ФЛ экситона от магнитного поля в геометрии Фарадея и температуры определяется модифицированной функцией Бриллюэна [10]:

$$E(B) = E_{ex} - \frac{1}{2}(\alpha_e - \alpha_h)N_0xS_0(x) \times \text{Br}_{5/2} \left( \frac{5\mu_B g_{Mn}(B + B_{mp})}{2k_B(T + T_0(x))} \right), \quad (1)$$

где  $E_{ex}$  — энергия экситона в нулевом магнитном поле,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $g_{Mn} = 2 - g$ -фактор  $Mn^{2+}$ ,  $B_{mp}$  — эффективное поле магнитного полярона,  $N_0\alpha_e \approx 260$  мэВ и  $N_0\alpha_h \approx -1310$  мэВ — параметры обменного взаимодействия электронов и дырок с ионами  $Mn^{2+}$  для ZnMnSe [11].

Значения феноменологических параметров эффективного спина  $S_0$  ( $S_0 \leq 5/2$ ) и эффективной температуры  $T_0$  ( $T_0 \geq 0$ ) определяются магнитометрическими и/или магнитооптическими методами и зависят от концентрации магнитных ионов  $x$ . Эти параметры позволяют учесть эффект антиферромагнитного взаимодействия соседних магнитных ионов, которое, в свою очередь, играет определяющую роль в динамических процессах и магнитном упорядочивании спиновой системы ионов  $Mn^{2+}$  [12]. Позиция полосы ФЛ ЭМП в магнитном поле определяется формулой (1), включающей в себя дополнительно внутреннее эффективное поле магнитного полярона  $B_{mp} \neq 0$ . Из данных, представленных на рис. 4, можно оценить величину этого поля магнитного полярона как  $B_{mp} \approx 1.3$  Тл. Действительно, при сдвиге кривой, полученной при задержке 750 пс, на такую величину  $B_{mp}$  получаем хорошее совпадение позиции линии ЭМП с позицией экситонной полосы, измеренной при задержках 0–30 пс. Однако подобного соответствия зависимости спектральной позиции данной полосы ФЛ от магнитного поля на временных задержках, превышающих 1 нс после возбуждающего импульса (например, нижняя кривая на рис. 4), уже не удается получить с помощью одного только сдвига вдоль оси магнитного поля. Для описания поведения полосы на больших временах задержки, как будет показано ниже, необходимо также учитывать и кинетику локализации носителей немагнитной природы.

Для того чтобы более детально изучить природу полос ФЛ, обладающих длинной кинетикой излучения, а также глубже понять роль различных процессов локализации носителей в формирова-

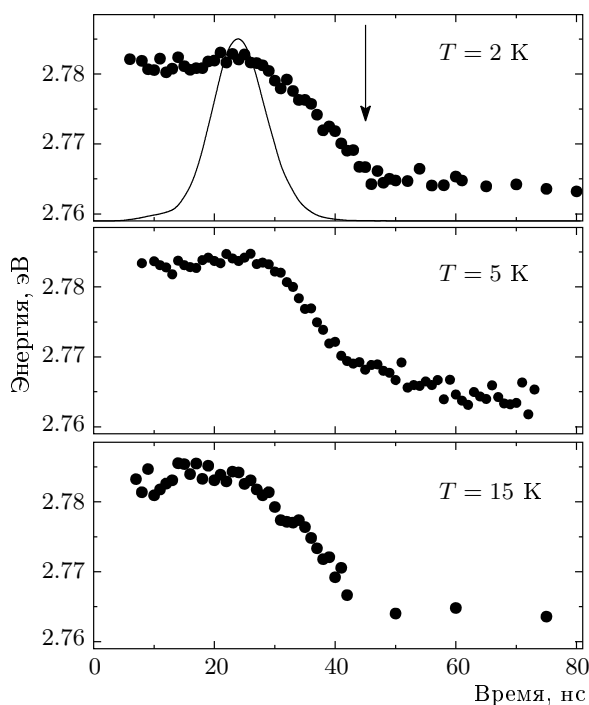


Рис. 5. Временные зависимости позиции максимума полосы излучения ЭМП при температурах  $T = 2, 5, 15$  К. На верхней панели сплошной кривой показана форма импульса возбуждающего лазера

нии этого излучения в сверхрешетках второго типа  $Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnS_ySe_{1-y}$ , нами в эксперименте для генерации фотовозбужденных носителей использовались лазерные импульсы наносекундной длительности (третья гармоника излучения YAG-лазера). Разрешенные по времени спектры ФЛ детектировались с помощью чувствительной ССD-камеры с затвором, что позволяло регистрировать спектры ФЛ с временным разрешением примерно до 2 нс и большими задержками после импульса возбуждающего лазера.

В условиях данного эксперимента форма импульса свечения экситонной полосы практически совпала с формой лазерного импульса. Интенсивность свечения полосы ЭМП имела заметную величину и после окончания действия возбуждающего лазера. При этом ее кинетика не описывается простой экспоненциальной зависимостью, так что свечение наблюдалось на временах вплоть до нескольких сотен наносекунд после действия лазерного импульса.

При исследованиях разрешенных по времени спектров ФЛ было обнаружено, что спектральная позиция линии излучения ЭМП остается практически постоянной во время действия импульса на-

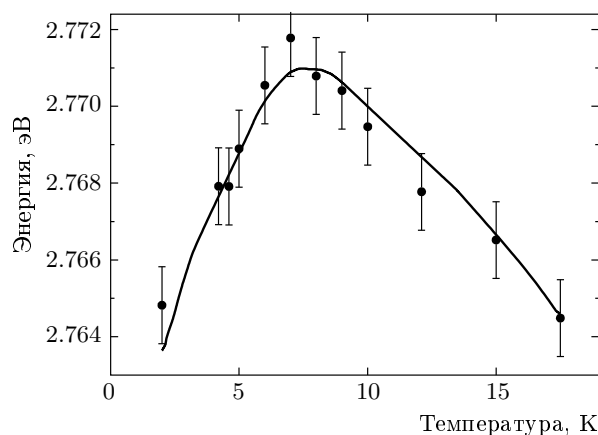


Рис. 6. Температурная зависимость положения линии излучения ЭМП при временных задержках около 20 нс после максимума лазерного импульса (отмечено стрелкой на рис. 5). Сплошная кривая — расчет по феноменологической модели (см. текст)

качки. Затем, в течение нескольких наносекунд после окончания возбуждения происходит значительный красный сдвиг на величину порядка 20 мэВ. На рис. 5 представлены временные зависимости позиции максимума полосы излучения ЭМП при трех различных температурах. Видно, что поведение спектрального сдвига полосы ЭМП от времени задержки сохраняется и при относительно высоких температурах, при которых уже имеет место разрушение поляронного состояния. Это позволяет сделать вывод о наличии процессов локализации носителей немагнитной природы, которые, в частности, определяют кинетику спектрального положения линии излучения после окончания импульса накачки.

На рис. 6 точками представлены данные температурной зависимости положения линии излучения ЭМП, измеренной при временах задержки около 20 нс после импульса лазера (отмечено стрелкой на рис. 5). В этом эксперименте, в отличие от экспериментов с непрерывным лазерным возбуждением (рис. 2), удается в температурном интервале от 2 примерно до 7 К наблюдать «классическое» поведение полосы излучения ЭМП — сдвиг в сторону высоких энергий с повышением температуры, что естественно связать с постепенным разрушением поляронного состояния и уменьшением его энергии связи. Однако при дальнейшем повышении температуры фиолетовый сдвиг сменяется достаточно резким сдвигом полосы в сторону меньших энергий. Такой большой сдвиг в красную сторону не мо-

жет быть объяснен эффектом уменьшения величины запрещенной зоны, который пренебрежимо мал в рассматриваемом температурном диапазоне, и является, тем самым, дополнительным аргументом в пользу необходимости учета процессов локализации носителей немагнитной природы в изучаемых наноструктурах.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Заметное влияние магнитной локализации в исследуемых структурах могут испытывать лишь тяжелые дырки, локализованные в слое ZnMnSe. Сильное обменное взаимодействие дырок с ионами  $Mn^{2+}$  может приводить к образованию магнитного полярона с большой энергией связи. Электроны, в силу значительно меньшего проникновения в слой, содержащий магнитные ионы, и в пять раз меньшей, по сравнению с дырками, константы обменного взаимодействия испытывают лишь слабое влияние магнитной локализации.

С другой стороны, оба типа носителей могут быть захвачены на ловушки, не связанные с магнитной примесью, и имеющие различные уровни залегания. Повышение температуры будет вызывать, в первую очередь, высвобождение носителей из ловушек с наименьшей глубиной залегания и приводить, тем самым, к их спектральной диффузии на более глубокие центры. При этом, естественно, должен возникнуть сдвиг полос излучения, связанных с этими носителями, в красную сторону.

Конкуренция данного механизма с механизмом разрушения магнитного полярона может объяснить практически полное отсутствие спектрального сдвига полосы ЭМП при повышении температуры в экспериментах с непрерывным фотовозбуждением. При импульсном возбуждении, на временной задержке порядка нескольких десятков наносекунд, когда основную роль уже играют носители, локализованные на достаточно глубоких ловушках, в области температур от 2 до 7 К удастся наблюдать процесс разрушения магнитного полярона: «классическое» поведение полосы излучения ЭМП — сдвиг в сторону высоких энергий с повышением температуры (рис. 6).

С целью проверки данных предположений нами была построена простая феноменологическая модель, учитывающая распределение ловушек для носителей по глубине залегания и использующая параметры магнитного полярона, полученные из эксперимента для исследуемых квантовых ям ZnMnSe.

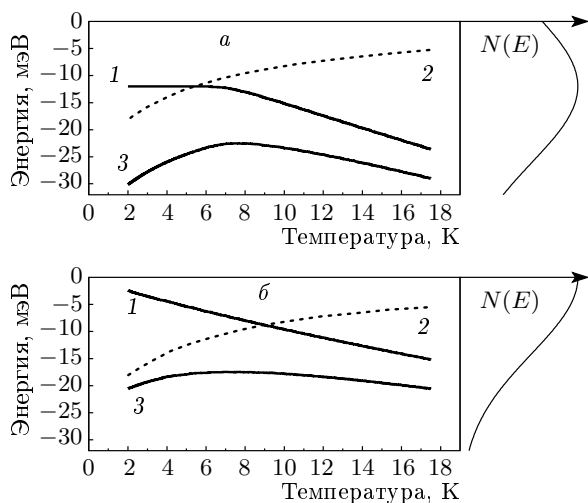
#### 5. МОДЕЛЬНЫЕ РАСЧЕТЫ

Расчеты спектрального состава магнитофотолюминесценции проводились в предположении, что функция распределения ловушек для носителей по глубине залегания имеет вид

$$N = N_0 \exp\left(-\frac{(E - E_0)^2}{\Delta E^2}\right), \quad (2)$$

где энергия  $E$  отсчитывается от дна зоны,  $E_0$  определяет максимум распределения, а  $\Delta E$  — его ширину. В модельных расчетах мы использовали типичные значения времен радиационного излучения для пространственно-прямых и непрямых оптических переходов. Время термической дезактивации носителей из ловушки с глубиной залегания  $E$  считалось пропорциональным величине  $\exp(E/k_B T)$ , использовались также параметры, определяющие энергию связи магнитного полярона (см. формулу (1)), характерные для квантовых ям ZnMnSe. Так, для образца с концентрацией магнитной примеси марганца  $x \approx 10\%$ ,  $S_0 \approx 0.9$ ,  $T_0 \approx 4$  К, а величина эффективного магнитного поля полярона, согласно данным рис. 4, составляла  $B_{mp} \approx 1.3$  Тл.

Были проведены расчеты зависимости спектральной позиции максимума результирующей полосы излучения ЭМП (с учетом разрушения связанного ЭМП с ростом температуры) и излучательной рекомбинации на немагнитных центрах от температуры при различных значениях параметров  $E_0$  и  $\Delta E$ . На основании данных расчетов было установлено, что для удовлетворения всех наблюдаемых свойств магнитофотолюминесценции (ее температурной зависимости и спектрально-временных особенностей) необходимо наличие двух различных распределений ловушек для дырок. Эти распределения различаются как по функции распределения ловушек по глубине залегания по энергии, так и по времени их жизни относительно процессов излучательной рекомбинации. Предположение о наличии двух типов центров рекомбинационного излучения с различными временами жизни (короткоживущих с временами жизни около 1 нс и долгоживущих с временами жизни более 10 нс) и различными функциями распределения представляется вполне разумным, если учесть, что центры локализации дырок пространственно могут находиться как вблизи интерфейса, так и непосредственно в самой квантовой яме в слое ZnMnSe. Распределение центров локализации дырок по глубине залегания в области интерфейса определяется флуктуациями потенциала, тогда как в глубине квантовой ямы центры являются акцепторами в слое ZnMnSe и, соответственно, функции

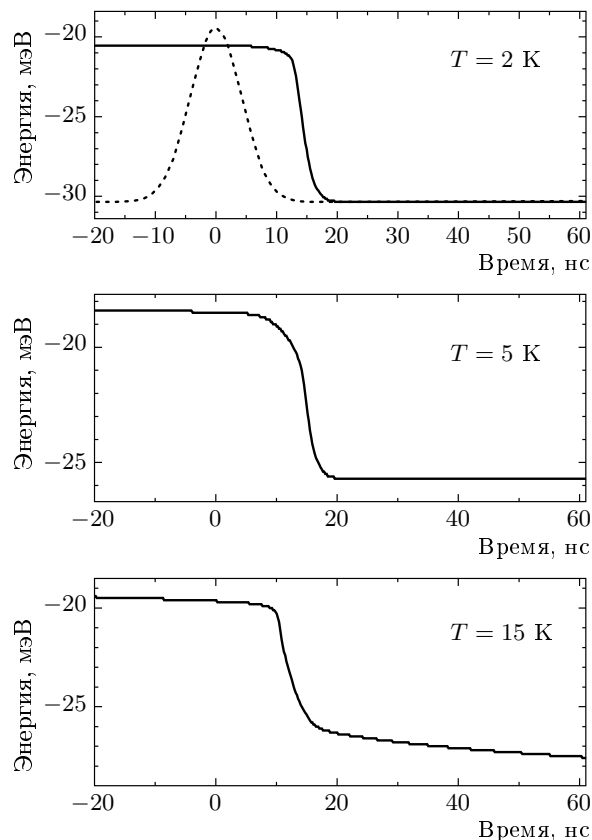


**Рис. 7.** Результаты модельных расчетов для температурной зависимости спектрального положения линии излучательной рекомбинации на немагнитных центрах без учета поляронного эффекта (1), энергии связи ЭМП (2), положения максимума полосы результирующего излучения (3) (излучения ЭМП, локализованного на немагнитных центрах). Справа показаны функции распределения центров локализации дырок по глубине залегания: *a* — в слое ZnMnSe, *б* — на интерфейсе

распределения для центров двух типов могут существенно различаться.

Кроме того, в гетероструктурах второго типа для центров, расположенных либо на интерфейсе, либо в глубине слоя ZnMnSe, существенно различаются и времена жизни относительно процессов излучательной рекомбинации в силу различного перекрытия волновых функций дырок, локализованных на центрах, и электронов в слое ZnSSe. Очевидно, что при этом времена жизни центров на интерфейсе должны быть меньше, чем времена жизни центров локализации в слое ZnMnSe, удаленных от слоя ZnSSe.

На рис. 7 показаны расчетные температурные зависимости положения максимума полосы излучения для немагнитных центров (кривые 1), изменения энергии связи магнитного полярона (кривые 2) и положения результирующей полосы излучения ЭМП (кривые 3). Расчеты выполнены для двух различных распределений ловушек по энергии, показанных на боковых панелях рис. 7, различающихся, кроме того, временем рекомбинации  $\tau_r$ . Параметры, при которых проводились расчеты, составляли  $E_0 = 12$  мэВ,  $\tau_r = 20$  нс для рис. 7*a*,  $E_0 = 0$ ,  $\tau_r = 1$  нс для рис. 7*б*, ширина распределения в обо-



**Рис. 8.** Результаты модельных расчетов временной зависимости позиции максимума полосы излучения ЭМП при температурах  $T = 2, 5, 15$  К. Точечная кривая на верхней панели — форма импульса возбуждающего лазера

их случаях принималась равной  $\Delta E = 20$  мэВ. Видно, что результаты расчета с выбранными для долгоживущих центров параметрами (представленные также сплошной кривой на рис. 6) хорошо объясняют экспериментальную немонотонную зависимость спектрального положения полосы излучения ЭМП, измеренную на больших временах задержек. Кроме того, расчет для короткоживущих центров, как видно на рис. 7*б*, хорошо объясняет экспериментальное наблюдение слабой зависимости положения полосы ЭМП от температуры при возбуждении непрерывным лазером (рис. 2) и во время действия импульсного лазера, т. е. как раз в ситуациях, когда основной вклад в спектр излучения дают короткоживущие излучательные центры.

На рис. 8 представлены расчетные зависимости положения полосы излучения ЭМП от времени при возбуждении импульсным лазером наносекундной длительности для трех различных температур. В расчетах учитывались два различных распределе-

ния для ловушек носителей с параметрами, приведенными выше. Видно, что это позволяет, по меньшей мере, качественно описать наблюдаемые в эксперименте зависимости (рис. 5).

Таким образом, показано, что даже в результате проведенных расчетов с использованием простых модельных функций распределения ловушек по глубине залегания, приведенных на рис. 7, получается вполне хорошее количественное согласие всех расчетных спектральных, температурных и временных особенностей поведения магнитофотолуминесценции с ее характеристиками, наблюдаемыми в эксперименте (рис. 2–6).

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании сопоставления результатов расчетов в рамках рассмотренной выше модели с экспериментальными данными уточненная интерпретация основных полос ФЛ в квантовых ямах  $Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnS_ySe_{1-y}$  выглядит следующим образом. Полоса ФЛ с наибольшей энергией отвечает излучательной рекомбинации свободных электронов и дырок. Она характеризуется очень коротким временем свечения и отсутствием влияния магнитной локализации. Полоса ФЛ с меньшей энергией во время действия импульса фотовозбуждения наносекундной длительности отвечает рекомбинации свободных электронов и локализованных дырок. Поскольку роль магнитной локализации в формировании этой полосы велика, она может быть названа полосой излучения локального экситонного магнитного полярона. После окончания действия импульса фотовозбуждения на временных задержках более 5 нс полоса связанного ЭМП определяется рекомбинацией глубоко связанных локализованных дырок (на долгоживущих центрах локализации в слое  $ZnMnSe$ ) и электронов в слое  $ZnSSe$ , чем и объясняются ее резкий красный сдвиг в спектральном положении после окончания действия лазерного импульса и долгая неэкспоненциальная кинетика свечения.

С ростом температуры происходит разрушение магнитного поляронного состояния. Уменьшение энергии связи магнитного полярона должно приводить к фиолетовому сдвигу максимума полосы ЭМП. С другой стороны, с увеличением температуры происходит спектральная диффузия носителей на более глубокие центры захвата, что вызывает красный сдвиг полосы излучения. Этими двумя механизмами и определяются температурные особенности поведения полосы излучения локализованного

на ловушках ЭМП в исследованных гетероструктурах.

Таким образом, в результате проведенных исследований было изучено влияние короткоживущих (около 1 нс) и долгоживущих (более 10 нс) связанных на локализованных тяжелых дырках магнитных поляронов на формирование спектрально-временных особенностей и температурное поведение магнитофотолуминесценции в сверхрешетках второго типа на основе  $ZnMnSe/ZnSSe$ . Показано, что все наблюдаемые в эксперименте особенности определяются конкуренцией магнитной локализации (образование магнитного полярона) тяжелых дырок в слое  $ZnMnSe$  и спектральной диффузией носителей по ловушкам с различной глубиной залегания. Построенная феноменологическая модель позволяет количественно описать кинетику и температурную зависимость магнитофотолуминесценции.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 05-02-17288, 07-02-00980).

## ЛИТЕРАТУРА

1. P. Recher, E. V. Sukhorukov, and D. Loss, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1962 (2000).
2. S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman et al., *Science* **294**, 1488 (2001).
3. D. D. Awschalom and J. M. Kikkawa, *Phys. Today* **52**, 33 (1999).
4. P. Ball, *Nature* **404**, 918 (2000).
5. J. K. Furdyna, *J. Appl. Phys.* **64**, R29 (1988).
6. С. М. Рябченко, Ю. Г. Семенов, *ЖЭТФ* **84**, 1419 (1983).
7. I. A. Merkulov, G. R. Pozina, D. Coquillat et al., *Phys. Rev. B* **54**, 5727 (1996).
8. А. А. Торопов, А. В. Лебедев, С. В. Сорокин и др., *ФТП* **36**, 1372 (2002).
9. А. А. Toropov, Ya. V. Terent'ev, A. V. Lebedev et al., *Phys. Stat. Sol. (c)* **1**, 847 (2004).
10. А. А. Maksimov, G. Bacher, A. McDonald et al., *Phys. Rev. B* **62**, R7767 (2000).
11. A. Twardowski, M. von Ortenberg, M. Demianiuk et al., *Sol. St. Comm.* **51**, 849 (1984).
12. D. Keller, D. R. Yakovlev, B. König et al., *Phys. Rev. B* **65**, 035313 (2002).