ЖЭТФ, 1998, том 114, вып. 4(10), стр. 1451–1465

МАГНИТОЭКСИТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В НЕОДНОРОДНЫХ КВАЗИДВУМЕРНЫХ СИСТЕМАХ

Ю. Е. Лозовик[a]*, *А. М. Рувинский*[b]

[a] *Институт спектроскопии Российской академии наук 142092, Троицк, Московская обл., Россия*

[b] *Московский государственный институт стали и сплавов 117936, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 25 марта 1998 г.

Рассмотрена задача об экситонном поглощении в квазидвумерных неоднородных системах в сильном поперечном магнитном поле H. Предполагается, что случайное гауссово поле («белый шум»), порознь действующее на электрон и дырку, обусловлено 1) флуктуацией толщины квантовой ямы или 2) флуктуацией концентрации компонентов твердого раствора замещения. Задача о магнитоэкситоне в случайном гауссовом поле типа белого шума сводится к задаче о движении одной частицы в зависящем от H эффективном поле с эффективной магнитной массой (зависящей от H и характеристик квантовых ям) в поле цветного шума с модифицированной по сравнению с исходным белым шумом корреляционной функцией. В этом приближении рассмотрена задача о магнитоэкситоне в одной и в связанных квантовых точках. В приближении когерентного потенциала вычислен коэффициент экситонного поглощения для случайных полей первого и второго типов в одиночной и связанных квантовых ямах. В области сильных магнитных полей коэффициент поглощения убывает с ростом H в согласии с экспериментом.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время электронно-дырочные (e—h) системы в низкоразмерных полупроводниковых структурах вызывают повышенный интерес [1–9] в связи с существенным влиянием электронно-дырочного взаимодействия на оптические и транспортные свойства квантовых точек, проволок, ям и сверхрешеток, обнаруживающих очень интересные коллективные эффекты. Например, в системе пространственно разделенных квантовых ям была предсказана сверхтекучесть e—h-пар, которая может проявляться в существовании незатухающих электрических токов в каждой из ям [10]. В этих системах существуют также интересные эффекты увлечения квазичастиц одного слоя квазичастицами другого (см., например, [11] и цитированную там литературу). Притяжение электрона и дырки, расположенных в различных квантовых ямах, приводит к появлению пространственно-непрямых экситонов. Вероятность туннельной рекомбинации непрямого экситона может быть малой вследствие слабого перекрытия волновых функций электрона и дырки. Включение расталкивающего электрического поля перпендикулярно слоям тоже уменьшает перекрытие волновых функций, а значит, и скорость рекомбинации. Время жизни непрямого экситона существенно зависит от магнитного поля [3] и в области низких температур ($T < 1$ К) и сильных магнитных полей ($H > 7$ Тл) определяется процессами рассеяния экситона на поверхностных террасах

*E-mail: lozovik@isan.troitsk.ru

квантовых ям [12]. В этом режиме изменение магнитного поля приводит к сильному уменьшению пика экситонной фотолюминесценции [3]. Фазовая диаграмма и сверхтекучесть в системе непрямых экситонов и магнитоэкситонов изучались в работах [13] (см. также цитированную там литературу).

Целью настоящей работы является рассмотрение оптических свойств составной квазичастицы — экситона в случайных двумерных статических полях в сильном поперечном магнитном поле. Такие случайные поля в основном реализуются в квантовых ямах вблизи границ раздела и могут быть обусловлены 1) флуктуацией толщины ямы или 2) флуктуацией поверхностной концентрации компонентов твердого раствора. Задача об экситонном поглощении в отсутствие магнитных полей H рассматривалась в [14–16], а в [16] — задача о локализации экситона в случайных полях. Однако для магнитоэкситонов имеется существенное усложнение задачи даже в отсутствие внешних полей, связанное с неразделяющимися координатами центра масс и относительного движения магнитоэкситона. Мы обходим эту трудность с помощью введения эффективного уравнения Шредингера для магнитоэкситона в поле медленно меняющегося внешнего поля.

В разд. 2 будет получено эффективное уравнение Шредингера для движения магнитоэкситона как целого в поле внешнего потенциала. В разд. 3 это приближение используется для решения задачи об магнитоэкситоне в одной и в связанных квантовых точках. В разд. 4 мы рассчитаем коэффициент поглощения магнитоэкситона в одиночной квантовой яме в приближении когерентного потенциала. Аналогичные методы будут применены для расчета магнитоабсорбции в связанных квантовых ямах (разд. 5). В разд. 6 мы рассмотрим спектральные свойства магнитоэкситона, взаимодействующего со случайным полем локальных флуктуаций концентраций компонентов твердого раствора типа $A^{III}B^{V}$ в одиночной квантовой яме.

2. ДВИЖЕНИЕ МАГНИТОЭКСИТОНА ВО ВНЕШНЕМ ПОЛЕ (МЕТОД ЭФФЕКТИВНОЙ МАГНИТНОЙ МАССЫ)

Уравнение Шредингера, описывающее движение магнитоэкситона во внешнем поле $V(\mathbf{r}_e,\mathbf{r}_h) = V_e(\mathbf{r}_e) + V_h(\mathbf{r}_h)$, имеет вид

$$\left[\frac{1}{2m_e}\left(\frac{\hbar}{i}\nabla_e + \frac{e}{c}\mathbf{A}_e\right)^2 + \frac{1}{2m_h}\left(\frac{\hbar}{i}\nabla_h - \frac{e}{c}\mathbf{A}_h\right)^2 + V_e(\mathbf{r}_e) + V_h(\mathbf{r}_h) - \right.$$
$$\left. - \frac{e^2}{\epsilon\sqrt{D^2 + (\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h)^2}}\right]\Psi(\mathbf{r}_e,\mathbf{r}_h) = E\Psi(\mathbf{r}_e,\mathbf{r}_h), \tag{1}$$

где $\mathbf{r}_{e,h}$ — двумерные векторы электрона (e) и дырки (h) вдоль соответствующих квантовых ям; e и h расположены в одной или в различных пространственно разделенных квантовых ямах (эти случаи соответствуют прямому или непрямому экситону), $\mathbf{A} = [\mathbf{Hr}]/2$ — векторный потенциал магнитного поля в симметричной калибровке, D — расстояние между квантовыми ямами электрона и дырки, $\epsilon = (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2$, $\epsilon_{1,2}$ — диэлектрические проницаемости сред, окружающих квантовые ямы электрона и дырки. Ищем волновую функцию Ψ в виде ряда по собственным волновым функциям $\Phi_{hmp}(\mathbf{R},\mathbf{r})$ магнитоэкситона в упорядоченной системе [17–19]:

$$\Psi(\mathbf{R},\mathbf{r}) = \sum_{nmp} a_{nmp}\Phi_{nmp}(\mathbf{R},\mathbf{r}), \tag{2}$$

где $\mathbf{R} = (m_e\mathbf{r}_e + m_h\mathbf{r}_h)/M$, $M = m_e + m_h$, $\mathbf{r} = \mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h$, P — сохраняющийся в однородных системах магнитный импульс экситона, n, m — магнитоэкситонные квантовые числа. В случае сильного магнитного поля, пренебрегая в (2) переходами между различными уровнями Ландау магнитоэкситона, вызванными рассеянием экситона на плавном потенциале $V(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)$, и недиагональными матричными элементами кулоновского взаимодействия, умножая обе части уравнения (1) на Φ_p^* (Φ_p — волновая функция магнитоэкситона на нижнем уровне Ландау) и интегрируя по $\mathbf{R}, \mathbf{r}$, получим

$$a_p E(P) + \sum_{p'} V_{pp'} a_{p'} = E a_p, \tag{3}$$

где $E(P)$ — спектр магнитоэкситона на нижнем уровне Ландау [17–19]. Закон дисперсии магнитоэкситона $E(P)$ при достаточно малых магнитных импульсах является квадратичным, как это следует из инвариантности эффективного гамильтониана для Φ_{nmp} относительно поворотов и аналитичности $E(P)$ при $P = 0$ [20]. Более того, на нижнем уровне Ландау точка $P = 0$ является минимумом. При $Pl/\hbar \ll 1$ имеем

$$E(P) = \frac{1}{2}\hbar\omega_c - \mathscr{E}(0, D) + \frac{P^2}{2M_{exc}}, \tag{4}$$

где $l = \sqrt{\hbar c/eH}$ — магнитная длина, $\omega_c = eH/\mu c$ — циклотронная частота, $\mu = = m_e m_h/(m_e + m_h)$ — приведенная масса экситона в плоскости квантовой ямы, $\mathscr{E}(P, D)$ — закон дисперсии магнитоэкситона на нижнем уровне Ландау, M_{exc} — эффективная масса магнитоэкситона, зависящая от магнитного поля H и расстояния между квантовыми ямами D, здесь $M_{exc} \sim 2^{3/2}\epsilon\hbar^2/e^2 l\sqrt{\pi}$ при $D \ll l$ и $M_{exc} \sim D^3\epsilon\hbar^2/e^2 l^4$ при $D \gg l$ [17–19].

Матричный элемент потенциала $V(\mathbf{r}_{e,h})$ в обкладках $\langle n = m = 0, \mathbf{P}|$ и $\langle n = m = 0, \mathbf{P}'|$ имеет вид

$$\begin{aligned}\langle \mathbf{P}'|V_{e,h}(\mathbf{r})|\mathbf{P}\rangle &= \frac{1}{S}\exp\left(-\frac{l^2}{4\hbar^2}(\mathbf{P}' - \mathbf{P})^2\right) V_{e,h}(\mathbf{P}' - \mathbf{P}) \exp\left(\pm\frac{il^2}{2\hbar^2 H}\mathbf{H}[\mathbf{P}\mathbf{P}']\right) = \\ &= \frac{1}{S}\widetilde{V}_{e,h}(\mathbf{P}' - \mathbf{P}) \exp\left(\pm\frac{il^2}{2\hbar^2 H}\mathbf{H}[\mathbf{P}\mathbf{P}']\right),\end{aligned} \tag{5}$$

где S — площадь квантовой ямы. Введем оператор $E(-i\hbar\nabla)$, такой что

$$E(-i\hbar\nabla)\exp\left(\frac{i}{\hbar}\mathbf{P}\mathbf{R}\right) = E(P)\exp\left(\frac{i}{\hbar}\mathbf{P}\mathbf{R}\right). \tag{6}$$

Умножим уравнение (3) на $\exp\left(\frac{i}{\hbar}\mathbf{P}\mathbf{R}\right)$ и просуммируем по $\mathbf{P}$. Уравнение (3) приводится к виду

$$\begin{aligned}E(-i\hbar\nabla)F(\mathbf{R}) + \frac{1}{S}\sum_{P_1,P_2} a_{p_2}\exp\left(\frac{i}{\hbar}\mathbf{P}_1\mathbf{R}\right)\left[\widetilde{V}_e(\mathbf{P}_1 - \mathbf{P}_2)\exp\left(\frac{il^2}{2\hbar^2 H}\mathbf{H}[\mathbf{P}_2\mathbf{P}_1]\right) + \right. \\ \left. + \widetilde{V}_h(\mathbf{P}_1 - \mathbf{P}_2)\exp\left(-\frac{il^2}{2\hbar^2 H}\mathbf{H}[\mathbf{P}_2\mathbf{P}_1]\right)\right] = EF(\mathbf{R}),\end{aligned} \tag{7}$$

где

$$F(\mathbf{R}) = \sum_p a_p \exp\left(\frac{i}{\hbar}\mathbf{PR}\right). \tag{8}$$

Используя замену $\mathbf{P} \to -i\hbar\nabla$, второе слагаемое в (7) удобно переписать в виде

$$\sum_p a_p \left[\exp\left(\frac{l^2}{2\hbar H}\mathbf{H}[\mathbf{P}\nabla]\right)\widetilde{V}_e(\mathbf{R})\exp\left(\frac{i}{\hbar}\mathbf{PR}\right) + \right.$$
$$\left. + \exp\left(-\frac{l^2}{2\hbar H}\mathbf{H}[\mathbf{P}\nabla]\right)\widetilde{V}_h(\mathbf{R})\exp\left(\frac{i}{\hbar}\mathbf{PR}\right)\right]. \tag{9}$$

Суммируя по **P**, напишем (9) в виде

$$\lim_{R'\to R}\left[\exp\left(-\frac{il^2}{2H}\mathbf{H}[\nabla_{R'}\nabla_R]\right)\widetilde{V}_e(\mathbf{R}) + \exp\left(\frac{il^2}{2H}\mathbf{H}[\nabla_{R'}\nabla_R]\right)\widetilde{V}_h(\mathbf{R})\right]F(\mathbf{R}'). \tag{10}$$

При $P \ll \hbar/l$ и с учетом (4) оператор (6) можно представить в виде ряда по степеням $-i\hbar\nabla$:

$$E(-i\hbar\nabla) = \frac{1}{2}\hbar\omega_c + \mathcal{E}(0, D) - \frac{\hbar^2}{2M_{exc}}\Delta. \tag{11}$$

Подставляя (10) и (11) в (7), получим эффективное уравнение Шредингера для магнитоэкситона:

$$-\frac{\hbar^2}{2M_{exc}}\Delta F(\mathbf{R}) + \lim_{R'\to R}\left[\exp\left(-\frac{il^2}{2H}\mathbf{H}[\nabla_{R'}\nabla_R]\right)\widetilde{V}_e(\mathbf{R}) + \right.$$
$$\left. + \exp\left(\frac{il^2}{2H}\mathbf{H}[\nabla_{R'}\nabla_R]\right)\widetilde{V}_h(\mathbf{R})\right]F(\mathbf{R}') = \mathcal{E}F(\mathbf{R}), \tag{12}$$

где $\mathcal{E} = E - \hbar\omega_c/2 - \mathcal{E}(0, D)$, $F(\mathbf{R})$ — огибающая функция магнитоэкситона в поле эффективного потенциала. Пределы применимости уравнения (12) для огибающей функции F определяются, как и в случае применимости выражения (3), неравенствами

$$\hbar\omega_c \gg E_{exc}, \quad \hbar\omega_c \gg \sqrt{\langle V_{e,h}^2\rangle_{av}},$$

где E_{exc} — энергия связи магнитоэкситона в идеальной системе, зависящая от магнитного поля и толщины барьера D между квантовыми ямами электрона и дырки: $E_{exc} \sim e^2/l\epsilon\sqrt{\pi/2}$ при $D \ll l$ и $E_{exc} \sim e^2/\epsilon D$ при $D \gg l$ [17–19]; $\langle\ldots\rangle_{av}$ — усреднение по флуктуациям случайного поля.

Характерной длиной изменения огибающей функции и эффективного потенциала $\widetilde{V}_{e,h}$ является корреляционная длина L потенциала $V(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)$. В настоящей работе мы будем рассматривать случай $L \gg r_{exc}$ (r_{exc} — средний размер экситона), т. е. плавный поверхностный потенциал, который, как показано в [21] с помощью сканирующей туннельной микроскопии, реализуется на границах интенсивно исследуемых структур AlGaAs—GaAs. Более строго условие плавности случайного потенциала можно выразить в виде [22]

$$r_{exc}\sqrt{\langle\nabla V^2\rangle_{av}} \ll E_{exc}. \tag{13}$$

При условии, что корреляционная длина случайного потенциала превышает средний размер l магнитоэкситона, экспоненты в (10) можно разложить в ряд. В этом случае выражение (10) принимает вид

$$\begin{aligned}&\left(\tilde{V}_e(\mathbf{R})+\tilde{V}_h(\mathbf{R})\right)F(\mathbf{R})+\frac{il^2}{2H}\left[\mathbf{H},\nabla_R(\tilde{V}_e(\mathbf{R})-\tilde{V}_h(\mathbf{R}))\right]\nabla_R F(\mathbf{R})-\\&-\frac{l^4}{8}\left(\frac{\partial^2F(\mathbf{R})}{\partial X^2}\frac{\partial^2(\tilde{V}_e(\mathbf{R})+\tilde{V}_h(\mathbf{R}))}{\partial Y^2}+\frac{\partial^2F(\mathbf{R})}{\partial Y^2}\frac{\partial^2(\tilde{V}_e(\mathbf{R})+\tilde{V}_h(\mathbf{R}))}{\partial X^2}-\right.\\&\left.-2\frac{\partial^2F(\mathbf{R})}{\partial X\partial Y}\frac{\partial^2(\tilde{V}_e(\mathbf{R})+\tilde{V}_h(\mathbf{R}))}{\partial X\partial Y}\right)+\ldots\end{aligned} \tag{14}$$

Второе слагаемое в (14) в рамках метода эффективной магнитной массы экситона играет роль дипольного взаимодействия магнитоэкситона с внешним эффективным электрическим полем (случайным в рассматриваемом случае). Действительно, дипольный момент магнитоэкситона на нижнем уровне Ландау определяется выражением

$$\begin{aligned}\langle\mathbf{d}\rangle&=e\langle\mathbf{r}\rangle=e\sum_p|a_p|^2\frac{l^2}{\hbar H}[\mathbf{HP}]=\\&=\frac{c}{SH^2}\sum_{p_1,p_2}a^*_{p_1}a_{p_2}\int\exp\left(-\frac{i}{\hbar}\mathbf{P}_1\mathbf{R}\right)\frac{\hbar}{i}[\mathbf{H}\nabla]\exp\left(\frac{i}{\hbar}\mathbf{P}_2\mathbf{R}\right)d\mathbf{R}=\\&=\int F^*(\mathbf{R})\frac{c\hbar}{iH^2}[\mathbf{H}\nabla]F(\mathbf{R})d\mathbf{R},\end{aligned} \tag{15}$$

т. е. $(c\hbar/iH^2)[\mathbf{H}\nabla]$ играет роль оператора эффективного дипольного момента в пространстве огибающих функций $F(\mathbf{R})$. Аналогично нетрудно показать, что матричный элемент второго слагаемого в (14), вычисленный в обкладках огибающей функции $F(\mathbf{R})$ при условии $V(\mathbf{r}_e,\mathbf{r}_h)=e(\mathbf{r}_e-\mathbf{r}_h)\mathbf{E}$, совпадает со средним оператора дипольного взаимодействия экситона с квазиоднородным (на размере экситона, см. (13)) электрическим полем $\mathbf{E}$ в обкладках исходных волновых функций (2). Роль второго слагаемого ясно видна на примере экситона в квантовой точке, рассматриваемом в следующем разделе. В случайном поле среднее значение дипольного момента $\mathbf{d}$ магнитоэкситона со средним значением магнитного импульса, равным нулю (для экситона в минимуме $E(\mathbf{P})$ при $\mathbf{P}=0$), равно нулю.

Оставляя выражения нулевого порядка по параметру l/L, получим уравнение Шредингера вида

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M_{exc}}\Delta+V_{eff}(\mathbf{R})\right)F(\mathbf{R})=\mathscr{E}F(\mathbf{R}), \tag{16}$$

где

$$V_{eff}(\mathbf{R})=\frac{1}{\pi l^2}\int\exp\left(-\frac{(\mathbf{R}-\mathbf{r})^2}{l^2}\right)[V_e(\mathbf{r})+V_h(\mathbf{r})]\,d\mathbf{r}. \tag{17}$$

Эффективное уравнение Шредингера (16) для магнитоэкситона инвариантно относительно замен $t\to -t$, $F\to F^*$ в отличие (при $m_h\neq m_e$) от уравнений (1) и (12).

Действительно, уравнение (16) рассматривает движение магнитоэкситона как движение электрически нейтральной композитной частицы. В силу электронейтральности отсутствует явное взаимодействие с магнитным полем, приводящее к нарушению симметрии по отношению к обращению времени в (1), (12). Неявное взаимодействие с магнитным полем сказывается в перенормировке эффективной массы магнитоэкситона и в изменении корреляционной функции внешнего случайного поля. Учет в (16) слагаемых первого или более высоких порядков по малому в сильных магнитных полях параметру l/L, описывающих влияние рассеяния магнитоэкситона как целого на внутренние степени свободы, приводит при $m_h \neq m_e$ к нарушению симметрии $t \to -t$, $F \to F^*$ (это обстоятельство следует учесть при рассмотрении слабой локализации магнитоэкситонов, ср. [16]). В следующем разделе будет показано, что учет слагаемых линейного и квадратичного порядка по параметру l/L приводит к перенормировке эффективной массы магнитоэкситона и к появлению в гамильтониане выражения, соответствующего поляризации экситона во внешнем поле.

Следовательно, уравнение Шредингера (16) применимо для магнитоэкситонов в слабых внешних полях $V_e(\mathbf{r})$ и $V_h(\mathbf{r})$, корреляционные длины которых значительно превышает размер магнитоэкситона.

3. СПЕКТРЫ ПРЯМОГО И НЕПРЯМОГО МАГНИТОЭКСИТОНОВ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

Для того чтобы прояснить характер используемого далее приближения (16), рассмотрим магнитоэкситон, состоящий из электрона и дырки, расположенных в одной или в различных пространственно разделенных квантовых точках. Эта задача, разумеется, имеет и самостоятельный физический интерес в связи с экспериментальным изучением экситонов в квантовых точках в магнитных полях [23].

Предположим, что электрон и дырка удерживаются в квантовых точках параболическими потенциалами $V_{e,h}(r) = \alpha_{e,h}r^2$. Для расчета спектра магнитоэкситона воспользуемся уравнением (12). Оно справедливо при условии, что взаимодействие магнитоэкситонов с потенциалом квантовой точки не приводит к переходам между магнитоэкситонными уровнями внутреннего движения.

Используя (12), с учетом удерживающих потенциалов получаем

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\widetilde{\widetilde{M}}}\Delta + (\alpha_e + \alpha_h)R^2 + \frac{c(\alpha_h - \alpha_e)}{eH^2}\mathbf{H}\hat{\mathbf{L}}\right)F(\mathbf{R}) = E'F(\mathbf{R}), \tag{18}$$

где $\hat{\mathbf{L}} = -i\hbar[\mathbf{R}\nabla]$ — оператор момента импульса магнитоэкситона,

$$\frac{1}{\widetilde{\widetilde{M}}} = \frac{1}{M_{exc}(D/l)} + \frac{l^4}{2\hbar^2}(\alpha_e + \alpha_h), \tag{19}$$

$E' = \mathscr{E} - l^2(\alpha_e + \alpha_h)/2$. Заметим, что учет удерживающих потенциалов приводит к уменьшению эффективной магнитной массы магнитоэкситона. С ростом H величина $\widetilde{\widetilde{M}}$ монотонно возрастает. Подчеркнем, что выражения (18), (19) получены из «точного» уравнения (12) (а не приближенного (16)) без использования разложения по параметру отношения магнитной длины к характерному радиусу локализации $L \sim a_0$ (см. ниже). Использование уравнения (16) привело бы к отсутствию третьего слагаемого в (18), описывающего поляризацию экситона во внешнем поле, и к неперенормированной эффективной массе экситона.

Таким образом, для $F(\mathbf{R})$ получаем

$$F_{nm}(\mathbf{R}) = \sqrt{\frac{n!}{2\pi(n+|m|!)}}\frac{e^{im\phi}}{a_0}\left(\frac{R}{\sqrt{2}a_0}\right)^{|m|} L_n^{|m|}\left(\frac{R^2}{2a_0^2}\right)\exp\left(-\frac{R^2}{4a_0^2}\right), \qquad (20)$$

где

$$a_0 = \left(\frac{\hbar^2}{2\widetilde{M}(\alpha_e+\alpha_h)}\right)^{1/4} \qquad (21)$$

— радиус локализации магнитоэкситона в квантовых точках, L_n^m — полиномы Лагерра. С ростом параметра D/l или магнитного поля H уменьшается область локализации магнитоэкситона.

Спектр (18) полностью дискретен:

$$E'_{nm} = ml^2(\alpha_h-\alpha_e) + 4\hbar\sqrt{\frac{\alpha_e+\alpha_h}{2\widetilde{M}}}\left(n+\frac{|m|+1}{2}\right). \qquad (22)$$

Увеличение H приводит к уменьшению расстояния между уровнями (22), т.е. к более тонкой структуре магнитоэкситонного поглощения на нижнем уровне Ландау внутреннего движения магнитоэкситона. Сужение тонкой структуры связано с ростом эффективной магнитной массы экситона (19) и уменьшением магнитной длины l с ростом магнитного поля (и аналогично уменьшению ширины магнитоэкситонной зоны в квантовых ямах с ростом H [19]). Такая структура экситонного поглощения наблюдалась в естественных квантовых точках в [23].

До сих пор мы обсуждали экситонный спектр, примыкающий к нижнему уровню Ландау. Аналогично, весь спектр экситона в связанных квантовых точках в сильном магнитном поле представляет собой экситонную тонкую структуру, примыкающую к более высоким уровням Ландау. Отметим лишь, что для более высоких уровней надо учесть также тонкие структуры, отвечающие экситонам в «ротонных» минимумах [17–19]. При $D = 0$ полученные результаты находятся в хорошем согласии с численными расчетами спектра магнитоэкситона в квантовой точке [24].

Если $\alpha_e = \alpha_h$, уровни (22) вырождены по квантовому числу $N = 2n + |m|$. Каждое состояние, исключая $(0,0)$, вырождено $N+1$-кратно.

Приближение (18) справедливо при условии

$$\alpha_e + \alpha_h \ll \omega_c^2\mu. \qquad (23)$$

Как следует из (23), с ростом магнитного поля расширяется область применимости полученных результатов.

Вероятность рождения экситона, как известно [25, 26], определяется величиной

$$\int |\Psi(\mathbf{R},\mathbf{r})|^2\delta(\mathbf{r})d\mathbf{R}d\mathbf{r}, \qquad (24)$$

т.е. вероятностью обнаружить электрон и дырку в одном месте. Здесь мы рассматриваем изолированную квантовую точку либо рождение прямого экситона в связанных квантовых точках. Используя (2), представим (24) в виде

$$\frac{1}{2\pi l^2}\sum_p |a_p|^2 \exp\left(-\frac{P^2 l^2}{2\hbar^2}\right). \tag{25}$$

Коэффициент a_p является фурье-образом функции (20) и при $n = m = 0$ определяется выражением

$$a_p = \sqrt{\frac{2\pi}{S}}\, 2a_0 \exp\left(-\frac{P^2 a_0^2}{\hbar^2}\right). \tag{26}$$

Подставляя (26) в (25), получим, что магнитоэкситонное поглощение в квантовой точке пропорционально величине

$$\frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{a_0}{l}\right)^2 \frac{1}{4a_0^2 + l^2}, \tag{27}$$

которая монотонно возрастает с ростом H в области сильных магнитных полей, что связано с пространственным сжатием волновых функций при росте H. С ростом $\alpha_e + \alpha_h$ это возрастание замедляется.

4. МАГНИТОЭКСИТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ОДИНОЧНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ

Флуктуации толщины квантовой ямы, возникающие в процессе изготовления квантовой ямы, приводят к возникновению случайного потенциала. Взаимодействие экситона и такого случайного поля при условии малости этих флуктуаций по сравнению со средней шириной ямы и для достаточно плавных флуктуаций имеет вид [12, 27, 28]

$$V(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \tilde{\alpha}_e\left[\xi_1(\mathbf{r}_e) - \xi_2(\mathbf{r}_e)\right] + \tilde{\alpha}_h\left[\xi_1(\mathbf{r}_h) - \xi_2(\mathbf{r}_h)\right], \tag{28}$$

где $\tilde{\alpha}_{e,h} = \partial E^{(0)}_{e,h}/\partial d$, d — толщина квантовой ямы, $E^{(0)}_{e,h}$ — нижние уровни энергии электрона и дырки в валентной зоне и в зоне проводимости, $\xi_{1,2}(\mathbf{r})$ — флуктуации толщины ямы на верхней и нижней поверхностях. Будем считать, что флуктуации на разных поверхностях статистически независимы, в то время как на одной поверхности описываются гауссовой корреляционной функцией

$$\langle \xi_i(\mathbf{r}_1)\xi_j(\mathbf{r}_2)\rangle = g_i \delta_{ij}\delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1), \tag{29}$$

где g_i — величина, пропорциональная квадрату амплитуды флуктуации i-ой поверхности [12, 27, 28].

Коэффициент экситонного поглощения можно представить в виде $\alpha = \alpha_0 A(E)$ [25, 15], где α_0 — множитель, слабо зависящий от частоты $\omega = E + E_g + E_{exc}$ (E_g — ширина запрещенной зоны, здесь $\hbar = 1$), а $A(E)$ — определяется выражением

$$A(E) = -\frac{1}{\pi}\,\mathrm{Im}\, G_1(0, E), \tag{30}$$

где $G_1(0, E)$ — фурье-образ запаздывающей функции Грина при $k = 0$. Используя метод реплик, представим функцию Грина в виде функционального интеграла по бозе-полям [29, 16]:

$$G_{1,2}(E, R_1, R_2) = \lim_{N\to 0} \int D\phi_a^p \phi_1^{1,2}(R_1)\phi_1^{1,2}(R_2)e^L,$$
$$L = \frac{is_p}{2} \int \phi_a^p(\mathbf{r}) \left[E_p - \frac{\nabla_R^2}{2M_{exc}} - V_{eff}(\mathbf{R})\right] \phi_a^p(\mathbf{r})d\mathbf{r}. \tag{31}$$

Здесь $\phi_a^p(\mathbf{r})$ — действительные поля и по повторяющимся индексам подразумевается суммирование, репличные индексы $a = 1, \ldots, N$, $p = 1, 2$, $s_1 = -s_2 = 1$, $E_p = E + is_p\eta$, $\eta \to 0$. Выполнив гауссово усреднение в (31) по $\xi_i(\mathbf{r})$, получим

$$L = \frac{is_p}{2} \int \phi_a^p(\mathbf{R}) \left(E_p - \frac{\nabla_R^2}{2M}\right) \phi_a^p(\mathbf{R})d^2\mathbf{r} -$$
$$- \frac{1}{8} \int d\mathbf{R}_1 d\mathbf{R}_2 \phi_a^p(\mathbf{R}_1)\phi_a^p(\mathbf{R}_1)s_p B(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2)\phi_b^q(\mathbf{R}_2)\phi_b^q(\mathbf{R}_2)s_q\ , \tag{32}$$

где $B(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2) = \langle V_{eff}(\mathbf{R}_1)V_{eff}(\mathbf{R}_2)\rangle_{av}$, эффективный потенциал V_{eff} определяется формулой (17). В результате определяющий свойства экситона коррелятор случайных полей, в отличие от полей, действующих порознь на электрон и дырку, описывают цветной (а не белый) гауссов шум:

$$B(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2) = \frac{g_1 + g_2}{2\pi l^2}(\tilde{\alpha}_e + \tilde{\alpha}_h)^2 \exp\left(-\frac{(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2)^2}{2l^2}\right). \tag{33}$$

Заметим, что в пределе очень сильных магнитных полей $l \to 0$, а следовательно, $B(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2) \sim (g_1 + g_2)(\tilde{\alpha}_e + \tilde{\alpha}_h)^2\delta(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2)$, т.е. для магнитоэкситона восстанавливается белый шум случайного поля. Наличие симметрии $t \to -t$ в уравнении Шредингера (16) и подавление дальнодействующего характера действия случайного поля ликвидируют причины, возможно приводящие к появлению различных транспортных коэффициентов в купероне и диффузионе [30].

Вследствие трансляционной инвариантности и изотропии корреляционная функция экситона зависит только от $|\mathbf{R}| = |\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|$.

Для получения эффективного потенциала, описывающего медленные флуктуации, удобно расцепить взаимодействующую часть лагранжиана с помощью билокального поля $Q(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2)$ (см. [29, 16]):

$$\exp(L_{int}) = \int D\hat{Q} \exp\left[\frac{i}{2}\int d\mathbf{R}_1 d\mathbf{R}_2 \sqrt{s_p s_q} Q_{ab}^{pq} \phi_a^p(\mathbf{R}_1)\phi_b^q(\mathbf{R}_2) - \right.$$
$$\left. -\frac{1}{2}\int d\mathbf{R}_1 d\mathbf{R}_2\, \mathrm{Sp}\, \hat{Q}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2)B^{-1}\left(|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|\right)\hat{Q}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2)\right],$$
$$L_{int} = -\frac{1}{8}\int d\mathbf{R}_1 d\mathbf{R}_2 \phi_a^p(\mathbf{R}_1)\phi_a^p(\mathbf{R}_1)s_p B(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2)\phi_b^q(\mathbf{R}_2)\phi_b^q(\mathbf{R}_2)s_q. \tag{34}$$

Введем производящий функционал

$$Z[J] = \int D\hat{Q}D\phi_a^p \exp\left(L[\hat{Q}, \phi] + \int J_{ab}^{pq}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2)\phi_a^p(\mathbf{R}_1)\phi_b^q(\mathbf{R}_2)d\mathbf{R}_1 d\mathbf{R}_2\right), \tag{35}$$

где $J_{ab}^{pq}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) = J_{ba}^{qp}(\mathbf{R}_2, \mathbf{R}_1)$. Тогда выражение для функции Грина есть

$$\left.\frac{\delta Z[J]}{\delta J_{11}^{pp}}\right|_{J=0} = is_p G_p(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2), \tag{36}$$

или (см. [16])

$$\langle G_p(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2)\rangle_{av} = -2B^{-1}(R_1 - R_2)\langle Q_{11}^{pp}(R_1, R_2)\rangle, \tag{37}$$

где $\langle \ldots \rangle$ — функциональный интеграл по полю Q.

Лагранжиан в (35) квадратичен по ϕ_a^p, поэтому прямым интегрированием получаем

$$L[\hat{Q}] = -\frac{1}{2}\,\mathrm{Sp}\ln\left[\hat{s}\left(E - \frac{\nabla_R{}^2}{2M_{exc}}\right)\delta(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2) + \widetilde{Q}\right] - \\ - \frac{1}{2}\int d\mathbf{R}_1 d\mathbf{R}_2\,\mathrm{Sp}\,\widetilde{Q}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2)B^{-1}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2)\widetilde{Q}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2)\,, \tag{38}$$

где $\hat{s}_{ab}^{pq} = s_p\delta_{pq}\delta_{ab}$, $\widetilde{Q}_{ab}^{pq} = \sqrt{s_p s_q}\,\hat{Q}_{ab}^{pq}$.

Найдем стационарную траекторию лагранжиана. Она удовлетворяет уравнению

$$\frac{\delta L}{\delta Q} = 0. \tag{39}$$

Ищем решение этого уравнения в виде

$$\widetilde{Q}_{ab}^{pq} = \delta_{pq}\delta_{ab}Q_a^p. \tag{40}$$

Уравнение для Q_a^p в седловом приближении есть

$$G_p^0(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) = -2B^{-1}(|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|)Q_a^p(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2), \tag{41}$$

где

$$G_p^0(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) = \langle \mathbf{R}_1|\frac{1}{E - \nabla_R{}^2/2M_{exc} + Q_a^p}|\mathbf{R}_2\rangle. \tag{42}$$

Уравнения (41), (42) определяют функцию Грина в седловом приближении. Седловое приближение, как известно, эквивалентно приближению когерентного потенциала. Оно позволяет самосогласованно найти эффективный потенциал рассеяния $-Q$ с помощью самосогласованной процедуры (41), (42). Приближение когерентного потенциала дает не только хорошие качественные, но и количественные результаты для расчета спектров [31].

Из-за трансляционной инвариантности и изотропии решение интегрального уравнения относительно Q_p будет зависеть только от $|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|$. Переходя к фурье-представлению из (41), получаем:

$$Q_p(\mathbf{k}) = -\frac{1}{2}\int G_p^0(\mathbf{q})B(|\mathbf{k} - \mathbf{q}|)\frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^2}. \tag{43}$$

В пределе $g_i \to 0$ величина $\mathrm{Im}\,Q_p$ является малой, поэтому аналогично [29, 16] можно сделать замену

$$\mathrm{Im}\,G_p^0(q) \to -\pi\delta\left(E - \frac{q^2}{2M_{exc}}\right). \tag{44}$$

Подставляя (44) в (43) и используя для мнимой части функцию Грина в приближении когерентного потенциала, находим

$$\operatorname{Im} G_p^0(k) = \frac{\operatorname{Im} Q_p(k)}{(E - k^2/2M_{exc})^2 + [\operatorname{Im} Q_p(k)]^2}, \tag{45}$$

где

$$\operatorname{Im} Q_p(k) = \frac{\pi}{2} \int \delta\left(E - \frac{q^2}{2M_{exc}}\right) B(|\mathbf{k} - \mathbf{q}|) \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^2},$$

или

$$\operatorname{Im} Q_p(k) = \frac{1}{2} B_0 M_{exc} \pi l^2 \exp\left(-\frac{1}{2}k^2 l^2 - M_{exc} E l^2\right) I_0\left(k l^2 \sqrt{2M_{exc}E}\right), \tag{46}$$

где B_0 — предэкспоненциальный фактор (33).

Возвращаясь к (30), получим выражение для коэффициента экситонного поглощения в приближении когерентного потенциала:

$$A(E) = \frac{1}{2\pi} \frac{M_{exc} B_0 \pi l^2 \exp\left(-M_{exc} E l^2\right)}{E^2 + \left(M_{exc} B_0 \pi l^2/2\right)^2 \exp\left(-2M_{exc} E l^2\right)}. \tag{47}$$

Максимум поглощения приходится на область малых энергий $M_{exc}El^2 \ll 1$. При условии $d^2 \ll a_{e,h}l$ ($a_{e,h}$ — эффективные боровские радиусы электрона и дырки в плоскости квантовой ямы) коэффициент разложения энергии размерного квантования электронов и дырок по флуктуациям толщин квантовых ям имеет, очевидно, вид $\tilde{\alpha}_{e,h} = -\pi^2/m_{e,h}d^3$, где d — средняя толщина ямы (см. [27]). Поэтому входящая в (47) величина B (амплитуда коррелятора случайных полей, см. (33)) ведет себя как $1/d^6$. В результате коэффициент поглощения при $E = 0$ есть

$$A(0) = \frac{4}{\pi^5} \frac{d^6 \mu_z^2}{(g_1 + g_2) M_{exc}}, \tag{48}$$

где $\mu_z = m_{ze} m_{zh}/(m_{ze} + m_{zh})$. С ростом H коэффициент поглощения (48) убывает как $1/\sqrt{H}$, так как магнитная масса экситона M_{exc} возрастает с ростом H как $\sqrt{H}$. Полуширина линии поглощения возрастает с ростом амплитуды g случайного поля.

Рассчитаем $A(E)$ в области больших и отрицательных энергий E. В этой области энергий плотность состояний отлична от нуля лишь благодаря сравнительно маловероятным конфигурациям случайного поля. В силу макроскопической однородности области, содержащие большие отрицательные флуктуации потенциала, должны быть удалены друг от друга на расстояния, существенно большие, чем их собственные размеры, и, кроме того, $\int V_{eff} d\mathbf{r} = 0$. Таким образом, типичные реализации (оптимальные флуктуации), ответственные за возникновение спектра в области больших и отрицательных энергий E, должны иметь вид достаточно глубоких ям, разделенных областями, где потенциал принимает свои типичные значения

$$\langle V_{eff} \rangle_{av} \pm \sqrt{\langle V_{eff}^2 \rangle_{av} - \langle V_{eff} \rangle_{av}^2} = \pm\sqrt{\langle V_{eff}^2 \rangle_{av}}.$$

Плотность состояний при $E \to -\infty$ может быть рассчитана методом оптимальных флуктуаций [32] или методом перевала [33] в функциональном интеграле (32). В методе перевала основной вклад по параметру $1/M_{exc}El^2$ в функциональный интеграл (32), определяющий функцию Грина, дают инстантоны. Инстантонный вклад в плотность состояний при больших E является асимптотически точным и в одномерных системах совпадает с результатом, полученным методом оптимальных флуктуаций. Этот вклад определяется поведением корреляционной функции $B(\mathbf{R})$ в области $R \ll l$. Поэтому, ограничиваясь низшей степенью $\mathbf{R}$ в разложении $B(\mathbf{R})$ по $\mathbf{R}$, получим

$$B(R) \approx B_0 \left(1 - \frac{R^2}{2l^2}\right). \tag{49}$$

Используя выражение для функции Грина в инстантонном приближении, полученное в [33], находим коэффициент экситонного поглощения

$$A(E) = \frac{E^2 l}{(\tilde{\alpha}_e + \tilde{\alpha}_h)^3 (g_1 + g_2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{2\pi l^2 E^2}{(\tilde{\alpha}_e + \tilde{\alpha}_h)^2 (g_1 + g_2)}\right). \tag{50}$$

5. МАГНИТОЭКСИТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В СВЯЗАННЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ

Взаимодействие экситона, электрон и дырка которого находятся в различных пространственно разделенных квантовых ямах, со случайным полем, обусловленным флуктуациями толщин ям электрона и дырки, имеет вид [12]

$$V(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \tilde{\alpha}_e \left[\xi_1(\mathbf{r}_e) - \xi_2(\mathbf{r}_e)\right] + \tilde{\alpha}_h \left[\xi_3(\mathbf{r}_h) - \xi_4(\mathbf{r}_h)\right], \tag{51}$$

где $\tilde{\alpha}_{e,h} = \partial E^{(0)}_{e,h} / \partial d_{e,h}$, $d_{e,h}$ — средние толщины квантовых ям электрона и дырки, ξ_1 и ξ_2 (ξ_3 и ξ_4) — флуктуации толщин ям электрона (дырки) соответственно на верхней и нижней поверхностях ям (условие применимости (51) аналогично обсуждавшемуся в связи с (28)).

По-прежнему считаем, что флуктуации на разных поверхностях квантовых ям статистически независимы, в то время как на одной поверхности описываются гауссовой корреляционной функцией (29). Это возможно при условии, что расстояние D между ямами электрона и дырки больше флуктуации толщин этих ям на ближайших поверхностях (противоположный случай реализуется в двойных квантовых ямах).

Корреляционная функция эффективного потенциала имеет вид

$$B(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2) = \frac{\tilde{\alpha}_e^2 (g_1 + g_2) + \tilde{\alpha}_h^2 (g_3 + g_4)}{2\pi l^2} \exp\left(-\frac{(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2)^2}{2l^2}\right). \tag{52}$$

Коэффициент поглощения при $E = 0$ есть

$$A(0) = \frac{4}{\pi^5 M(\mathscr{D})} \left(\frac{g_1 + g_2}{m_{ze}^2 d_e^6} + \frac{g_3 + g_4}{m_{zh} d_h^6}\right)^{-1}, \tag{53}$$

где

$$M(\mathscr{D}) = \frac{2^{3/2} \epsilon \hbar^2}{e^2 l \sqrt{\pi}} \left[(1 + \mathscr{D}^2) \exp\left(\frac{\mathscr{D}^2}{2}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\mathscr{D}}{\sqrt{2}}\right) - \mathscr{D}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\right]^{-1} \tag{54}$$

— эффективная масса непрямого магнитоэкситона в состоянии $n = m = 0$ в связанной квантовой яме (см. [18, 19]), $\mathcal{D} = D/l$. По причинам, указанным в разд. 4, $A(0)$ убывает с ростом магнитного поля как $1/\sqrt{H}$ при $\mathcal{D} \ll 1$ и как $1/H^2$ при $\mathcal{D} \gg 1$ в согласии с экспериментально наблюдаемым уменьшением пика люминесценции [3]. С ростом $\mathcal{D}$ величина пика уменьшается.

При $M(\mathcal{D})l^2|E| \gg 1$ в инстантонном приближении коэффициент магнитоэкситонного поглощения имеет вид:

$$A(E) = \frac{E^2 l}{\left[\tilde{\alpha}_e^2(g_1+g_2)+\tilde{\alpha}_h^2(g_3+g_4)\right]^{3/2}} \exp\left(-\frac{2\pi l^2 E^2}{\left[\tilde{\alpha}_e^2(g_1+g_2)+\tilde{\alpha}_h^2(g_3+g_4)\right]}\right). \tag{55}$$

Заметим, что параметр $M(\mathcal{D})l^2$ является немонотонной функцией H и D в силу возрастания эффективной массы (54) и уменьшения магнитной длины l с ростом магнитного поля. Так, при $D > 0.7a^*$ (a^* — боровский радиус экситона) он возрастает с ростом H в области сильных магнитных полей и убывает при $D < 0.7a^*$. Следовательно, увеличение H при $D < 0.7a^*$ может привести к изменению типа поглощения от (55) к (53), а при $D > 0.7a^*$ с ростом магнитного поля уменьшается энергия $|E|$, начиная с которой справедливо инстантонное приближение.

6. МАГНИТОЭКСИТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ТВЕРДЫХ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ РАСТВОРАХ

Потенциал взаимодействия экситона со случайным полем $\xi(\mathbf{r})$ локальной флуктуации концентрации двухкомпонентного раствора имеет вид [14–16]

$$\hat{V}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \beta_e \xi(\mathbf{r}_e) - \beta_h \xi(\mathbf{r}_h), \tag{56}$$

где

$$\beta_e = \frac{1}{N}\frac{\partial E_c}{\partial x}, \quad \beta_h = \frac{1}{N}\frac{\partial E_v}{\partial x},$$

x — средняя доля узлов атомов A, E_c — дно зоны проводимости, E_v — потолок валентной зоны, N — концентрация узлов решетки, в которых могут находиться либо атомы сорта A, либо атомы сорта B, $\xi(\mathbf{r})$ — избыточная концентрация одного из компонентов твердого раствора. Гауссова случайная функция $\xi(\mathbf{r})$ удовлетворяет соотношению [15]

$$\langle \xi(\mathbf{r}_1)\xi(\mathbf{r}_2)\rangle = Nx(1-x)\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2). \tag{57}$$

Используя (17) и (57), получаем корреляционную функцию эффективного потенциала

$$B(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2) = \frac{(\beta_e - \beta_h)^2}{2\pi l^2} g \exp\left(-\frac{(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2)^2}{2l^2}\right), \tag{58}$$

где $g = Nx(1-x)$. При $\beta_e = \beta_h$ корреляционная функция обращается в нуль. Учет в (57) отклонений случайного поля от гауссовского распределения вида [22]

$$\sum_{\alpha,\beta=x,y} b_{\alpha\beta} \frac{\partial^2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)}{\partial r_{1\alpha}\partial r_{2\beta}}$$

не меняет результата ($B(\mathbf{R}) = 0$ при $\beta_e = \beta_h$). Слабое взаимодействие возникает лишь при учете виртуальных переходов на другие уровни Ландау (см. [34]).

Коэффициент поглощения при $E = 0$ есть

$$A(0) = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\frac{e^2 l}{\epsilon \hbar^2 g}\,\frac{1}{(\beta_e - \beta_h)^2}. \tag{59}$$

С ростом H коэффициент поглощения (59) убывает как $1/\sqrt{H}$.

Коэффициент магнитоэкситонного поглощения в квантовой яме на основе раствора $\mathrm{A^{III}B^{V}}$ в инстантонном приближении имеет вид

$$A(E) = \frac{E^2 l}{|\beta_e - \beta_h|^3 g^{3/2}} \exp\left(-\frac{2\pi l^2 E^2}{(\beta_e - \beta_h)^2 g}\right). \tag{60}$$

7. ВЫВОДЫ

Рассчитан коэффициент магнитоэкситонного поглощения в одиночной квантовой яме и в связанных квантовых ямах с учетом квазидвумерных случайных полей, обусловленных флуктуациями толщин квантовых ям или флуктуациями концентраций компонентов твердого раствора замещения. Увеличение дисперсии случайного поля приводит к уменьшению пика линии поглощения и к ее уширению. Аналогичное изменение кривой поглощения происходит при увеличении расстояния между связанными квантовыми ямами, в которых находятся электрон и дырка. В области сильных магнитных полей максимум пика уменьшается с ростом магнитного поля в согласии с экспериментом [3]. Рассчитаны спектры прямого и непрямого магнитоэкситонов в одной и в связанных квантовых точках.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, INTAS и программой «Физика твердотельных наноструктур». Один из авторов (А. М. Р.) был поддержан программой «Соросовские аспиранты» фонда Дж. Сороса ISSEP.

Литература

1. T. Fukuzawa, E. E. Mendez, and J. M. Hong, Phys. Rev. Lett. **64**, 3066 (1990).
2. L. V. Butov, V. D. Kulakovskii, G. E. W. Bauer, A. Forchel, and D. Grützmacher, Phys. Rev. B **46**, 12765 (1992).
3. L. V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, G. Böhm, and G. Weimann, Phys. Rev. Lett. **73**, 304 (1994).
4. J.-P. Cheng, J. Kono, B. D. McCombe, I. Lo, W. C. Mitchel, and C. E. Stutz, Phys. Rev. Lett. **74**, 450 (1995).
5. U. Sivan, P. M. Solomon, and H. Strikman, Phys. Rev. Lett. **68**, 1196 (1992).
6. L. V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, A. V. Petinova, and K. Eberl, Phys. Rev. B **52**, 12153 (1995).
7. M. Bayer, V. B. Timofeev, F. Faller, T. Gutbrod, and A. Forchel, Phys. Rev. B **54**, 8799 (1996).
8. А. И. Филин, В. Б. Тимофеев, С. И. Губарев, Д. Биркедель, Дж. М. Хван, Письма в ЖЭТФ **65**, 623 (1997).

9. В. Б. Тимофеев, А. В. Ларионов, П. С. Дорожкин, М. Байер, А. Форхел, Ж. Страка, Письма в ЖЭТФ **65**, 840 (1997).
10. Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон, Письма в ЖЭТФ **22**, 274 (1975); ЖЭТФ **71**, 738 (1976).
11. Ю. Е. Лозовик, М. В. Никитков, ЖЭТФ **111**, 1107 (1997).
12. Ю. Е. Лозовик, А. М. Рувинский, ФТП **32**, 596 (1998), Yu. E. Losovik and A. M. Ruvinsky, Phys. Scripta **58**, 90 (1998).
13. Ю. Е. Лозовик, О. Л. Берман, ЖЭТФ **111**, 1879 (1997); Ю. Е. Лозовик, О. Л. Берман, В. Г. Цветус, Письма в ЖЭТФ **66**, 332 (1997).
14. С. Д. Барановский, А. Л. Эфрос, ФТП **12**, 2233 (1978).
15. Н. Н. Аблязов, М. Э. Райх, А. Л. Эфрос, ФТТ **25**, 353 (1983).
16. Ж. С. Геворкян, Ю. Е. Лозовик, ФТТ **27**, 1800 (1985).
17. И. В. Лернер, Ю. Е. Лозовик, ЖЭТФ **78**, 1167 (1980).
18. Ю. Е. Лозовик, А. М. Рувинский, ФТТ **39**, 2220 (1997).
19. Ю. Е. Лозовик, А. М. Рувинский, ЖЭТФ **112**, 1791 (1997); Yu. E. Lozovik and A. M. Ruvinsky, Phys. Lett. A **227**, 271 (1997).
20. Yu. E. Lozovik, submitted to Physica E.
21. D. Bimberg, J. Christen, T. Fukunaga, H. Nakashima, D. E. Mars, and J. N. Miller, J. Vac. Sci. Technol. **5**, 1191 (1987); M. Tanaka and H. Sakaki, J. Cryst. Growth **81**, 153 (1987).
22. В. Л. Бонч-Бруевич, И. П. Звягин, Р. Кайпер, А. Г. Миронов, Р. Эндерлайн, Б. Эссер, в сб. *Электронная теория неупорядоченных полупроводников*, Наука, Москва (1981), с. 350.
23. A. Zrenner, L. V. Butov, M. Hagn, G. Abstreiter, G. Böhm, and G. Weimann, Phys. Rev. Lett. **72**, 3382 (1994).
24. V. Halonen, T. Chakraborty, and P. Pietiläinen, Phys. Rev. B **45**, 5980 (1992).
25. R. J. Elliott and R. Loudon, J. Phys. Chem. Sol. **15**, 196 (1960).
26. Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ **53**, 717 (1967).
27. P. K. Basu and P. Ray, Phys. Rev. B **44**, 1844 (1991).
28. A. B. Dzyubenko and G. E. W. Bauer, Phys. Rev. B **51**, 14524 (1995).
29. S. John and M. J. Stephen, Phys. Rev. B **28**, 6358 (1983).
30. P. I. Arseyev and A. B. Dzyubenko, Phys. Rev. B **52**, R2261 (1995).
31. R. J. Elliott, J. A. Krumhansl, and P. L. Leath, Rev. Mod. Phys. **46**, 465 (1974).
32. B. I. Halperin and M. Lax, Phys. Rev. **148**, 722 (1966); Phys. Rev. **153**, 802 (1967).
33. S. John and M. J. Stephen, J. Phys. C **17**, L559 (1984).
34. A. B. Dzybenko and Yu. E. Lozovik, J. Phys. A **24**, 415 (1991).