Письма в ЖЭТФ, том 97, вып. 3, с. 150 – 155 © 2013 г. 10 февраля

Оптические переходы экситонов в квантовых ямах со спин-орбитальным взаимодействием

М. В. Боев, В. М. Ковалев[1)]

Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Новосибирский государственный технический университет, 630095 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 5 декабря 2012 г.

Изучается энергетический спектр легкого и тяжелого экситонов и поглощение света в квантовой яме с учетом спин-орбитального взаимодействия Рашба. Рассматриваются меж- и внутризонные экситонные переходы. Показано, что в присутствии спин-орбитального взаимодействия вероятности межзонного и внутризонного фотоэффектов в пренебрежении электрон-дырочным взаимодействием обращаются в бесконечность вблизи порога. Учет кулоновского взаимодействия приводит к конечным значениям пороговой вероятности межзонного и внутризонного фотоэффектов.

DOI: 10.7868/S0370274X1303003X

Взаимодействие спиновой степени свободы носителей заряда и их орбитального движения в наноструктурах в настоящее время широко изучается. Это связано с надеждой на управление спином частицы посредством воздействия на ее пространственное движение. Применение методов оптической спектроскопии для изучения спиновых свойств носителей заряда в квантовых ямах (КЯ) и квантовых точках (КТ) стимулировало развитие теоретических исследований в этой области (см. обзоры [1] и [2]). Большое внимание в теоретических работах уделяется расчету энергетических спектров носителей заряда с учетом спин-орбитального взаимодействия (СОВ) в структурах пониженной размерности. Например, тонкая структура энергетических уровней одиночного электрона в КТ, обусловленная СОВ Рашба, изучалась в работе [3] с последующим применением полученных результатов для расчета спин-поляризованного тока через КТ. В работе [4] теоретически изучался вопрос о влиянии СОВ Рашба на незатухающие токи в квантовом кольце (КК).

В настоящий момент все большее внимание уделяется вопросу одновременного учета СОВ и кулоновских членов в гамильтониане частиц, локализованных в наноструктурах пониженной размерности. Такая задача рассматривалась для двухэлектронных комплексов в одиночной [5] и двойной [6] КТ. Было показано, что подмешивание к волновой функции электрона в зоне проводимости состояний валентной зоны в рамках **kp**-подхода приводит к снятию вырождения триплетного состояния пары электронов, что модифицирует спектры люминесценции КТ.

Нам представляется интересным изучить вопрос о влиянии СОВ на энергетический спектр экситона Ваннье–Мотта в одиночной квантовой яме. Без учета СОВ $2D$-экситон был детально изучен в работе [7]. Как известно, с одной стороны, экситонные эффекты модифицируют частотную зависимость коэффициента поглощения света вблизи края фундаментальной полосы, а с другой, эффекты СОВ Рашба даже в одночастичном приближении влияют на оптические свойства КЯ (см., например, работу [8]). В современных экспериментах, посвященных изучению экситонов в двойных широких одиночных квантовых ямах, для увеличения рекомбинационного времени жизни экситона используется внешнее электрическое поле, приложенное в направлении роста структуры. Увеличивая время жизни экситона, такое поле вызывает сильную асимметрию потенциала КЯ, что, в свою очередь, приводит к рашбовскому вкладу в гамильтониан электрона и дырки, формирующих экситон.

В настоящей работе мы теоретически изучаем вопрос о тонкой структуре энергетического спектра экситона, обусловленной СОВ Рашба электрона и дырки. Мы будем интересоваться влиянием СОВ как на дискретную, так и на континуальную области энергетического спектра относительного движения электрона и дырки и выясним, какое влияние оно оказывает на спектры поглощения света экситоном в КЯ. Отметим, что задача об оптических переходах в КЯ с СОВ Рашба в сильном магнитном поле рассматривалась в работе [9]. Вследствие сильного квантования,

[1)]e-mail: vadimkovalev@isp.nsc.ru

обусловленного магнитным полем, уровни Ландау с учетом СОВ находились точно, а кулоновское взаимодействие электрона и дырки учитывалось по теории возмущений. Очевидно, что в такой постановке кулоновское взаимодействие слабо меняет одночастичные состояния. Как показывают оценки, приведенные ниже, в отсутствие магнитного поля реализуется прямо противоположная ситуация: квантование, обусловленное кулоновским взаимодействием электрона и дырки, превосходит расщепление за счет СОВ. При этом роль СОВ сводится к снятию вырождения уровней энергии экситона по спину и угловому моменту, приводя к появлению дополнительной тонкой структуры в спектрах экситонного поглощения. Кроме того, как мы покажем, учет СОВ и кулоновского взаимодействия электрона и дырки модифицирует поведение зависимости фотоэффекта от частоты света вблизи пороговых значений.

Энергетический спектр экситона в КЯ с учетом СОВ. Гамильтониан, описывающий СОВ Рашба, для электрона в КЯ имеет хорошо известный вид:

$$V_e = \alpha[\boldsymbol{\sigma}_e, \mathbf{p}_e]\mathbf{n}, \tag{1}$$

где α – постоянная СОВ, $\boldsymbol{\sigma}$ – матрицы Паули, $\mathbf{p}$ – импульс электрона, $\mathbf{n}$ – нормаль к плоскости КЯ. Спин-орбитальное взаимодействие дырок описывается оператором [10]

$$V_h = \beta[\mathbf{J}, \mathbf{p}_h]\mathbf{n}, \tag{2}$$

где $\mathbf{J}$ – оператор углового момента $j = 3/2$. Оператор (2) смешивает состояния легких и тяжелых дырок. Однако если квантование дырок в КЯ является достаточно сильным, т.е. энергетическое расстояние E_0 между нижайшими подзонами легких и тяжелых дырок достаточно велико, то гамильтониан (2) можно "расцепить" на два независимых гамильтониана для тяжелых и легких дырок. В отсутствие СОВ спектр дырок описывается гамильтонианом Латтинжера. В КЯ вырождение, имеющее место для $3D$-материалов в центре зоны Бриллюэна, снимается. В дальнейшем мы принимаем квадратичное приближение для закона дисперсии обоих типов дырок в КЯ, а именно считаем, что $E_{hh} = p^2/2m_{hh}$ для тяжелой дырки и $E_{hh} = E_0 + p^2/2m_{lh}$ для легкой. Более высокие подзоны квантования для обоих типов дырок мы не учитываем. В принятом приближении с учетом (2) энергетический спектр дырок может быть легко найден. Раскладывая получающийся точный спектр по параметру $1/E_0$, получаем выражения

$$E_{hh} \approx \left(\frac{1}{2m_{hh}} - \frac{3\beta^2}{4E_0}\right)p^2 \pm \frac{3\beta^3 p^3}{4E_0^2}, \tag{3}$$

$$E_{lh} \approx E_0 + \frac{p^2}{2m_{lh}} \pm \beta p. \tag{4}$$

Из этих выражений следует, что СО-расщепление спектра тяжелых дырок значительно меньше по параметру $\beta^2 p^2/E_0^2 \ll 1$ по сравнению с расщеплением легких. Поэтому в дальнейшем СО-расщепление тяжелых дырок учитываться не будет. Как видно из (4), оператор СОВ легких дырок может быть записан в виде, аналогичном электронному:

$$V_{lh} = \beta[\boldsymbol{\sigma}_{lh}, \mathbf{p}_{lh}]\mathbf{n}, \tag{5}$$

где $\boldsymbol{\sigma}_{lh}$ – матрицы Паули, соответствующие состояниям $\pm 1/2$ легкой дырки. С учетом сказанного выше тяжелый и легкий экситоны описываются гамильтонианами

$$H_{hex} = \frac{p_e^2}{2m_e} + \frac{p_{hh}^2}{2m_{hh}} + \alpha[\boldsymbol{\sigma}_e, \mathbf{p}_e]\mathbf{n} + U(|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_{hh}|), \tag{6}$$

$$H_{lex} = \frac{p_e^2}{2m_e} + \frac{p_{lh}^2}{2m_{lh}} + \alpha[\boldsymbol{\sigma}_e, \mathbf{p}_e]\mathbf{n} + \beta[\boldsymbol{\sigma}_{lh}, \mathbf{p}_{lh}]\mathbf{n} + U(|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_{lh}|),$$

где U – кулоновское взаимодействие электрона и дырки. Из этих выражений видно, что H_{hex} получается из H_{lex}, если формально в H_{lex} положить $\beta = 0$ и выполнить замену $m_{lh} \to m_{hh}$. Поэтому далее все выкладки будут проводиться для H_{lex}. Перейдем в H_{lex} к координатам центра масс $\mathbf{R}$ и относительного движения $\mathbf{r}$ экситона, $\mathbf{p}_e = \frac{m_e}{M}\mathbf{P} + \mathbf{p}$, $\mathbf{p}_{lh} = \frac{m_{lh}}{M}\mathbf{P} - \mathbf{p}$, где $M = m_e + m_{lh}$ – масса экситона, $\mathbf{P} = M\dot{\mathbf{R}}$ – импульс центра масс экситона, $\mathbf{p} = \mu\dot{\mathbf{r}}$ – импульс относительного движения, μ – приведенная масса. При оптических переходах в дипольном приближении $\mathbf{P} = 0$. Таким образом, для расчета матричных элементов перехода нам потребуются лишь волновые функции внутреннего движения экситона, которые удовлетворяют уравнению Шредингера

$$\left\{\frac{\mathbf{p}^2}{2\mu} + U(r) + [(\alpha\boldsymbol{\sigma}_e - \beta\boldsymbol{\sigma}_{lh}), \mathbf{p}]\mathbf{n}\right\}\Psi(\mathbf{r}) = E\Psi(\mathbf{r}). \tag{7}$$

Точное решение уравнения (7) все еще представляет собой сложную задачу. Однако для типичных значений (α, β) параметр $q^2/\hbar\alpha \gg 1$ (например, для GaAs $q^2/\hbar\alpha \approx 145$), что позволяет учитывать СОВ по теории возмущений (здесь q – модуль заряда электрона). Для приближенного нахождения волновых функций и спектра уравнения (7) применим подход, использованный в [11] и основанный на применении к (7) унитарного преобразования. Для уравнения (7) соответствующий унитарный оператор имеет вид

$$S(\mathbf{r}) = \exp\left\{i\frac{\mu}{\hbar}[(\alpha\boldsymbol{\sigma}_e - \beta\boldsymbol{\sigma}_{lh}), \mathbf{r}]\mathbf{n}\right\}. \tag{8}$$

Вычисляя $\tilde{H}_{lex} = SHS^{-1}$, с точностью до членов (α^2, β^2) получаем $\tilde{H}_{lex}\tilde{\Psi} = E\tilde{\Psi}$, где

$$\tilde{H}_{lex} \approx \frac{\mathbf{p}^2}{2\mu} + U(r) - \mu\alpha^2(1 + \ell_z\sigma_z^e) - \\ - \mu\beta^2(1 + \ell_z\sigma_z^{lh}) + \mu\alpha\beta(\sigma_x^e\sigma_x^{lh} + \sigma_y^e\sigma_y^{lh}) \quad (9)$$

и $\tilde{\Psi}(\mathbf{r}) = S(\mathbf{r})\Psi(\mathbf{r})$, ℓ_z – оператор z-проекции углового момента. В отсутствие СОВ спектр (9) эквивалентен спектру $2D$-атома водорода (см. [12]). Обозначим его собственные функции и собственные значения как $\tilde{\Psi}^0(\mathbf{r})$ и E_n^0. Из (9) при $\beta = 0$ получаем спектр тяжелого экситона:

$$\tilde{\Psi}(\mathbf{r}) = \tilde{\Psi}^0_{n\ell}(\mathbf{r})|\sigma\rangle, \\ E_{n\ell\sigma} = E_g + E_n^0 - \mu\alpha^2(1 + \ell\sigma), \quad (10) \\ E_n^0 = -\frac{I_0}{4(n-1/2)^2}, \ \sigma = \pm 1, \ |\ell| \le n-1, \ n=1,2,...$$

где $I_0 = 2q^2/a$ – потенциал ионизации экситона, $a = \epsilon\hbar^2/\mu q^2$ – боровский радиус экситона. Мы будем считать, что ширина запрещенной зоны E_g включает энергетическое расстояние до нижайших подзон поперечного квантования электрона и тяжелой дырки в КЯ. При $\beta \neq 0$ получаем спектр легкого экситона:

$$\tilde{\Psi}_{1n\ell}(\mathbf{r}) = \tilde{\Psi}^0_{n\ell}(\mathbf{r})F_1, \\ E_{1n\ell} = E_0 + E_g + E_n^0 - \gamma_+(1+\ell), \\ \tilde{\Psi}_{2n\ell}(\mathbf{r}) = \tilde{\Psi}^0_{n\ell}(\mathbf{r})F_2, \\ E_{2n\ell} = E_0 + E_g + E_n^0 - \gamma_+ + \Delta_\ell, \\ \tilde{\Psi}_{3n\ell}(\mathbf{r}) = \tilde{\Psi}^0_{n\ell}(\mathbf{r})F_3, \\ E_{3n\ell} = E_0 + E_g + E_n^0 - \gamma_+ - \Delta_\ell, \quad (11) \\ \tilde{\Psi}_{4n\ell}(\mathbf{r}) = \tilde{\Psi}^0_{n\ell}(\mathbf{r})F_4, \\ E_{4n\ell} = E_0 + E_g + E_n^0 - \gamma_+(1-\ell),$$

где $\Delta_\ell = \sqrt{4\gamma_0^2 + \gamma_-^2\ell^2}$, $\gamma_\pm = \mu(\alpha^2 \pm \beta^2)$, $\gamma_0 = \mu\alpha\beta$ и $F_1 = |\uparrow\uparrow\rangle$, $F_2 = (A_2|\uparrow\downarrow\rangle + B_2|\downarrow\uparrow\rangle)$, $F_3 = (A_3|\uparrow\downarrow\rangle + B_3|\downarrow\uparrow\rangle)$, $F_4 = |\downarrow\downarrow\rangle$. В спиновых состояниях типа $|\uparrow\uparrow\rangle$ первая стрелка – спин электрона, вторая – дырки.

Межзонные переходы. Вероятность межзонного перехода из вакуумного состояния в состояния дискретного спектра тяжелого экситона (т.е. для частот $\omega < E_g$) дается выражением

$$w = \frac{2\pi}{\hbar}\sum_{n\ell\sigma}|M_{n\ell\sigma}|^2\delta(E_{n\ell\sigma} - \omega), \quad (12)$$

где матричный элемент

$$|M_{n\ell\sigma=\pm1}|^2 \sim p_{cv}^2|e_\pm|^2|S^{-1}(\mathbf{r}=0)\tilde{\Psi}_{n\ell}(\mathbf{r}=0)|^2. \quad (13)$$

Здесь $e_\pm = e_x \pm ie_y$, $\mathbf{e}$ – вектор поляризации света. Из этого выражения видно, что поскольку $S^{-1}(0) = 1$, СОВ не оказывает никакого влияния на интенсивность межзонного перехода. Кроме того, (13) отлично от нуля при $\ell = 0$, что дает $E_{n\ell=0,\sigma} = E_g + E_n^0 - \mu\alpha^2$. Таким образом, влияние СОВ на межзонные переходы сводится лишь к сдвигу положений резонансов на постоянную величину $\mu\alpha^2$ по оси частот. Аналогичная ситуация имеет место и для легкого экситона. Анализ матричных элементов p_{cv} для этого случая показывает, что оптически активными являются состояния $E_{1n\ell}$ и $E_{4n\ell}$ в (11), которые при наличии правила отбора $\delta_{\ell,0}$ приводят к постоянному сдвигу резонансов на величину γ_+.

Рассмотрим теперь межзонный фотоэффект, т.е. переход в состояния непрерывного спектра внутреннего движения экситона. Будем рассматривать тяжелый экситон. Без учета кулоновского взаимодействия волновая функция относительного движения электрона и дырки находится из (7) при $U(r) = 0$, $\beta = 0$:

$$\Psi_{\mathbf{p}\nu}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} i\nu p_-/p \\ 1 \end{pmatrix} e^{i\mathbf{pr}}, \\ E_{\mathbf{p},\nu} = p^2/2\mu + \nu\alpha p, \quad (14)$$

где $p_- = p_x - ip_y$, $p^2 = p_x^2 + p_y^2$, $\nu = \pm1$ нумерует ветви спинового расщепления. Вероятность перехода в этом случае пропорциональна плотности конечных состояний: $w \sim \int d\mathbf{p}\delta(p^2/2\mu + \nu\alpha p - \Omega)$, где $\Omega = \omega - E_g$. Несложное интегрирование дает (здесь $\theta[x]$ – функция Хевисайда)

$$w \sim \\ \sim \frac{\theta[2\mu\Omega + p_0^2](p_0 + \sqrt{2\mu\Omega + p_0^2} + |\sqrt{2\mu\Omega + p_0^2} - p_0|)}{\sqrt{2\mu\Omega + p_0^2}}. \quad (15)$$

Пороговое значение частоты ω_0 определяется из равенства $2\mu\Omega + p_0^2 = 0$, что дает $\omega_0 = E_g - p_0^2/2\mu$, где $p_0 = \mu\alpha$. Из (15) видно, что вблизи порога $w \sim 1/\sqrt{\omega - \omega_0}$. Корневая расходимость вероятности фотоэффекта обусловлена структурой плотности конечных состояний: наличие кольца экстремумов в энергетическом спектре (14) при $\nu = -1$ эффективно "одномеризует" относительное движение электрона и дырки и частотное поведение вероятности фотоэффекта вблизи порога отражает структуру плотности состояний для одномерных систем.

Учет кулоновского взаимодействия существенно меняет зависимость вероятности фотоэффекта от частоты вблизи порога. Для непрерывного спектра оценки показывают, что кулоновское взаимодействие электрона и дырки преобладает над вкладом СОВ и последнее снова можно рассматривать по теории возмущений. Все вычисления, сделанные выше для дискретного спектра, остаются в силе, но теперь под $\tilde{\Psi}^0(\mathbf{r})$ и E_n^0 нужно понимать величины, относящиеся к непрерывному спектру $E_{\mathbf{p}}^0 = \mathbf{p}^2/2\mu$, где $\mathbf{p}$ – импульс относительного движения. Функции $\Psi_{\kappa,\ell}^0$ даны в [12]. Здесь $\kappa^2 = 4E_{\mathbf{p}}^0/I_0$. Опуская вычисления, приведем результат:

$$w \sim \frac{\kappa_1}{1+e^{-2\pi/\kappa_1}}\theta(\Omega + p_0^2/2\mu), \quad \kappa_1^2 = 4(\Omega + p_0^2/2\mu)/I_0. \tag{16}$$

Из этого выражения видно, что вблизи порога $(\omega-\omega_0)/I_0 \ll 1$ имеем $w \sim \sqrt{(\omega-\omega_0)/I_0}$. Таким образом, кулоновское взаимодействие подавляет расходимость, обращая вероятность фотоэффекта при $\omega \to \omega_0$ в нуль. Отметим, что для $3D$-систем пороговое значение вероятности межзонного перехода при учете кулоновского взаимодействия остается конечным.

Внутризонные переходы. Более интересная ситуация возникает в случае внутризонных переходов, т.е. переходов между уровнями внутреннего движения экситона. Взаимодействие экситона со светом в этом случае описывается гамильтонианом

$$H=\frac{1}{2m_e}\left(\mathbf{p}_e+\frac{q}{c}\mathbf{A}_e\right)^2+\frac{1}{2m_{lh}}\left(\mathbf{p}_h-\frac{q}{c}\mathbf{A}_h\right)^2+U+ \\ +\alpha\left[\boldsymbol{\sigma}_e,\left(\mathbf{p}_e+\frac{q}{c}\mathbf{A}_e\right)\right]\mathbf{n}+\beta\left[\boldsymbol{\sigma}_{lh},\left(\mathbf{p}_h-\frac{q}{c}\mathbf{A}_e\right)\right]\mathbf{n}, \tag{17}$$

где $\mathbf{A} = \mathbf{e}A_0$ – не зависящий от координат (дипольное приближение) векторный потенциал световой волны, $\mathbf{e}$ – вектор поляризации света. Оставляя в этом выражении линейные по $\mathbf{A}$ слагаемые, переходим к центру масс и относительному движению. Выполняя унитарное преобразование получающегося гамильтониана, приходим к выражению $\tilde{H} = \tilde{H}_{lex} + \tilde{W}$, где

$$\tilde{W} = \frac{qA_0}{\mu c}\mathbf{e}\mathbf{p} - \frac{qA_0}{\hbar c}[\mathbf{r},\mathbf{e}]_z(\mu\alpha^2\sigma_z^e + \mu\beta^2\sigma_z^h), \tag{18}$$

а $\tilde{H}_{lex}$ определен в (9). В дальнейшем мы остановимся на рассмотрении тяжелого экситона. Вероятность поглощения фотона тяжелым экситоном ($\beta = 0$) имеет вид

$$w = \frac{2\pi(qA_0)^2}{\hbar c^2}\times \\ \times\sum_{\eta'\eta\sigma}\left|(\mathbf{ev})_{\eta'\eta} - \frac{\mu\alpha^2}{\hbar}\sigma L_{\eta'\eta}\right|^2\delta(E_{\eta'\sigma} - E_{\eta\sigma} - \omega), \tag{19}$$

где $E_{\eta\sigma}$ – спектр тяжелого экситона (10), η – совокупность орбитальных квантовых чисел, $\mathbf{v} = \mathbf{p}/\mu$, $L = [\mathbf{r},\mathbf{e}]_z$. Как видно из (19), СОВ приводит не только к перестройке спектра, рассмотренной выше, но и к изменению интенсивностей, обусловленному вкладом $\sim\alpha^2\sigma$ в матричный элемент. Вычисление матричных элементов в (19) в общем виде громоздко. Поэтому мы рассмотрим некоторые типичные частные случаи. В отсутствие СОВ (т.е. при $\alpha = 0$ в (19)) имеем $(\mathbf{ev})_{n\ell}^{n\ell'} = 0$ для матричных элементов с одинаковым главным квантовым числом n. При наличии СОВ вырождение по ℓ снимается и возникают оптические переходы между уровнями тонкой структуры. В качестве примера рассмотрим переход $(2,0,\sigma) \to (2,\pm1,\sigma)$. С использованием волновых функций из [12] получаем

$$(\mathbf{ev})_{2,0}^{2,\pm1} = 0;\ L_{2,0}^{2,\ell'} = -\frac{i3}{\sqrt{2}\beta_2}(e_-\delta_{\ell',1} - e_+\delta_{\ell',-1}). \tag{20}$$

Здесь и далее $\beta_n = 2/[a(n-1/2)]$, $n = 1,2,\ldots$. Выражение (19) в этом случае принимает вид

$$w \sim \left(\frac{\mu\alpha^2}{\hbar}\right)^2\sum_{\ell'}|e_-\delta_{\ell',1} - e_+\delta_{\ell',-1}|^2\times \\ \times[\delta(\omega+\mu\alpha^2\ell') + \delta(\omega+\mu\alpha^2\ell')] \tag{21}$$

(здесь мы считаем $\omega > 0$). Видно, что в спектре поглощения экситона появляется тонкая структура, обусловленная переходами между ранее вырожденными состояниями. Для переходов с изменением квантового числа n СОВ приводит к поправкам к интенсивности. Действительно, рассмотрим переход $(1,0,\sigma) \to (2,\pm1,\sigma')$. Для матричных элементов этого перехода имеем

$$(\mathbf{ev})_{1,0}^{2,\ell'} = \frac{4i\hbar\beta_1^2\beta_2^2}{\mu\sqrt{6}(\beta_1+\beta_2)^3}(e_-\delta_{\ell',1} + e_+\delta_{\ell',-1}), \\ L_{2,0}^{2,\ell'} = \frac{i\cdot 8\sqrt{6}\beta_1\beta_2^2}{(\beta_1+\beta_2)^4}(e_-\delta_{\ell',1} - e_+\delta_{\ell',-1}), \tag{22}$$

а вероятность перехода есть

$$w \sim \sum_{\sigma=\pm1}\left[1+\sigma\frac{12\mu^2\alpha^2}{\hbar^2\beta_1(\beta_1+\beta_2)}\right]^2\delta(2I_0/3 - \mu\alpha^2\sigma - \omega). \tag{23}$$

Отсюда видно, что СОВ приводит к поправкам к интенсивностям переходов $\sim\alpha^2$. Перейдем теперь к рассмотрению внутризонного фотоэффекта для тяжелого экситона.

Внутризонный фотоэффект представляет собой процесс перехода электрона и дырки из связанного состояния в состояние непрерывного спектра относительного движения, т.е. энергия поглощенного фотона здесь $\omega > I_0$. Мы рассмотрим такой процесс для случая перехода из основного $(1,0,\sigma)$ связанного состояния с энергией I_0 как без, так и с учетом кулоновского взаимодействия электрона и дырки в конечном состоянии. В первом случае волновая функция непрерывного спектра относительного движения тяжелого экситона дается формулой (14). Матричный элемент перехода из связанного состояния экситона $\tilde{\Psi}_{\eta\sigma}(\mathbf{r})$ в состояние (14) непрерывного спектра имеет вид

$$M_{\nu;\sigma} = \int d\mathbf{r}\Psi^*_{\mathbf{p}\nu}(\mathbf{r})W(\mathbf{r})S^{-1}(\mathbf{r})\tilde{\Psi}_{\eta\sigma}(\mathbf{r}),$$
$$W(\mathbf{r}) = \frac{qA_0}{c}\begin{pmatrix} \mathbf{ev} & i\alpha e_- \\ -i\alpha e_+ & \mathbf{ev} \end{pmatrix}. \qquad (24)$$

Используя свойство матриц Паули, оператор $S^{-1}(\mathbf{r})$ можно записать в виде

$$S^{-1}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} \cos(\mu\alpha r/\hbar) & \sin(\mu\alpha r/\hbar)\, e^{-i\varphi} \\ -\sin(\mu\alpha r/\hbar)\, e^{i\varphi} & \cos(\mu\alpha r/\hbar) \end{pmatrix}. \qquad (25)$$

Подставляя это выражение в (24), в случае линейно поляризованного света ($e_x = 1$, $e_y = 0$) получаем $|M_{\nu;1}|^2 = |M_{\nu;-1}|^2$, где

$$|M_{\nu;1}|^2 = \\ = \frac{(8\pi)^2 q^2 A_0^2}{2c^2\hbar^2\beta_1^2}\left|v_x F_2 - \alpha F_1 - \nu\frac{p_+}{p}(v_x F_1 - \alpha F_2)\right|^2, \qquad (26)$$
$$F_1(p) = \int_0^\infty x dx e^{-x} J_0\left(\frac{2p}{\hbar\beta_1}x\right)\cos\left(\frac{2\mu\alpha}{\hbar\beta_1}x\right),$$
$$F_2(p) = \int_0^\infty x dx e^{-x} J_1\left(\frac{2p}{\hbar\beta_1}x\right)\sin\left(\frac{2\mu\alpha}{\hbar\beta_1}x\right).$$

Для полной вероятности фотоэффекта $w = \frac{2\pi}{\hbar}\sum_{\mathbf{p},\nu,\sigma}|M_{\nu,\sigma}|^2\delta\left(\frac{p^2}{2\mu} + \nu\alpha p + \frac{p_0^2}{\mu} - \Omega\right)$, где $\Omega = \omega - I_0$, получаем

$$w = \left(\frac{8\pi q A_0}{\hbar c\beta_1}\right)^2 \frac{\Omega\theta(2\mu\Omega - p_0^2)}{\sqrt{2\mu\Omega - p_0^2}} \times \\ \times \sum_{\zeta=\pm1}\left|\sqrt{2\mu\Omega - p_0^2} + \zeta p_0\right| f\left(\sqrt{2\mu\Omega - p_0^2} + \zeta p_0\right), \qquad (27)$$

где $f(y) = F_1^2(y) + F_2^2(y)$. Пороговая частота света определяется из равенства $2\mu\Omega - p_0^2 = 0$, что дает $\omega_1 = I_0 + p_0^2/2\mu$. Вблизи порога $\omega \to \omega_1$ выражение (27) обращается в бесконечность по закону $w \sim 1/\sqrt{\omega - \omega_1}$ аналогично поведению межзонного фотоэффекта.

Теперь рассмотрим влияние кулоновского взаимодействия электрона и дырки в конечном состоянии на вероятность внутризонного фотоэффекта. Как и выше, при наличии кулоновского взаимодействия СОВ можно учитывать по теории возмущений. В этом случае выражение (19) остается в силе, но конечное состояние нужно считать принадлежащим непрерывному спектру. Для вероятности перехода в область $dE^0_{\mathbf{p}}$ непрерывного спектра получаем

$$dw = \frac{2\pi}{\hbar}\left(\frac{qA_0}{c}\right)^2 \sum_{\ell'\sigma}\left|(\mathbf{ev})^{\kappa,\ell'}_{1,0} - \frac{\mu\alpha^2}{\hbar}\sigma L^{\kappa,\ell'}_{1,0}\right|^2 \times \\ \times \delta(E^0_{\mathbf{p}} - \mu\alpha^2\sigma\ell' - \Omega)\rho_{E^0} dE^0_{\mathbf{p}}, \qquad (28)$$

где ρ_{E^0} – плотность конечных состояний непрерывного спектра, $\kappa^2 = 4E^0_{\mathbf{p}}/I_0$. Матричные элементы в (28) имеют вид

$$(\mathbf{ev})^{\kappa,\ell'}_{1,0} - \frac{\mu\alpha^2}{\hbar}\sigma L^{\kappa,\ell'}_{1,0} = \\ = \frac{8i\hbar}{\mu a}\sqrt{\frac{2\kappa}{1+e^{-2\pi/\kappa}}}\frac{e^{-\frac{2}{\kappa}\arctan(\kappa/2)}}{4+\kappa^2} \times \\ \times \left\{e_-\delta_{\ell',1}\left[1 - \frac{2(p_0 a)^2\sigma}{\hbar^2(\kappa^2+4)}\right] + \right. \\ \left. + e_+\delta_{\ell',-1}\left[1 + \frac{2(p_0 a)^2\sigma}{\hbar^2(\kappa^2+4)}\right]\right\}. \qquad (29)$$

Проведя в (28) интегрирование по энергии, получаем, что вероятность фотоионизации экситона пропорциональна сумме двух слагаемых:

$$w \sim g_\kappa\left[1 - \frac{2(p_0 a)^2}{\hbar^2(\kappa^2+4)}\right]^2 \theta(\kappa^2)|_{\kappa=2\sqrt{\frac{\Omega+\mu\alpha^2}{I_0}}} + \\ + g_\kappa\left[1 + \frac{2(p_0 a)^2}{\hbar^2(\kappa^2+4)}\right]^2 \theta(\kappa^2)|_{\kappa=2\sqrt{\frac{\Omega-\mu\alpha^2}{I_0}}};$$
$$g_\kappa = \frac{2\kappa}{1+e^{-2\pi/\kappa}}\frac{e^{-\frac{4}{\kappa}\arctan(\kappa/2)}}{(4+\kappa^2)^2}. \qquad (30)$$

При частотах, близких к пороговой, $\omega \to \omega_1$, выражение (30) ведет себя как $w \sim \sqrt{(\omega-\omega_1)/I_0} + \sqrt{(\omega - \omega_1 + p_0^2/\mu)/I_0}$. Отсюда видно, что точно на пороге $\omega = \omega_1$ вероятность внутризонного фотоэффекта остается малой ($p_0^2/I_0\mu \ll 1$), но конечной величиной.

Таким образом, в работе изучено влияние кулоновского и спин-орбитального взаимодействий электрона и дырки на оптические спектры квантовых ям. Показано, что в оптических спектрах экситонов может наблюдаться тонкая структура. Кроме того, указанные взаимодействия определяют частотное поведение вероятности фотоэффекта вблизи порога.

Мы благодарим А.В. Чаплика и М.В. Энтина за полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант # 12-02-31012).

1. E. L. Ivchenko and S. A. Tarasenko, Semicond. Sci. Technol. **23**, 114007 (2008).
2. M. M. Глазов, ФТТ **54**, 3 (2012).
3. E. N. Bulgakov and A. F. Sadreev, Pis'ma v ZhETF **73**, 573 (2001).
4. A. V. Chaplik and L. I. Magarill, Superlattices and Microstructures **18**, 321 (1995).
5. M. M. Glazov and V. D. Kulakovskii, Phys. Rev. B **79**, 195305 (2009).
6. M. M. Glazov, J. Phys.: Condens. Matter **22**, 025301 (2010).
7. И. В. Лернер, Ю. Е. Лозовик, ЖЭТФ **78**, 1167 (1980).
8. Р. З. Витлина, Л. И. Магарилл, А. В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ **95**, 277 (2012).
9. T. Hakioglu, M. A. Liberman, S. A. Moskalenko, and I. V. Podlesny, J. Phys.: Condens. Matter **23**, 345405 (2011).
10. R. Winkler, Phys. Rev. B **62**, 4245 (2000).
11. I. L. Aleiner and V. I. Fal'ko, Phys. Rev. Lett. **87**, 256801 (2001).
12. X. L. Yang, S. H. Guo, F. T. Chan et al., Phys. Rev. A **43**, 1186 (1991).