

Транспортные свойства магнитоэкситона в связанных квантовых ямах

© Ю.Е. Лозовик, А.М. Рувинский*

Институт спектроскопии Российской академии наук,
142092 Троицк, Россия

* Московский государственный институт стали и сплавов, Кафедра теоретической физики,
117936 Москва, Россия

(Получена 28 июля 1997 г. Принята к печати 16 сентября 1997 г.)

Рассчитаны транспортные времена $\tau(P)$ и длины свободного пробега магнитоэкситона в квантовой яме, а также пространственно прямого и непрямого магнитоэкситона в связанных квантовых ямах в поле случайного потенциала, обусловленного флуктуациями толщины квантовых ям или случайным распределением примесных центров в квантовых ямах (P — магнитный импульс экситона). Зависимость $\tau(P)$ оказывается немонотонной, но увеличение расстояния D между квантовыми ямами приводит к постепенному исчезновению максимума $\tau_{\max}(P)$ при рассеянии на поверхностных террасах. С ростом магнитного поля (H) $\tau(0)$ убывает как $1/\sqrt{H}$ при $D \ll l$ ($l = \sqrt{\hbar c/eH}$ — магнитная длина) и как $1/H^2$ при $D \gg l$. Поведение рассчитанных τ в области больших H качественно согласуется с экспериментальными данными. Длина свободного пробега магнитоэкситона обнаруживает максимум при $P \neq 0$, величина которого уменьшается с ростом параметра D/l .

1. Введение

В последнее время вызывают повышенный интерес низкоразмерные полупроводниковые структуры — точки и проволоки (см. [1–3] и цитированную литературу). Особое внимание привлекают электронно-дырочные системы в связанных квантовых ямах (СКЯ), что обусловлено предсказанной в них сверхтекучестью [4–6] не прямых экситонов, состоящих из пространственно разделенных электрона (e) и дырки (h). Сверхтекучесть в этих системах проявляется, в частности, в виде незатухающих электрических токов в каждой их ям. В этих системах могут проявляться также интересные эффекты увлечения квазичастиц одного слоя квазичастицами другого [7]. Сильное магнитное поле увеличивает энергию связи двумерного (2D) магнитоэкситона [8,9] и может существенно влиять на образование сверхтекучей фазы.

В рассматриваемой системе могут образовываться и другие фазы [6], некоторые из которых аналогичны фазам в трехмерных экситонных системах [10]. Эти фазы могут существовать при условии, что время жизни экситона намного больше времени термализации. Экспериментально [1] в области низких температур $T < 1$ К, наблюдалось резкое уменьшение времени жизни не прямых экситонов с ростом магнитного поля H при $H > 7$ Тл. Время жизни экситона определяется излучательным и безызлучательным механизмами рекомбинации. Эксцитоны с электронами и дырками в различных квантовых ямах (КЯ) характеризуются большим временем рекомбинации, вследствие слабого перекрытия волновых функций e и h . Поэтому, по всей видимости, время жизни магнитоэкситона в таких условиях определяется транспортным временем. Мы рассмотрим влияние примесных центров и поверхностных неоднородностей, вызванных флуктуациями ширины (толщины слоя) КЯ e и h , на низкотемпературные транспортные свойства экситона в одиночной КЯ и в СКЯ в сильном поперечном магнитном поле. В отсутствие магнитного поля проблема диффузии

и локализации 2D экситона рассматривалась в [11–14]. Транспортные свойства объемных экситонов рассматривались в [15,16]. Магнитоэкситонный транспорт в двойных КЯ изучался в [17].

В данной работе мы покажем, что транспортное время релаксации τ непрямого магнитоэкситона существенно зависит от магнитного импульса P экситона и расстояния D между квантовыми ямами e и h . Транспортное время релаксации τ магнитоэкситона в КЯ и в СКЯ при малых D на поверхностных террасах обнаруживает максимум при ненулевом импульсе экситона. Увеличение параметра D/l ($l = \sqrt{\hbar c/eH}$ — магнитная длина) приводит к постепенному уменьшению, а затем и к исчезновению максимума. При $D/l \ll 1$ и $P = 0$ τ убывает с ростом H как $\tau \sim 1/\sqrt{H}$, а при $D/l \gg 1$ как $\tau \sim 1/H^2$. Убывание τ и рассчитанные теоретически величины τ качественно согласуются с экспериментальными результатами [1] в области больших магнитных полей.

В разд. 2 рассчитаны транспортные времена релаксации и длина свободного пробега магнитоэкситона (МЭ) в одиночной КЯ в поле случайного потенциала, обусловленного флуктуацией толщины КЯ; в разд. 3 рассчитаны транспортное время релаксации и длина свободного пробега магнитоэкситона в СКЯ; в разд. 4 рассчитаны времена релаксации и длина свободного пробега магнитоэкситона в одиночной КЯ и СКЯ в поле хаотически распределенных примесных центров. В разд. Выводы проводится обсуждение полученных результатов.

2. Магнитоэкситон в квантовой яме. Рассеяние на террасах квантовой ямы

Флуктуации толщины КЯ, возникающие в процессе изготовления КЯ, приводят к возникновению случайного потенциала. Взаимодействие экситона и такого случайно-

го поля имеет вид [11,14,17]

$$V(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \alpha_e[\xi_1(\mathbf{r}_e) - \xi_2(\mathbf{r}_e)] + \alpha_h[\xi_1(\mathbf{r}_h) - \xi_2(\mathbf{r}_h)], \quad (1)$$

где $\alpha_{e,h} = \partial E_{e,h}^{(0)}/\partial d$, $E_{e,h}^{(0)}$ — нижние уровни энергии дырки и электроны в валентной зоне и в зоне проводимости, $\xi_{1,2}(\mathbf{r})$ — флуктуации толщины на верхней и нижней поверхностях КЯ. Будет считать, что флуктуации на разных поверхностях статистически независимы, в то время как на одной поверхности описываются гауссовой корреляционной функцией

$$\langle \xi_i(\mathbf{r}_1)\xi_j(\mathbf{r}_2) \rangle = \delta_{ij}\Delta_i^2 \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{3\Lambda_i^2}\right]. \quad (2)$$

Далее мы рассматриваем сильные поперечные магнитные поля $l \ll a_{e,h}$ ($a_{e,h} = \varepsilon\hbar^2/m_{e,h}e^2$ — эффективные боровские радиусы электрона и дырки, $\varepsilon = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2$, $\varepsilon_{1,2}$ — диэлектрические проницаемости сред, окружающих КЯ e и h) и достаточно тонкие квантовые ямы, для толщины ямы d выполняются неравенства $d^2 \ll a_{e,h}l$ и $\Delta_i \ll d$. Величина Δ_i соответствует толщине одного монослоя и составляет $\sim 3 \text{ \AA}$ (см. [18] и цитированную литературу). Значение Λ_i существенно зависит от метода изготовления КЯ [19]. В зависимости от значения Λ_i/r_{exc} (r_{exc} — размер экситона в плоскости КЯ; в сильном магнитном поле $r_{\text{exc}} \sim l$ [8,9]) можно выделить два характерных транспортных режима. При $\Lambda_i \gg r_{\text{exc}}$ экситоны локализуются в области минимума случайного потенциала размера Λ_i . При этом образуются нуль-мерные экситонные состояния [18], аналогичные состояниям в квантовых точках [20,21]. В последнем случае экситонный транспорт является, по-видимому, термически-активационным при перескоке между состояниями в минимумах потенциальной энергии различных квантовых точек [12]. В настоящей работе мы будем рассматривать противоположный случай $\Lambda_i \ll r_{\text{exc}}$, т.е. плавный поверхностный потенциал, который, как показано в [18,22] с помощью сканирующей туннельной микроскопии, реализуется на границах интенсивно исследуемых структур AlGaAs–GaAs. Более строго условие плавности случайного потенциала можно выразить в виде [23]

$$r_{\text{exc}}\sqrt{\langle \nabla V^2 \rangle} \ll E_I, \quad (3)$$

где E_I — энергия ионизации экситона. При $D \ll l$ получаем из (3), что

$$\Lambda \gg \frac{\alpha_{e,h}^2 l^2 \Delta}{d^3} \sqrt{2\pi^3}, \quad (4)$$

а при $D \gg l$

$$\Lambda \gg \frac{\alpha_{e,h}^2 l D \Delta}{d^3} \sqrt{2\pi^3} \quad (5)$$

($\alpha_{e,h}^2 = \varepsilon\hbar^2/m_{e,h}^2e^2$ — эффективный боровский радиус e и h в z -направлении, перпендикулярном плоскости КЯ). Заметим, что, поскольку в сильных магнитных полях радиус экситона уменьшается как $\sim 1/\sqrt{H}$, с ростом H

возможно изменение режима магнитоэкситонного транспорта.

Транспортное время релаксации экситона будет рассчитано в борновском приближении, которое справедливо при условии $\hbar^2/M(D/l)\Lambda^2 \gg \Delta\hbar^2/\pi^2 m_{e,h}^2 d_{e,h}^3$, т.е. если

$$\pi\sqrt{\frac{d_{e,h}^3}{\Delta} \frac{m_{e,h}^2}{M(D/l)}} \gg \Lambda. \quad (6)$$

С ростом D или H эффективная масса магнитоэкситона $M(D/l)$ возрастает [8,9], уменьшая верхний предел изменения Λ . Энергия ионизации магнитоэкситона уменьшается с ростом D , увеличивая нижний предел изменения Λ , и возрастает с ростом H , уменьшая его.

Транспортное время релаксации экситона в борновском приближении определяется выражением [14,16,17]

$$\tau^{-1}(P) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{P'} \langle \langle |P'|V(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)|P|^2 \rangle \rangle \times [1 - \cos(\phi_{PP'})\delta[\mathcal{E}(P) - \mathcal{E}(P')]], \quad (7)$$

где $\mathcal{E}(P)$ соответствует закону дисперсии магнитоэкситона в КЯ на нижнем уровне Ландау $n = m = 0$ [8]:

$$\mathcal{E}(P) = \frac{1}{2}\hbar\omega_c - \frac{e^2}{\varepsilon l} \sqrt{\frac{\pi}{2}} I_0\left(\frac{P^2 l^2}{4\hbar^2}\right) \exp\left(-\frac{P^2 l^2}{4\hbar^2}\right), \quad (8)$$

где $\omega_c = eH/\mu c$ — циклотронная частота, $\mu = m_e m_h / (m_e + m_h)$ — приведенная масса магнитоэкситона в плоскости КЯ, P — магнитный импульс экситона, $I_0(x)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка. Матричный элемент (1) перехода из состояния $|n = m = 0, \mathbf{P}\rangle$ в состояние $\langle n = m = 0, \mathbf{P}'|$ имеет вид

$$\langle \mathbf{P}'|V(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)|\mathbf{P}\rangle = \frac{1}{S} \exp[-(\mathbf{P}' - \mathbf{P})^2 l^2 / 4\hbar^2] \times \left\{ V_e(\mathbf{P}' - \mathbf{P}) \exp(i l^2 \mathbf{H}[\mathbf{P}, \mathbf{P}'] / 2\hbar H) + V_h(\mathbf{P}' - \mathbf{P}) \exp(-i l^2 \mathbf{H}[\mathbf{P}, \mathbf{P}'] / 2\hbar^2 H) \right\} \quad (9)$$

(S — площадь КЯ), тогда

$$\begin{aligned} \langle \langle |\mathbf{P}'|V(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)|\mathbf{P}|^2 \rangle \rangle &= \frac{\pi}{2S} \{ \alpha_e^2 + \alpha_h^2 + 2\alpha_e\alpha_h \cos(l^2[\mathbf{P}, \mathbf{P}']/\hbar^2) \} \\ &\times \sum_{i=1,2} \exp\{- (\mathbf{P}' - \mathbf{P})^2 l^2 \beta_i / 2\hbar^2 \} (\Delta_i \Lambda_i)^2. \end{aligned} \quad (10)$$

Подставляя (7) в (4), получаем выражение для времени транспортной релаксации магнитоэкситона в КЯ

$$\tau^{-1}(P) = \tau_e^{-1}(P) + \tau_h^{-1}(P) + \tau_{eh}^{-1}(P), \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} \tau_{e,h}^{-1} &= \frac{\pi}{4\hbar^3} \left| \frac{\partial \mathcal{E}(P)}{\partial P^2} \right|^{-1} \alpha_{e,h}^2 \sum_{i=1,2} (\Delta_i \Lambda_i)^2 \exp(-P^2 l^2 \beta_i / \hbar^2) \\ &\times [I_0(P^2 l^2 \beta_i / \hbar^2) - I_1(P^2 l^2 \beta_i / \hbar^2)] \end{aligned} \quad (12)$$

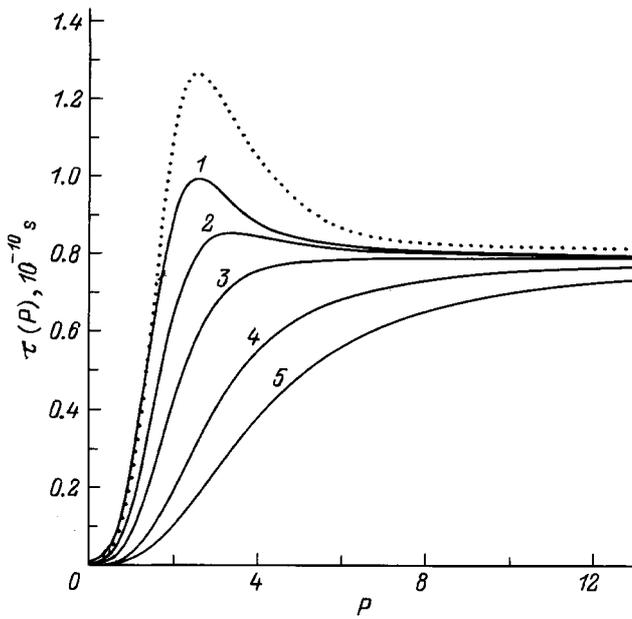


Рис. 1. Транспортное время релаксации прямого (точечная линия) и непрямого (сплошные линии) магнитоэкситона на поверхностных террасах в связанных квантовых ямах в зависимости от магнитного импульса P (в единицах \hbar/l) при $H = 2 \cdot 10^5$ Э. 1–5 соответствуют различным расстояниям между квантовыми ямами e и h $D/l = 0.1, 0.5, 1, 2, 3$.

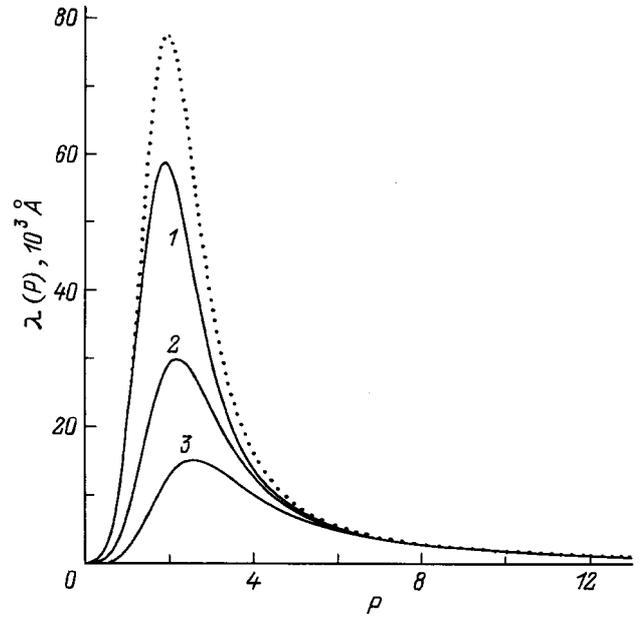


Рис. 2. Средняя длина свободного пробега прямого (точечная линия) и непрямого (сплошные линии) магнитоэкситона с учетом рассеяния на поверхностных террасах в связанных квантовых ямах в зависимости от магнитного импульса P (в единицах \hbar/l) при $H = 2 \cdot 10^5$ Э. 1–3 соответствуют $D/l = 0.1, 0.5, 1$.

и

$$\tau_{eh}^{-1}(P) = \frac{\pi\alpha_e\alpha_h}{2\hbar^3} \left| \frac{\partial \mathcal{E}(P)}{\partial P^2} \right|^{-1} \sum_{i=1,2} (\Delta_i \Lambda_i)^2 \times \exp(-P^2 l^2 \beta_i / \hbar^2) \left\{ I_0 \left(P^2 l^2 \sqrt{\beta_i^2 - 1} / \hbar^2 \right) - \frac{\beta_i}{\sqrt{\beta_i^2 - 1}} I_1 \left(P^2 l^2 \sqrt{\beta_i^2 - 1} / \hbar^2 \right) \right\}, \quad (13)$$

где $\beta_i = 1 + \Lambda_i^2/l^2$, $I_1(x)$ — модифицированная функция Бесселя 1-го порядка. При $l \ll a_{e,h}$ и $d^2 \ll a_{e,h}l$ учет движения e и h вдоль магнитного поля не приводит к качественным изменениям магнитоэкситонного спектра [8,9], поэтому аналогично [14] считаем $\alpha_{e,h} = -\pi^2 \hbar^2 / m_{e,h}^z d^3$.

На рис. 1 показана зависимость транспортного времени рассеяния магнитоэкситона в квантовой яме типа GaAs/Al_xGa_{1-x}As. При расчете использовались следующие значения параметров: $d = 40$ Å, $\Lambda_1 = 10$ Å, $\Lambda_2 = 3$ Å, $\Lambda_1 = \Lambda_2 = 3$ Å, эффективные массы электрона и дырки в AlAs(GaAs), согласно [24], есть $m_e^z = 1.1(1.3)$ и $m_h^z = 0.75(0.34)$. При $P = 2.6\hbar/l$ наблюдается максимум $\tau(P)$. Асимптотики (11) имеют вид

$$\tau(P) = \frac{\hbar e^2 l}{\sqrt{2\pi\epsilon} (\alpha_e + \alpha_h)^2} \times \begin{cases} [(\Delta_1 \Lambda_1)^2 + (\Delta_2 \Lambda_2)^2]^{-1}, & P = 0, \\ 8 [(\Delta_1 \Lambda_1)^2 / \beta_1^{3/2} + (\Delta_2 \Lambda_2)^2 / \beta_2^{3/2}]^{-1}, & Pl/\hbar \gg 1. \end{cases}$$

Рассчитаем длину свободного пробега магнитоэкситона как $\lambda(P) = v(P)\tau(P)$ (рис. 2), где $v(P) = \partial \mathcal{E}(P) / \partial P$. Заметим, при $P = 0$ имеем $\lambda(0) = 0$ ($v(0) = 0$), а при $Pl/\hbar \gg 1$ получаем

$$\lambda(P) = \frac{4\sqrt{2}\hbar^2 e^4}{\sqrt{\pi\epsilon^2 P^2 l} (\alpha_e + \alpha_h)^2} \times \left[\frac{(\Delta_1 \Lambda_1)^2}{\beta_1^{3/2}} + \frac{(\Delta_2 \Lambda_2)^2}{\beta_2^{3/2}} \right]^{-1}. \quad (14)$$

В области $Pl/\hbar \ll 1$ и $Pl/\hbar \gg 1$ длина свободного пробега МЭ оказывается меньше или сравнимой с корреляционной длиной Λ , что указывает на тенденцию к локализации МЭ в таких состояниях (задача о локализации магнитоэкситонов в случайных полях в СКЯ будет рассмотрена в другой работе).

3. Магнитоэкситон в связанных квантовых ямах. Рассеяние на террасах квантовых ям электрона и дырки

Взаимодействие экситона, электрон и дырка которого находятся в различных пространственно разделенных квантовых ямах, со случайным полем, обусловленным

флуктуациями толщины КЯ e и h , имеет вид

$$V(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \alpha_e[\xi_1(\mathbf{r}_e) - \xi_2(\mathbf{r}_e)] + \alpha_h[\xi_3(\mathbf{r}_h) - \xi_4(\mathbf{r}_h)], \quad (15)$$

где $\alpha_{e,h} = \partial E_{e,h}^{(0)}/\partial d_{e,h}$, $\xi_i(\mathbf{r})$ — флуктуации толщины на верхней и нижней поверхностях КЯ электрона и дырки. По-прежнему считаем, что флуктуации на разных поверхностях КЯ статистически независимы, в то время как на одной поверхности описываются гауссовой корреляционной функцией (2). Это возможно при условии, что расстояние D между КЯ e и h больше флуктуации толщины КЯ e и h на ближайших поверхностях¹.

$$\begin{aligned} & \langle |\langle \mathbf{P}' | V(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) | \mathbf{P} \rangle|^2 \rangle \\ &= \frac{\pi}{2S} \left\{ \alpha_e^2 \sum_{i=1,2} \exp[-(\mathbf{P}' - \mathbf{P})^2 l^2 \beta_i / 2\hbar^2] (\Delta_i \Lambda_i)^2 \right. \\ & \quad \left. + \alpha_h^2 \sum_{i=3,4} \exp[-(\mathbf{P}' - \mathbf{P})^2 l^2 \beta_i / 2\hbar^2] (\Delta_i \Lambda_i)^2 \right\}. \quad (16) \end{aligned}$$

Подставляя (16) в (7), получаем время релаксации магнитоэкситона в связанных квантовых ямах

$$\tau^{-1}(P, D) = \tau_e^{-1}(P, D) + \tau_h^{-1}(P, D), \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned} \tau_{e,h}^{-1}(P, D) &= \frac{\pi}{4\hbar^3} \left| \frac{\partial \mathcal{E}(P, D)}{\partial P^2} \right|^{-1} \alpha_{e,h}^2 \\ & \quad \times \sum_{i=1,2(3,4)} (\Delta_i \Lambda_i)^2 \exp(-P^2 l^2 \beta_i / \hbar^2) \\ & \quad \times [I_0(P^2 l^2 \beta_i / \hbar^2) - I_1(P^2 l^2 \beta_i / \hbar^2)], \quad (18) \end{aligned}$$

D — расстояние между квантовыми ямами e и h , $\mathcal{E}(P, D)$ — энергия магнитоэкситона на уровне $n = m = 0$ в связанных квантовых ямах (см. [9])

$$\mathcal{E}(P, D) = \frac{1}{2} \hbar \omega_c - \frac{e^2}{\varepsilon l} \frac{1}{\sqrt{2}} f(D, P), \quad (19)$$

$$\begin{aligned} f(P, D) &= \sum_{k=0}^{\infty} P_{2k}(g) \frac{(-1)^k (2k)!}{2^{2k} (k!)^2} \\ & \quad \times \left\{ \left(\frac{2}{(D^2 + P^2)} \right)^{k+1/2} \gamma \left(k+1, \frac{D^2 + P^2}{2} \right) \right. \\ & \quad \left. + \left(\frac{D^2 + P^2}{2} \right)^k \Gamma \left(-k + \frac{1}{2}, \frac{D^2 + P^2}{2} \right) \right\}, \quad (20) \end{aligned}$$

где $D = D/l$, $P = Pl/\hbar$, $g = [1 + (P/D)^2]^{-1/2}$, $\Gamma(a, x)$ — полная гамма-функция, $\gamma(a, x)$ — неполная гамма-функция, $P_k(x)$ — полином Лежандра. На рис. 1 представлены результаты расчета времени релаксации

¹ Противоположный случай $D \leq \Delta$ реализуется в двойных квантовых ямах и при $D = 0$ рассмотрен в [17].

по формулам (17), (18) для непрямого магнитоэкситона, состоящего из электрона в КЯ AlAs и дырки в КЯ GaAs. Параметры КЯ e и h совпадают с параметрами, использованными при расчете времени релаксации прямого магнитоэкситона (см. разд. 2).

В области импульсов $Pl/\hbar \ll 1$ находим

$$\begin{aligned} \tau(0, D) &= \frac{2\hbar^3}{\pi} \frac{1}{M(D/l)} \\ & \quad \times \frac{1}{\alpha_e^2 \sum_{i=1,2} (\Delta_i \Lambda_i)^2 + \alpha_h^2 \sum_{i=3,4} (\Delta_i \Lambda_i)^2}, \quad (21) \end{aligned}$$

где

$$M(D/l) = \frac{M_0}{(1 + D^2) \exp(D^2/2) \operatorname{erfc}(D/\sqrt{2}) - D\sqrt{2/\pi}} \quad (22)$$

— эффективная масса непрямого магнитоэкситона в состоянии $n = m = 0$ в СКЯ (см. [9]), $M_0 = 2^{3/2} \varepsilon \hbar^2 / e^2 l \sqrt{\pi}$ — масса прямого магнитоэкситона [8]. Время релаксации (21) убывает с ростом магнитного поля как $\sim 1/\sqrt{H}$ при $D \ll l$ и как $\sim 1/H^2$ при $D \gg l$ в согласии с экспериментально наблюдаемыми временами [1]. В области импульсов $Pl/\hbar \gg 1$ и $PD/\hbar \gg 1$ дисперсия магнитоэкситона имеет вид [9] $\mathcal{E} \simeq -e^2 \hbar / \varepsilon Pl^2$. Следовательно, в области больших магнитных импульсов время релаксации

$$\tau \simeq \frac{4\sqrt{2} \hbar e^2 l}{\varepsilon \sqrt{\pi}} \left[\alpha_e^2 \sum_{i=1,2} \frac{(\Delta_i \Lambda_i)^2}{\beta_i^{3/2}} + \alpha_h^2 \sum_{i=3,4} \frac{(\Delta_i \Lambda_i)^2}{\beta_i^{3/2}} \right]^{-1} \quad (23)$$

не зависит от P и D и убывает с ростом магнитного поля как $\sim 1/\sqrt{H}$. С ростом расстояния D между квантовыми ямами величина пика (τ_{\max}) уменьшается и при D , большем некоторого критического значения, функция $\tau(P)$ становится монотонно возрастающей (рис. 1). Зависимость длины свободного пробега от P и D показана на рис. 2. В силу квадратичной зависимости (19) от магнитного импульса при $Pl/\hbar \ll 1$ имеем $v(0, D) = 0$, следовательно, $\lambda(0, D) = 0$. При $Pl/\hbar \gg 1$ получаем $\lambda \sim 1/P^2$. С ростом параметра D/l величина пика $\lambda(P, D)$ уменьшается.

4. Ионизированные примеси в связанных квантовых ямах

Рассмотрим ситуацию, когда кулоновские примеси q_1 и q_2 с концентрациями n_1 и n_2 соответственно случайным образом распределены в квантовых ямах для электронов и дырок. Взаимодействие экситона и примесей в СКЯ описывается потенциалом

$$V(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = V_e(\mathbf{r}_e) + V_h(\mathbf{r}_h), \quad (24)$$

где

$$V_e(\mathbf{r}_e) = \sum_i \frac{-eq_1}{\varepsilon |\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_i|} + \sum_j \frac{-eq_2}{\varepsilon \sqrt{(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_j)^2 + D^2}}, \quad (25)$$

$$V_h(\mathbf{r}_h) = \sum_i \frac{eq_1}{\varepsilon \sqrt{(\mathbf{r}_h - \mathbf{r}_i)^2 + D^2}} + \sum_j \frac{eq_2}{\varepsilon |\mathbf{r}_h - \mathbf{r}_j|}. \quad (26)$$

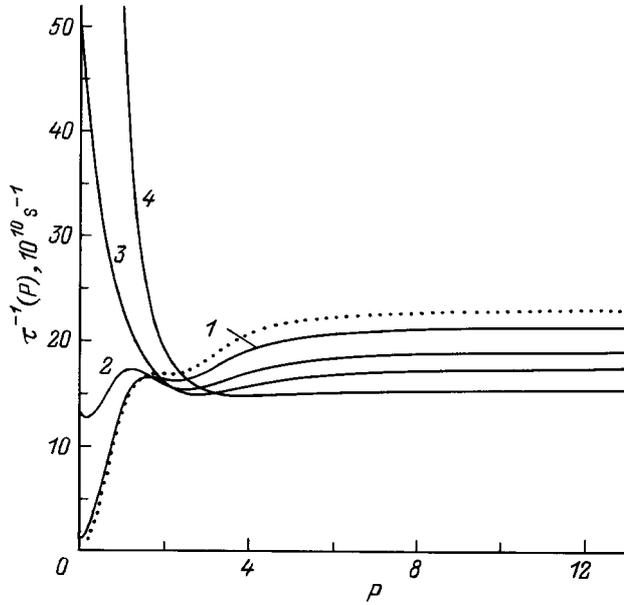


Рис. 3. Обратное транспортное время релаксации прямого (точечная линия) и непрямого (сплошные линии) магнитоэкситона на примесях в связанных квантовых ямах в зависимости от магнитного импульса P (в единицах \hbar/l) при $H = 2 \cdot 10^5$ Э. 1–4 соответствуют $D/l = 0.1, 0.3, 0.5, 1$ и концентрации примесей $c_1 = c_2 = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

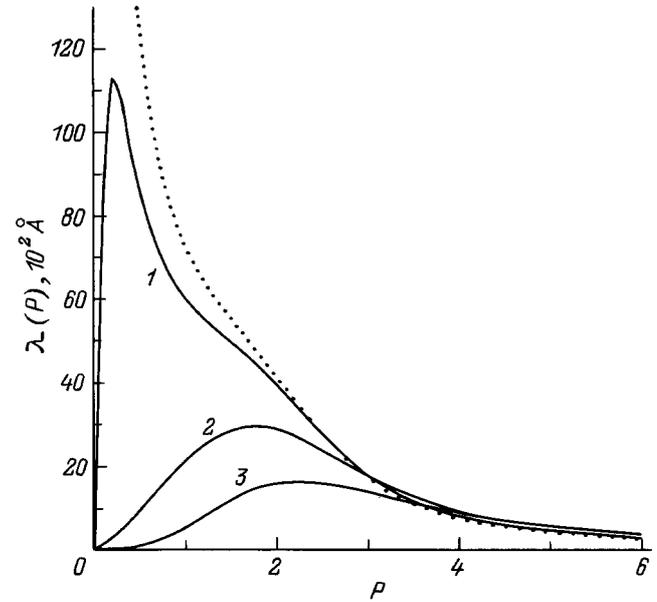


Рис. 4. Средняя длина свободного пробега прямого (точечная линия) и непрямого (сплошные линии) магнитоэкситона с учетом рассеяния на примесях в связанных квантовых ямах в зависимости от магнитного импульса P (в единицах \hbar/l) при $H = 2 \cdot 10^5$ Э. 1–3 соответствуют $D/l = 0.1, 0.5, 1$ и концентрации примесей $c_1 = c_2 = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

Примесные центры q_1 и q_2 занимают в СКЯ соответственно положения \mathbf{r}_i и \mathbf{r}_j . при $D = 0$ все примеси находятся в одной КЯ. Матричный элемент экситон-примесного взаимодействия (24) имеет вид

$$\begin{aligned} \langle\langle |\mathbf{P}'|U(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)|\mathbf{P}\rangle\rangle &= \exp\left[-\frac{(\mathbf{P}' - \mathbf{P})^2 l^2}{2\hbar^2}\right] \\ &\times \left(\frac{2\pi\hbar e}{|\mathbf{P}' - \mathbf{P}|}\right)^2 \frac{n_1 q_1^2 + n_2 q_2^2}{S\varepsilon^2} \left\{1 + \exp\left(-\frac{2D|\mathbf{P}' - \mathbf{P}|}{\hbar}\right)\right. \\ &\left. - 2 \exp\left(-\frac{D|\mathbf{P}' - \mathbf{P}|}{\hbar}\right) \cos\left(\frac{[\mathbf{P}, \mathbf{P}']l^2}{\hbar^2}\right)\right\}. \end{aligned} \quad (27)$$

Используя (7), (27), находим время релаксации магнитоэкситона

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_i(P, D)} &= \frac{\pi}{2\hbar} \left(\frac{e}{\varepsilon^2 P}\right)^2 \left|\frac{\partial \mathcal{E}(P, D)}{\partial P^2}\right|^{-1} \exp\left(-\frac{P^2 l^2}{\hbar^2}\right) \\ &\times (n_1 q_1^2 + n_2 q_2^2) \int_0^{2\pi} \exp\left(\frac{P^2 l^2 \cos \phi}{\hbar^2}\right) \\ &\times \left[1 + \exp\left(-\frac{2PD\sqrt{2-2\cos\phi}}{\hbar}\right)\right. \\ &\left. - 2 \exp\left(-\frac{PD\sqrt{2-2\cos\phi}}{\hbar}\right)\right. \\ &\left. \times \cos\left(\frac{P^2 l^2}{\hbar^2} \sin \phi\right) d\phi\right]. \end{aligned} \quad (28)$$

На рис. 3 показана зависимость времени релаксации от P и D , описываемая выражением (28). При $P = 0$ из (28) получаем

$$\tau_i(0, D) = \frac{\hbar^3}{4\pi^2} \frac{\varepsilon^2}{e^2 D^2 M(D/l)} \frac{1}{(n_1 q_1^2 + n_2 q_2^2)}. \quad (29)$$

Расходимость в (29) при $P \rightarrow 0$ и $D \rightarrow 0$ вызвана использованием незранированного потенциала взаимодействия $e(h)$ и примеси. С ростом D время $\tau_i(0, D)$ убывает быстрее, чем $\tau(0, D)$. При $Pl/\hbar \gg 1$ и $PD/\hbar \gg 1$ транспортное время релаксации не зависит от P и D :

$$\tau_i \simeq \frac{\hbar \varepsilon}{\sqrt{2\pi^{3/2}} l (n_1 q_1^2 + n_2 q_2^2)}. \quad (30)$$

На рис. 4 показана длина свободного пробега магнитоэкситона в поле примесей, случайно распределенных в СКЯ. С ростом D/l максимум $\lambda_i(P, D)$ постепенно уменьшается.

5. Заключение

Рассмотрены низкотемпературные транспортные свойства экситона, электрон и дырка которого находятся в одной квантовой яме типа GaAs/Al_xGa_{1-x}As, либо в различных пространственно разделенных квантовых ямах, в сильном поперечном магнитном поле. В борновском приближении рассчитаны транспортные времена релаксации прямого и непрямого магнитоэкситона при рассеянии на

поверхностных террасах и примесных центрах в СКЯ. Время релаксации прямого МЭ с импульсами $Pl/\hbar \ll 1$ определяется рассеянием на поверхностных террасах, так как в этом случае время релаксации на ионах примеси $\tau_i \rightarrow \infty$, $\tau(P)$ является немонотонной функцией P , обнаруживающей максимум с импульсом $P = 2.6\hbar/l$. Увеличение расстояния D между квантовыми ямами e и h или магнитного поля приводит к уменьшению, а затем к исчезновению максимума $\tau(P, D)$ при рассеянии на поверхностных террасах. Одновременно происходит уменьшение транспортного времени релаксации прямого магнитоэкситона в состоянии с произвольным P в согласии с экспериментом [1]. При D/l , большем некоторого критического, время релаксации на поверхностных террасах и примесях является монотонно возрастающей функцией P . Средняя длина свободного пробега прямого и непрямого магнитоэкситона является немонотонной функцией P , обнаруживающей максимум при $P \neq 0$, величина которого уменьшается с ростом D/l . Длина свободного пробега МЭ при рассеянии на примесях по порядку величины оказывается меньше, чем при рассеянии на поверхностных террасах.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, ИНТАС и программой "Физика твердотельных наноструктур".

Список литературы

- [1] L.V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, G. Böhm, G. Weigmann. Phys. Rev. Lett., **73**, 304 (1994).
- [2] L.V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, A.V. Petinova, K. Eberl. Phys. Rev. B, **52**, 12 153 (1995).
- [3] M. Bayer, V.B. Timofeev, F. Faller, T. Gutbrod, A. Forchel. Phys. Rev. B, **54**, 8799 (1996).
- [4] Ю.Е. Лозовик, В.И. Юдсон. Письма ЖЭТФ, **22**, вып. 11, 556 (1975).
- [5] Ю.Е. Лозовик, В.И. Юдсон. ЖЭТФ, **71**, 738 (1976).
- [6] Ю.Е. Лозовик, О.Л. Берман. ЖЭТФ, **111**, 1879 (1997).
- [7] Ю.Е. Лозовик, М.В. Никитков. ЖЭТФ, **111**, 1107 (1997).
- [8] И.В. Лернер, Ю.Е. Лозовик. ЖЭТФ, **78**, 1167 (1980).
- [9] Yu.E. Lozovik, A.M. Ruvinsky. Phys. Lett. A, **227**, 271 (1997).
- [10] Л.В. Келдыш, А.Н. Козлов. ЖЭТФ, **54**, 978 (1968).
- [11] Ж.С. Геворкян, Ю.Е. Лозовик. ФТТ, **27**, 1800 (1985).
- [12] T. Takagahara. Phys. Rev. B, **31**, 6552 (1985).
- [13] H. Hillmer, A. Forchel, S. Hansmann, M. Morohashi, E. Lopez, H.P. Meier, K. Ploog. Phys. Rev. B, **39**, 10 901 (1989).
- [14] P.K. Basu, P. Ray. Phys. Rev. B, **44**, 1844 (1991).
- [15] А.И. Ансельм, Ю.А. Фирсон. ЖЭТФ, **1**, 151 (1995).
- [16] V.M. Agranovich, M.D. Galanin. In: *Electronic Excitation Energy Transfer in Condensed Matter*, [Ser. *Modern Problems in Condensed Matter Science*, v. 3, ed. by V.M. Agranovich, A.A. Maradudin (North-Holland, Amsterdam, 1982) chap. 5].
- [17] A.V. Dzyubenko, G.E.W. Bauer. Phys. Rev. B, **51**, 14 524 (1995).
- [18] A. Zrenner, L.V. Butov, M. Hagn, G. Abstreiter, G. Böhm, G. Weigmann. Phys. Rev. Lett., **72**, 3382 (1994).
- [19] M. Tanaka, H. Sakaki. J. Cryst. Growth, **81**, 153 (1987).
- [20] V. Halonen, T. Chakraborty, P. Pietiläinen. Phys. Rev., **45**, 5980 (1992).
- [21] Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, Е.Л. Ивченко, В.Л. Коренев, Ю.Г. Курсаев, Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, А.Е. Жуков, А.Ф. Цацульников. Письма ЖЭТФ, **65**, 766 (1997).
- [22] R. Grousson, V. Voliotis, N. Grandjean, J. Massies, M. Leroux, C. Deparis. Phys. Rev., **55**, 5253 (1997).
- [23] В.Л. Бонч-Бруевич, И.П. Звягин, Р. Кайпер, А.Г. Миронов, Р. Эндерлайн, Б. Эссер. *Электронная теория неупорядоченных полупроводников* (М., Наука, 1981) с. 125.
- [24] V. Rejaci Salmassi, G.E.W. Bauer. Phys. Rev. B, **39**, 1970 (1989).

Редактор Л.В. Шаронова

Magnetoexciton transport properties in coupled quantum wells

Yu.E. Lozovik, A.M. Ruvinsky*

Institute of Spectroscopy,
Russian Academy of Sciences,
142092 Troitsk, Russia

* Moscow State Institute for Steel and Alloys,
Department of Theoretical Physics,
117936 Moscow, Russia

Abstract The transport relaxation time $\tau(P)$ (P — magnetoexciton momentum) and the mean free path of a magnetoexciton in quantum well and both direct and indirect magnetoexcitons in coupled quantum wells are calculated. We present results for the magnetoexciton scattering in a random field of quantum well fluctuations and in the presence of ionized impurities. The $\tau(P)$ time depends nonmonotonously on P . The increase of well spacing D leads to under gradual vanishing of the maximum $\tau_{\max}(P)$ a scattering on surface terraces. With the magnetic field increase $\tau(0)$ decreases as $1/\sqrt{H}$ for $D \ll l$ and as $1/H^2$ for $D \gg l$ ($l = \sqrt{\hbar c/eH}$ is the magnetic length). The calculated values of τ in high magnetic field are in qualitative agreement with experimentally observed excitonic transport data. The magnetoexciton mean free path has a maximum at $P \neq 0$ which decrease as D/l increases.

E-mail: lozovik@isan.troitsk.ru