

# Межъямные экситоны в полумагнитных полупроводниковых двойных квантовых ямах во внешнем магнитном поле

© А.В. Верцимаха, С.Б. Лев, В.И. Сугаков

Институт ядерных исследований Национальной академии наук Украины,  
03680 Киев, Украина

E-mail: sugakov@kinr.kiev.ua

(Поступила в Редакцию 23 июля 2003 г.)

Предложено использовать полумагнитные полупроводниковые двойные квантовые ямы для разделения зарядов экситона с помощью внешнего магнитного поля. Расчеты энергии и волновых функций экситона, а также его силы осциллятора проведены для двойных квантовых ям  $(\text{Zn, Be, Mg})\text{Se}/\text{ZnSe}/(\text{Zn, Be, Mg})\text{Se}/(\text{Zn, Mn})\text{Se}/(\text{Zn, Be, Mg})\text{Se}$  при различных значениях ширины межъямного барьера и внешнего магнитного поля. Показано, что в определенном интервале магнитных полей самое низкое значение энергии имеет межъямный (непрямой) экситон. При этом его время жизни может быть на несколько порядков больше, чем время жизни экситона, локализованного в одной яме.

Работа частично финансировалась программой „Нанопизика и наноэлектроника“ Национальной академии наук Украины.

## 1. Введение

В течение нескольких последних лет исследование межъямных экситонов (с пространственно разделенными электроном и дыркой; в литературе эти экситоны также называются непрямые экситонами) в двумерных полупроводниковых структурах привлекает все большее внимание. Основная особенность таких систем — появление экситонов с большим временем жизни вследствие локализации электрона и дырки в разных ямах и соответственно слабого перекрытия их волновых функций. Эта особенность позволяет создавать высокую концентрацию экситонов в гетероструктурах и исследовать их коллективные свойства. Ряд новых интересных явлений в системах с высокой концентрацией коллективно взаимодействующих межъямных экситонов был исследован в работах [1–4]. Для накопления экситонов необходимо, чтобы такой экситон был самым нижним возбужденным состоянием системы. В [1–4] это достигалось приложением к системе внешнего электрического поля. В данной работе предложен способ получения самых нижних по энергии межъямных экситонов с использованием двойных квантовых ям в полумагнитных полупроводниках. В таких полупроводниках за счет обменного взаимодействия между носителями и спинами магнитных примесей возникает сильная зависимость экситонных уровней от внешнего магнитного поля [5,6]. Из приведенных далее расчетов видно, что при определенном образом подобранном распределении магнитных ионов по ямам и барьерам можно получить структуру, в которой в некотором интервале магнитных полей основным возбужденным экситонным состоянием будет межъямный экситон. Время жизни такого экситона на порядки превышает время жизни прямого экситона. Одним из преимуществ использования магнитного поля вместо электрического является отсутствие фототока и перераспределения зарядов, которые усложняют интерпретацию результатов.

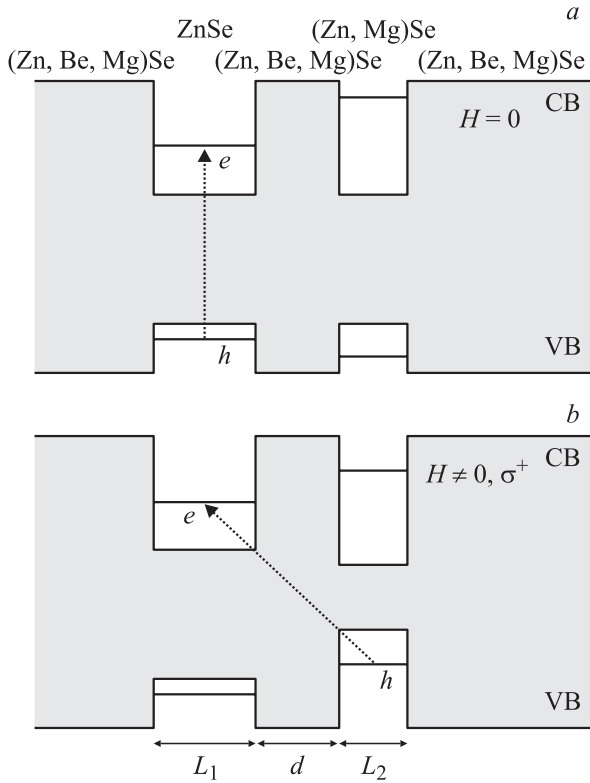
В работе исследовались полумагнитные полупроводниковые системы на основе  $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ . Такие гетероструктуры (например,  $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ ) вызывают интерес исследователей как материал для создания „спиновых сверхрешеток“, в которых возможно пространственное разделение носителей заряда с разными проекциями спина на направление магнитного поля [7,8]. Для получения спиновых сверхрешеток с сильной локализацией носителей в квантовых ямах при создании барьерных слоев использовалось тройное соединение  $(\text{Zn, Be, Mg})\text{Se}$  [9]. Двойные ямы с такими барьерами исследуются в данной работе.

В настоящей работе расчеты энергии и времени жизни прямых и межъямных экситонов проводились для двойной квантовой ямы  $(\text{Zn, Be, Mg})\text{Se}/\text{ZnSe}/(\text{Zn, Be, Mg})\text{Se}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/(\text{Zn, Be, Mg})\text{Se}$ . В этой системе должен наблюдаться ряд интересных эффектов, обусловленных пересечением различных уровней экситона при изменении магнитного поля. При этом изменяются как пространственная характеристика самого нижнего возбужденного экситонного состояния (переход „прямой–непрямой“ экситон), так и положение уровней и их радиационное время жизни.

## 2. Модель и метод расчета экситонного спектра

Исследуется система с двумя квантовыми ямами (рис. 1). Одна из ям создается слоем немагнитного кристалла  $\text{ZnSe}$ , а другая — слоем полумагнитного твердого раствора  $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ . Ямы разделены немагнитным барьерным слоем  $(\text{Zn, Be, Mg})\text{Se}$ .

Использование полумагнитного слоя позволяет за счет гигантского зеемановского расщепления [5,6] регулировать глубину потенциальных ям для электрона и дырки в этом слое с помощью внешнего магнитного



**Рис. 1.** Схема гетероструктуры и расположение краев энергетических зон в отсутствие магнитного поля (а) и во внешнем магнитном поле (б). Стрелками показано образование прямого (на части а) и непрямого экситона (на части б).

поля. Для  $\sigma^+$ -компоненты экситонного перехода глубина квантовой ямы, сформированной полумагнитным полупроводником, возрастает с ростом напряженности магнитного поля, в то время как для  $\sigma^-$ -компоненты глубина ямы уменьшается. Рост напряженности поля от 0 до 3 Т приводит к углублению потенциальной ямы для дырки почти на 40 meV при относительной концентрации магнитной примеси  $\text{Mn}^{2+}$   $x = 0.05$  в слое  $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$  и температуре 1.6 К. Изменение глубины ям для электрона и дырки в магнитном поле вызывает заметный сдвиг размерно-квантованных уровней носителей. В то же время глубина потенциальных ям в немагнитном слое не зависит от напряженности поля (при рассматриваемых малых значениях внешнего магнитного поля). Иными словами, в исследуемой системе глубину одной из потенциальных ям можно регулировать внешним магнитным полем. Как показано далее, существует некоторое пороговое значение напряженности магнитного поля, при котором межъямный экситон имеет самое низкое значение энергии.

Гамильтониан системы имеет следующий вид:

$$H = H_0(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) + V_e(x, z_e, H, s_{e,z}) + V_h(x, z_h, H, s_{h,z}), \quad (1)$$

где  $H_0(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)$  — гамильтониан свободного экситона;  $\mathbf{r}_{e(h)} = (\boldsymbol{\rho}_{e(h)}, z_{e(h)})$  — координата электрона (дырки);

$z$  — направление роста кристалла;  $z_{e(h)}$  — координата электрона (дырки) по оси  $z$ ;  $\rho = |\boldsymbol{\rho}_e - \boldsymbol{\rho}_h|$ ;  $\boldsymbol{\rho}_e$  и  $\boldsymbol{\rho}_h$  — координаты электрона и дырки в плоскости слоев;  $x$  — концентрация примесных ионов;  $H$  — напряженность внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси роста структуры  $z$ ;  $s_{e(h),z}$  — проекции спина электрона (дырки) на направление магнитного поля.

Два последних слагаемых в (1) — потенциалы для электрона и дырки имеют вид

$$V_e(x, z_e, H, s_{e,z}) = V_e(z_e) + \Delta V_e(x, H, s_{e,z}) \times [\Theta(L_1 + L_2 + d - z_e) - \Theta(L_1 + d - z_e)], \quad (2)$$

$$V_h(x, z_h, H, s_{h,z}) = V_h(z_h) + \Delta V_h(x, H, s_{h,z}) \times [\Theta(L_1 + L_2 + d - z_h) - \Theta(L_1 + d - z_h)], \quad (3)$$

где  $\Theta(x)$  — функция Хэвисайда,  $L_1$ ,  $L_2$  и  $d$  — соответственно ширины слоев, формирующих квантовые ямы, и барьера между ними.

Потенциалы  $V_e(x, z_e, H, s_{e,z})$  и  $V_h(x, z_h, H, s_{h,z})$  выражаются суммой двух слагаемых, первое из которых не зависит от внешнего магнитного поля, а второе ( $\Delta V_{e(h)}$ ) описывает обменное взаимодействие в полумагнитном слое и зависит от магнитного поля и проекций спинов носителей. Как отмечалось выше, обменное взаимодействие между носителями и локализованными спинами примесных ионов приводит к расщеплению уровней для экситонов с различной поляризацией спинов. При наличии в слое магнитных примесей внешнее магнитное поле приводит к изменению ширины запрещенной зоны на следующую величину:

$$\Delta V_e(x, H, s_{e,z}) = -x N_0 \alpha \bar{s}_{\text{Mn},z}(H) s_{e,z}, \quad (4)$$

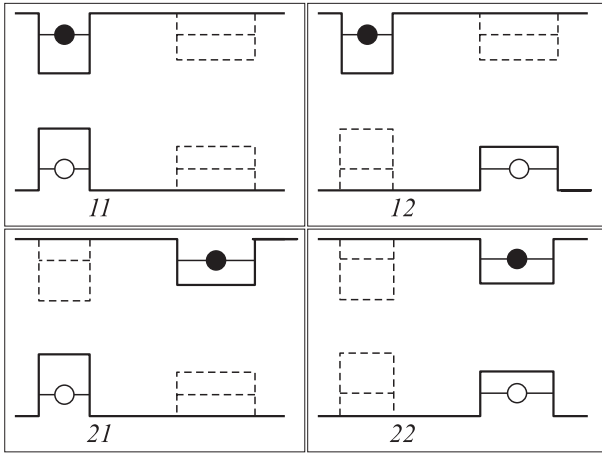
$$\Delta V_h(x, H, s_{h,z}) = -x \frac{N_0 \beta}{3} \bar{s}_{\text{Mn},z}(H) s_{h,z}, \quad (5)$$

где  $N_0 \alpha$  и  $N_0 \beta$  — обменные интегралы для электрона и дырки,  $\bar{s}_{\text{Mn},z}$  — усредненная проекция спина магнитных ионов. Таким образом, потенциалы квантовых ям можно записать в следующем виде:

$$V_e(x, z_e, H, s_{e,z}) = \begin{cases} (1 - Q_V)(E_g^{\text{bar}} - E_g^1), & z_e \leq 0, \\ 0, & 0 < z_e \leq L_1, \\ (1 - Q_V)(E_g^{\text{bar}} - E_g^1), & L_1 < z_e \leq L_1 + d, \\ (1 - Q_V)(E_g^2 - E_g^1) + \Delta V_e(x, H, s_{e,z}), & L_1 + d < z_e \leq L_1 + d + L_2, \\ (1 - Q_V)(E_g^{\text{bar}} - E_g^1), & L_1 + d + L_2 < z_e, \end{cases} \quad (6a)$$

$$V_h(x, z_h, H, s_{h,z}) = \begin{cases} Q_V(E_g^{\text{bar}} - E_g^1), & z_h \leq 0, \\ 0, & 0 < z_h \leq L_1, \\ Q_V(E_g^{\text{bar}} - E_g^1), & L_1 < z_h \leq L_1 + d, \\ Q_V(E_g^2 - E_g^1) + \Delta V_h(x, H, s_{h,z}), & L_1 + d < z_h \leq L_1 + d + L_2, \\ Q_V(E_g^{\text{bar}} - E_g^1), & L_1 + d + L_2 < z_h, \end{cases} \quad (6b)$$

где  $E_g^{\text{bar}}$ ,  $E_g^1$  и  $E_g^2$  — ширины запрещенной зоны барьерного слоя, слоя  $\text{ZnSe}$  и слоя  $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$  соответ-



**Рис. 2.** Схема потенциальных ям при выборе волновых функций. Числа  $ij$  (11, 12, 21, 22) имеют следующий смысл: электрон (темный кружок) находится в яме  $i$ , а дырка (светлый кружок) в яме  $j$ . Сплошные линии отображают вид потенциала, решения уравнения Шредингера для которого выбираются в качестве базисных функций. Штриховые линии дополняют этот потенциал до потенциала исследуемой задачи.

ственно. Как указывалось выше, в полумагнитном слое потенциал зависит от величины магнитного поля и ориентации спинов носителей. Для системы, рассматриваемой в данной работе, энергия связи экситона меньше, чем расстояние между одночастичными энергетическими уровнями для каждой отдельной ямы. Поэтому для электронов и дырок учитывались только самые нижние квантовые уровни в каждой из ям.

Для расчета энергии экситона в системе двойных квантовых ям использовался следующий метод. Волновая функция выбиралась в виде линейной комбинации одночастичных волновых функций с определенной локализацией электрона и дырки. Пусть  $\varphi_i(z_e)$  ( $i = 1, 2$ ) — одночастичные волновые функции электрона в изолированной яме  $i$  (иными словами, в отсутствие второй ямы). Например,  $\varphi_1(z_e)$  — волновая функция электрона, находящегося в QW1 (QW — квантовая яма) в отсутствие ямы QW2 (рис. 2). Для дырки в валентной зоне обозначим соответствующие волновые функции как  $\psi_j(z_h)$ . В качестве базисных волновых функций выберем функции, в которых электрон локализован в яме  $i$ , а дырка — в яме  $j$ ,

$$\psi_{ji}(\rho, z_e, z_h) = \varphi_i(z_e)\psi_j(z_h)\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{1}{\lambda_{ij}}\exp\left(-\frac{\rho}{\lambda_{ij}}\right), \quad (7)$$

где  $\lambda_{ij}$  — вариационный параметр, определяемый из условия минимизации энергии системы с гамильтонианом (1) и функциями (7). Функции (7) не учитывают возможности переходов носителей между ямами, и поэтому волновую функцию системы строим в виде их линейной комбинации.

$$\Psi = \sum_{i,j} a_{ij}\Psi_{ji}(\rho, z_e, z_h). \quad (8)$$

Коэффициенты  $a_{ij}$  — амплитуды вероятности обнаружения электрона в яме  $i$ , а дырки — в яме  $j$ . Величины коэффициентов  $a_{ij}$  и энергии экситонов определяются из следующих уравнений:

$$\det\langle ij|H|km\rangle - E\langle ij|km\rangle = 0. \quad (9)$$

Здесь и далее нумерация уровней  $E_\nu$  начинается с самого нижнего  $\nu = 1, \dots, 4$ . Во всех расчетах не учитывались парамагнитные эффекты на границе полумагнитного и немагнитного полупроводников. Пренебрегалось также диамагнитным сдвигом экситонных линий, который мал для  $1s$ -состояния экситона в рассматриваемых магнитных полях.

Время жизни экситона обратно пропорционально интегралу перекрытия

$$I_\nu \left| \int \Psi_\nu(0, z, z) \right|^2, \quad (10)$$

который рассчитывался для каждого экситонного состояния. Зная величину интеграла перекрытия, можно определить различные оптические свойства системы, например спектры отражения и поглощения. Необходимые для этого формулы представлены в работах [10,11].

### 3. Результаты и обсуждение

Расчеты энергии экситона и интеграла перекрытия проводились для двойной квантовой ямы  $\text{Zn}_{0.76}\text{Be}_{0.08}\text{Mg}_{0.16}\text{Se}/\text{ZnSe}/\text{Zn}_{0.76}\text{Be}_{0.08}\text{Mg}_{0.16}\text{Se}/\text{Zn}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{Se}/\text{Zn}_{0.76}\text{Be}_{0.08}\text{Mg}_{0.16}\text{Se}$  с использованием следующих параметров: ширина запрещенной зоны материала барьера  $\text{Zn}_{0.76}\text{Be}_{0.08}\text{Mg}_{0.16}\text{Se}$   $E_g^{\text{bar}} = 3.2 \text{ eV}$  [9], ширина запрещенной зоны  $\text{ZnSe}$   $E_g^1 = 2.822 \text{ eV}$ , ширина запрещенной зоны  $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$   $E_g^2 = 2.822 \text{ eV}$  при  $x < 0.065$ , где  $x$  — относительная концентрация магнитных ионов [8]. Параметр  $Q_V = 0.22$  определяет отношение высоты потенциального барьера для дырки к разрыву запрещенной зоны на гетерогранице. Обменные интегралы равны  $N_0\alpha = 0.26 \text{ eV}$ ,  $N_0\beta = -1.31 \text{ eV}$  [9]. Среднее значение проекции спина иона марганца на направление магнитного поля рассчитывалось в приближении среднего поля  $S_{\text{Mn},z}(H) = -S_{\text{eff}}B_{5/2}\left(\frac{5g\mu_B H}{2k_B(T+T_{\text{eff}})}\right)$ , где  $B_{5/2}$  — функция Бриллюэна,  $g = 2$ ,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $k_B$  — постоянная Больцмана. Зависящие от концентрации магнитной примеси эффективные спин и температура равны соответственно  $S_{\text{eff}} = 3/2$  и  $T_{\text{eff}} = 1.7 \text{ K}$  для  $x = 0.05$  [9]. Эффективная масса электрона составляет  $m_e = 0.16m_0$ , для тяжелой дырки в направлении роста структуры  $m_{hh,\perp} = 0.74m_0$ , а в перпендикулярном оси роста направлении  $m_{hh,\parallel} = 0.28m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона), диэлектрическая проницаемость  $\epsilon = 9$  [9].

Расчитанная магнитополевая зависимость энергии экситона в двойной квантовой яме с шириной немагнитной ямы  $L_1 = 40 \text{ \AA}$  и полумагнитной ямы  $L_2 = 27 \text{ \AA}$ ,

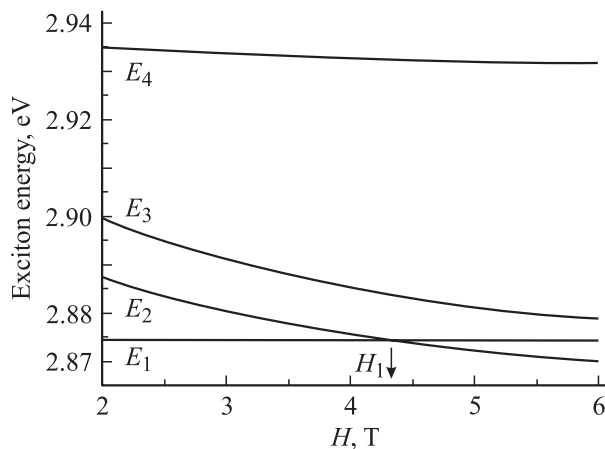
шириной барьера  $d = 60 \text{ \AA}$  и относительной концентрацией магнитной примеси  $x = 0.05$  показаны на рис. 3 для  $\sigma^+$ -компоненты экситонного перехода.

Кривые на этом рисунке соответствуют четырем возможным состояниям  $1s$ -экситона в данной структуре, обозначенным  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $E_3$  и  $E_4$  в порядке возрастания энергии состояния.

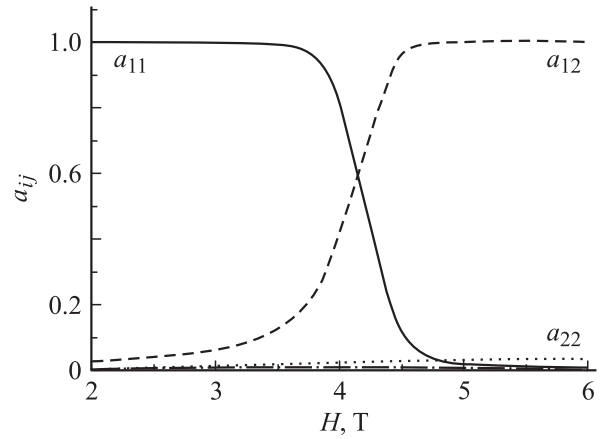
Обозначим значение напряженности поля, при котором самые нижние энергетические уровни максимально сближаются, через  $H_1$  (рис. 3). При  $H < H_1$  самым нижним по энергии является состояние прямого экситона  $E_1$  с электроном и дыркой, локализованными в одном слое — немагнитной квантовой яме QW1. Энергетически более высокое состояние  $E_2$  — межъямный (непрямой) экситон с дыркой в полумагнитном слое и электроном в немагнитном слое. Состояние  $E_3$  соответствует энергии прямого экситона в полумагнитном слое QW2. И наконец, состояние  $E_4$  — это энергия второго непрямого экситона с дыркой в немагнитном слое и электроном в полумагнитном.

Энергии этих состояний меняются с ростом напряженности магнитного поля. Для  $\sigma^+$ -перехода с увеличением поля возрастает глубина квантовых ям для электрона и дырки в полумагнитном слое, причем яма для дырки из-за большего значения обменного интеграла углубляется быстрее, чем для электрона. При некотором значении поля  $H_0$  ( $H_0 < H_1$ ) квантово-размерный уровень дырки в полумагнитной яме QW2 располагается ниже, чем в яме QW1. Если бы речь шла о невзаимодействующих электроне и дырке, то при  $H > H_0$  дырке было бы энергетически выгодно перейти в полумагнитную квантовую яму QW2. Однако с учетом кулоновского взаимодействия носителей энергия прямого экситонного состояния все еще остается самой низкой, поскольку энергия связи прямого экситона существенно больше по абсолютной величине, чем энергия связи межъямного экситона.

С дальнейшим ростом поля яма для дырки в полумагнитном слое становится настолько глубокой, что пере-



**Рис. 3.** Зависимость энергии экситона от напряженности магнитного поля для  $\sigma$ -компоненты экситонного перехода при ширине межъямного барьера  $d = 60 \text{ \AA}$ .

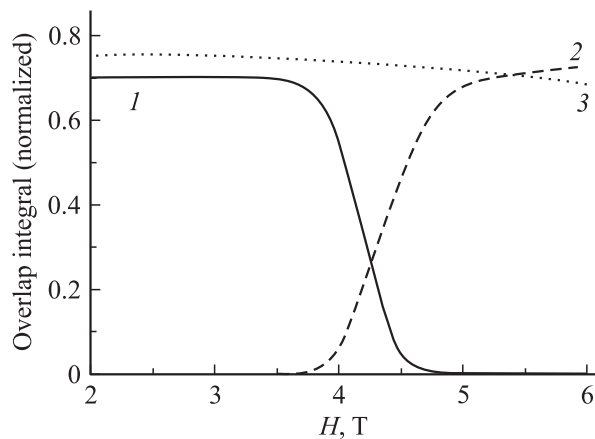


**Рис. 4.** Магнитоопелевая зависимость коэффициентов  $a_{ij}$  волновой функции самого нижнего возбужденного состояния экситона. Параметры системы те же, что и для рис. 3.

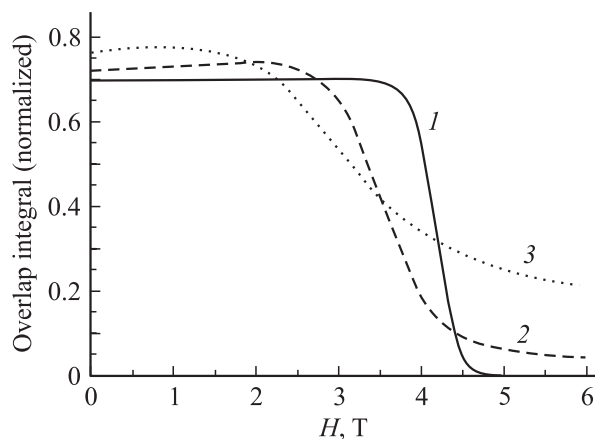
ход дырки из немагнитного в полумагнитный слой оказывается энергетически выгодным для экситона в целом. Полная энергия межъямного экситона при  $H > H_1$  оказывается минимальной из четырех возможных, несмотря на то что энергия связи такого экситона мала по абсолютной величине.

На рис. 4 приведены значения коэффициентов  $a_{ij}$  (8) для самого нижнего состояния экситона в зависимости от напряженности магнитного поля. Как указывалось выше, эти коэффициенты определяют вероятность обнаружения электрона и дырки в определенной яме. Из рисунка видно, что при  $H < H_1$  максимальным является коэффициент  $a_{11}$ , а это означает, что оба носителя локализованы в немагнитном слое QW1. При  $H > H_1$  максимален коэффициент  $a_{12}$ ; следовательно, самое нижнее состояние экситона становится непрямым: электрон локализован в яме QW1, дырка — в QW2. Таким образом, вблизи значения магнитного поля  $H_1$  происходит изменение пространственного расположения носителей, формирующих экситон в самом нижнем возбужденном энергетическом состоянии.

Для каждого из рассмотренных выше состояний на рис. 5 показан интеграл перекрытия. Интеграл перекрытия (10) определяется прежде всего пространственным расположением носителей. Интеграл перекрытия волновых функций носителей, локализованных в одном слое (прямой экситон), больше, чем для локализованных в разных слоях структуры (межъямный экситон). Поэтому в диапазоне полей  $H < H_1$  интеграл перекрытия для самого нижнего прямого состояния экситона  $E_1$  значительно больше, чем для непрямого состояния  $E_2$  ( $I_1 \gg I_2$  на рис. 5). Картина меняется при  $H > H_1$ . Здесь самое нижнее состояние — не прямой экситон, электрон и дырка локализованы в разных слоях структуры. Интеграл перекрытия (как и энергия связи) для этого самого нижнего непрямого состояния значительно меньше, чем для прямого возбужденного состояния  $E_2$  ( $I_1 \ll I_2$  на рис. 5). Изменение величины интеграла перекрытия происходит при такой перестройке состояний скачкообразно



**Рис. 5.** Интеграл перекрытия как функция напряженности внешнего магнитного поля. Кривые 1–3 описывают зависимости интегралов перекрытия для состояний системы с энергиями  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $E_3$  (см. рис. 3) соответственно. Параметры системы те же, что и для рис. 3.



**Рис. 6.** Магнитополевая зависимость интеграла перекрытия для нескольких значений ширины барьера между квантовыми ямами.  $d$ , Å: 1 — 60, 2 — 40, 3 — 30.

вблизи  $H = H_1$ . Количественно интеграл перекрытия, а значит, и время жизни экситона зависят от параметров системы. Время жизни межъямного состояния экситона сильно возрастает при увеличении ширины барьера, разделяющего потенциальные ямы. Например, время жизни такого экситона в системе с шириной барьера  $d = 40 \text{ \AA}$  на порядок превышает время жизни прямого экситона при  $H > 3 \text{ Т}$ . Для аналогичной структуры с  $d = 60 \text{ \AA}$  различие достигает двух порядков (рис. 6).

Из рис. 6 видно, что значение поля  $H_1$ , при котором происходит переход от состояния, в котором самым нижним по энергии является прямой экситон, к состоянию, где самым нижним является непрямой экситон, увеличивается по мере роста ширины барьера. Чем шире барьер, тем меньше по абсолютной величине энергия связи прямого экситона, т.е. тем более сильное магнитное поле нужно приложить, чтобы яма для

дырки в полумагнитном слое стала достаточно глубокой для перехода в нее дырки и этот переход был бы энергетически выгодным для экситона как целого.

В рассматриваемой системе, в определенной области магнитных полей самым нижним по энергии состоянием является непрямой экситон.

## 4. Выводы

Найдены энергетические уровни и волновые функции экситонов в двойной квантовой яме из полумагнитных полупроводников во внешнем магнитном поле. Показано, что при некоторых значениях магнитных полей имеют место резонансы различных экситонных состояний двуквантовой системы. В некотором диапазоне магнитных полей межъямный экситон становится самым нижним по энергии экситонным состоянием и имеет время жизни, на несколько порядков превышающее время жизни прямого экситона. Поэтому изучаемая система может быть полезной при создании большой концентрации экситонов.

## Список литературы

- [1] L.V. Butov, A.I. Filin. Phys. Rev. B **58**, 1980 (1998).
- [2] A.B. Ларионов, В.Б. Тимофеев, И. Хвам, К. Соеренсен. Письма в ЖЭТФ **75**, 233 (2002).
- [3] L.V. Butov, A.C. Gossard, D.S. Chemla. Nature **418**, 751 (2002).
- [4] D. Shoke, S. Denev, Y. Liu, L. Pfeifer, K. West. Nature **418**, 754 (2002).
- [5] A.B. Комаров, С.М. Рябченко, О.В. Терлецкий. ЖЭТФ **73**, 2(8), 608 (1977).
- [6] J.A. Gaj, R. Planel, G. Fishman. Solid State Commun. **29**, 435 (1979).
- [7] M. von Ortenberg. Phys. Rev. Lett. **49**, 1041 (1982).
- [8] P.J. Klar, D. Wolverson, J.J. Davies et al. Phys. Rev. B **57**, 7103 (1998).
- [9] B. Konig, U. Zehnder, D.R. Yakovlev et al. Phys. Rev. B **60**, 2653 (1999).
- [10] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. Superlattices and Other Heterostructures. Springer-Verlag, Berlin (1995). 370 p.; E.L. Ivchenko, A.V. Kavokin, V.P. Kochereshko et al. Phys. Rev. B **46**, 7713 (1992).
- [11] V.I. Sugakov, G.V. Vertsimakha. J. Phys.: Cond. Matter **13**, 5635 (2001).