

# ВЛИЯНИЕ СЛАБОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПОЛЯРИТОН-ЭЛЕКТРОННОЕ РАССЕЯНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МИКРОРЕЗОНАТОРАХ

*В. В. Белых\**

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 12 января 2006 г.

Теоретически исследуется рассеяние экситонных поляритонов в микрорезонаторе свободными электронами в квантовой яме в присутствии магнитного поля, перпендикулярного плоскости микрорезонатора. Вычисляется уширение поляритонной моды, связанное с рассеянием на электронах, в зависимости от индукции магнитного поля. Полученная зависимость имеет осциллирующий характер и указывает как на снижение эффективности рассеяния, так и на ее увеличение. Обсуждаются возможные применения этого эффекта.

PACS: 71.35.Ji, 71.36.+c, 42.60.Da

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Поляритоны в полупроводниковых микрорезонаторах с квантовыми ямами в активном слое — это квазичастицы, образующиеся в результате экситон-фотонного взаимодействия. С момента наблюдения режима сильной связи в полупроводниковых микрорезонаторах [1] поляритоны вызывают большой интерес. Они обладают свойствами бозонов и характеризуются сильной дисперсией вблизи дна нижней поляритонной ветви (рис. 1а). Эти свойства обеспечивают возможность макрозаполнения состояний на дне этой ветви (бозе-конденсацию поляритонов) и, таким образом, создание «поляритонного лазера». Однако этого не удалось достичь при нерезонансном оптическом возбуждении системы (при энергиях, больших ширины запрещенной зоны полупроводника) вследствие малого времени жизни поляритонов вблизи дна нижней поляритонной ветви по сравнению со временем релаксации [2]. При резонансном возбуждении системы вблизи точки перегиба нижней поляритонной ветви макрозаполнение состояний на ее дне было достигнуто благодаря эффекту четырехволнового смешения [3], который заключается в рассеянии поляритонов накачки

(pump) в сигнальную (signal) и холостую (idler) моды вследствие поляритон-поляритонного взаимодействия. Из имеющихся экспериментов [4, 5] следует, что нестимулированные процессы рассеяния поляритонов сильно влияют на порог стимулированного четырехволнового смешения. При малых значениях глубины  $\Delta E$  нижней поляритонной ветви, т. е. расстояния от уровня свободного экситона до дна ветви (рис. 1а), когда стимулированное четырехволновое смешение наиболее эффективно, нестимулированные процессы рассеяния поляритонов увеличивают его порог и снижают его эффективность [4]. Теоретически [6] и экспериментально [7, 8] было показано, что одним из наиболее эффективных механизмов рассеяния поляритонов является рассеяние на свободных электронах. Поэтому возникают вопросы, как подавить поляритон-электронное рассеяние в экспериментах с четырехволновым смешением и, наоборот, как увеличить его эффективность при нерезонансном возбуждении системы для увеличения скорости релаксации поляритонов и достижения макрозаполнения состояний на дне нижней поляритонной ветви. В данной работе показано, что магнитное поле, перпендикулярное плоскости микрорезонатора, может как уменьшать, так и увеличивать эффективность поляритон-электронного рассеяния в зависимости от индукции магнитного по-

\*E-mail: belykh@sci.lebedev.ru

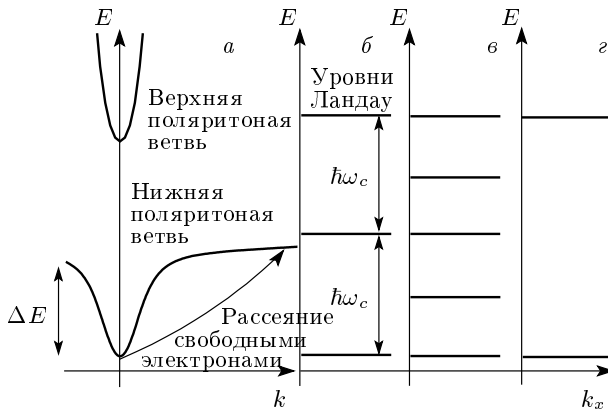


Рис. 1. Дисперсионные кривые поляритонов в микрорезонаторах (а) и положение уровней Ландау свободных электронов в квантовых ямах для различных величин  $\hbar\omega_c$  магнитного поля (б-г)

ля. Полученная осциллирующая зависимость уширения поляритонной моды от индукции магнитного поля может быть также использована для выделения вклада поляритон-электронного рассеяния на фоне других возможных механизмов рассеяния поляритонов.

Поляритон-электронное рассеяние может быть охарактеризовано уширением поляритонной моды<sup>1)</sup>. Вначале вычисляется уширение в отсутствие магнитного поля, далее результаты обобщаются на случай слабого магнитного поля (когда магнитная длина много больше боровского радиуса экситона).

## 2. ПОЛЯРИТОН-ЭЛЕКТРОННОЕ РАССЕЯНИЕ В ОТСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Вычислим уширение поляритонной моды вблизи дна нижней поляритонной ветви, связанное с рассеянием на свободных электронах в квантовой яме. Задача предполагается чисто двумерной, конечная ширина ямы не учитывается. Влияние состояний верхней поляритонной ветви и локализованных состояний также не учитывается. Распределение частиц по направлению спина считается изотропным. Поляритон-электронное рассеяние осуществляется за счет кулоновского взаимодействия электрона с экситоном, составляющим поляритон. При достаточно вы-

<sup>1)</sup> Здесь под уширением поляритонной моды подразумевается только уширение, связанное с поляритон-электронным рассеянием.

соких температурах электронного газа, сравнимых с глубиной нижней поляритонной ветви ( $T \sim \Delta E$ ), поляритоны из области малых волновых векторов рассеиваются в резервуар экситоноподобных состояний с большими  $k$  (рис. 1а). Вероятность того, что поляритон покинет состояние с волновым вектором  $\mathbf{K}_i$ , которая и определяет искомое уширение, вычисляется с использованием Золотого правила Ферми:

$$\gamma_{\mathbf{K}_i} = 4\pi \sum_{\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f, s} p_s |M_{\mathbf{K}_i, \mathbf{k}_i, \mathbf{Q}, s}|^2 F_{\epsilon_i} \cdot (1 - F_{\epsilon_f}) \times \delta(E_f + \epsilon_f - E_i - \epsilon_i), \quad (1)$$

где  $\mathbf{Q} = \mathbf{K}_f - \mathbf{K}_i = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f$ ;  $\mathbf{K}$ ,  $E$  и  $\mathbf{k}$ ,  $\epsilon$  — волновые векторы и энергии соответственно поляритона и электрона, индекс « $i$ » обозначает начальное состояние, индекс « $f$ » — конечное; индекс  $s = \pm$  обозначает относительное положение спинов свободного электрона и электрона в экситоне (знак «+» соответствует триплетной конфигурации, «-» — синглетной),  $p_s$  — вероятность того, что система находится в спиновом состоянии  $s$  ( $p_+ = 3/4$ ,  $p_- = 1/4$  для изотропного распределения частиц по спинам [9]),  $F_\epsilon = 1/[e^{(\epsilon-\mu)/T} + 1]$  — функция распределения Ферми-Дирака для электронов,  $\mu$  — химический потенциал,  $M_{\mathbf{K}_i, \mathbf{k}_i, \mathbf{Q}, s}$  — матричный элемент кулоновского потенциала взаимодействия свободного электрона и поляритона в микрорезонаторе.

Для вычисления  $M_{\mathbf{K}_i, \mathbf{k}_i, \mathbf{Q}, s}$  используется борновское приближение. В качестве волновых функций нулевого приближения берутся волновые функции невзаимодействующих поляритона и электрона:

$$|\mathbf{K}, \mathbf{k}\rangle = (C_K \hat{a}_{\mathbf{K}}^\dagger + X_K \hat{b}_{\mathbf{K}}^\dagger) \hat{c}_{\mathbf{k}}^\dagger |0\rangle, \quad (2)$$

где  $\hat{a}^\dagger$ ,  $\hat{b}^\dagger$  и  $\hat{c}^\dagger$  — операторы рождения соответственно фотона в микрорезонаторе, экситона и электрона в квантовой яме;  $C_K$  и  $X_K$  — коэффициенты Хопфилда соответственно для фотона и экситона [10, 11]; выражение в скобках составляет оператор рождения поляритона. Оператор рождения экситона дается выражением (предполагается, что экситон находится в основном состоянии)

$$\hat{b}_{\mathbf{K}}^\dagger = \sum_{\mathbf{k}_0} \phi_{\alpha \mathbf{K} - \mathbf{k}_0} \hat{c}_{\mathbf{k}_0}^\dagger \hat{d}_{\mathbf{K} - \mathbf{k}_0}^\dagger, \quad (3)$$

где  $\hat{d}^\dagger$  — оператор рождения дырки,  $\alpha$  — отношение эффективных масс электрона и экситона,

$$\phi_{\mathbf{k}} = \sqrt{\frac{8\pi\lambda^2}{S[1 + (\lambda k)^2]^3}}$$

— фурье-образ волновой функции  $\phi(\boldsymbol{\rho})$  относительного движения электрона и дырки в экситоне,  $\phi(\boldsymbol{\rho}) = \sqrt{2/\pi\lambda^2}e^{-\rho/\lambda}$ ,  $\boldsymbol{\rho}$  — расстояние между электроном и дыркой,  $\lambda$  характеризует двумерный борровский радиус экситона в квантовой яме,  $S$  — площадь образца.

Матричный элемент рассеяния запишем в виде

$$M_{\mathbf{K}_i, \mathbf{k}_i, \mathbf{Q}, s} = X_{K_i} X_{|\mathbf{K}_i + \mathbf{Q}|} \langle 0 | \times \\ \times \sum_{\mathbf{k}_2} \phi_{\alpha(\mathbf{K}_i + \mathbf{Q}) - \mathbf{k}_2} \hat{c}_{\mathbf{k}_i - \mathbf{Q}} \hat{d}_{\mathbf{K}_i + \mathbf{Q} - \mathbf{k}_2} \hat{c}_{\mathbf{k}_2} \times \\ \times (\hat{V}_{ee} + \hat{V}_{eh}) \sum_{\mathbf{k}_1} \phi_{\alpha\mathbf{K}_i - \mathbf{k}_1} \hat{c}_{\mathbf{k}_1}^\dagger \hat{d}_{\mathbf{K}_i - \mathbf{k}_1}^\dagger \hat{c}_{\mathbf{k}_i}^\dagger | 0 \rangle. \quad (4)$$

Операторы электрон-электронного  $\hat{V}_{ee}$  и электрон-дырочного  $\hat{V}_{eh}$  кулоновских взаимодействий определяются выражениями

$$\hat{V}_{ee} = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{q}} \frac{2\pi e^2}{\varepsilon q} \hat{c}_{\mathbf{k}_1 + \mathbf{q}}^\dagger \hat{c}_{\mathbf{k}_2 - \mathbf{q}}^\dagger \hat{c}_{\mathbf{k}_2} \hat{c}_{\mathbf{k}_1}, \quad (5)$$

$$\hat{V}_{eh} = - \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{q}} \frac{2\pi e^2}{\varepsilon q} \hat{c}_{\mathbf{k}_1 + \mathbf{q}}^\dagger \hat{d}_{\mathbf{k}_2 - \mathbf{q}}^\dagger \hat{d}_{\mathbf{k}_2} \hat{c}_{\mathbf{k}_1}, \quad (6)$$

где  $e$  — модуль заряда электрона,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Используя фермионные антикоммутационные соотношения для операторов рождения и уничтожения электрона и дырки, из формулы (4) получаем

$$M_{\mathbf{K}_i, \mathbf{k}_i, \mathbf{Q}, \pm} = X_{K_i} X_{|\mathbf{K}_i + \mathbf{Q}|} (M_{\mathbf{Q}}^{dir} \pm M_{\mathbf{K}_i, \mathbf{k}_i, \mathbf{Q}}^{exch}),$$

т. е. матричный элемент представляет собой сумму матричных элементов прямого и обменного взаимодействий. Следует отметить, что использование борновского приближения сильно завышает амплитуду рассеяния в двумерном случае, что было отмечено в работе [12]. Кроме того, вычисление матричного элемента обменного взаимодействия затруднено в связи с неортогональностью исходного базиса (2) [6, 13, 14]. Подчеркнем, что конечный результат данной работы — характер зависимости уширения поляритонной моды от магнитного поля — не зависит от конкретного вида матричного элемента (в разумных пределах). Поэтому для упрощения дальнейших вычислений ограничимся только матричным элементом прямого взаимодействия, который может быть вычислен в аналитическом виде:

$$M_{\mathbf{Q}}^{dir} = \frac{2\pi e^2}{\varepsilon Q} \left\{ \left[ 1 + \left( \frac{\beta}{2} \lambda Q \right)^2 \right]^{-3/2} - \left[ 1 + \left( \frac{\alpha}{2} \lambda Q \right)^2 \right]^{-3/2} \right\}. \quad (7)$$

Здесь  $\beta = 1 - \alpha$  — относительная масса дырки в экситоне.

Подставляя выражение для матричного элемента в формулу (1), можно вычислить искомое уширение поляритонной моды.

### 3. ПОЛЯРИТОН-ЭЛЕКТРОННОЕ РАССЕЯНИЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Используем тот же формализм, что и в предыдущем разделе, для вычисления уширения поляритонной моды при наличии магнитного поля, перпендикулярного плоскости микрорезонатора (ось  $z$ ). Предположим, что поле мало и выполнено условие

$$a_H \gg \lambda, \quad (8)$$

где  $a_H = \sqrt{\hbar c / eB}$  — магнитная длина,  $B$  — индукция магнитного поля.

В магнитном поле энергетический спектр свободных электронов в квантовой яме становится дискретным. Выберем калибровку Ландау векторного потенциала:  $\mathbf{A} = (-By, 0, 0)$ . В этой калибровке волновые функции электрона, дырки и экситона имеют вид [9]

$$\langle \mathbf{r} | \hat{c}_{n, k_x}^\dagger | 0 \rangle = \frac{\exp(ik_x r_x)}{\sqrt{a_H L_x}} \varphi_n \left( \frac{r_y - a_H^2 k_x}{a_H} \right), \quad (9)$$

$$\langle \mathbf{r} | \hat{d}_{n, k_x}^\dagger | 0 \rangle = \frac{\exp(ik_x r_x)}{\sqrt{a_H L_x}} \varphi_n \left( \frac{r_y + a_H^2 k_x}{a_H} \right), \quad (10)$$

$$\langle \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho} | \hat{b}_{\mathbf{K}}^\dagger | 0 \rangle = \frac{1}{S} \exp \left[ iK_x R_x + i \left( K_y + \frac{\rho_x}{a_H^2} \right) R_y \right] \tilde{\phi}_{\mathbf{K}}(\boldsymbol{\rho}), \quad (11)$$

где

$$\varphi_n(x) = \frac{\exp(-x^2/2)}{\sqrt{\sqrt{\pi} 2^n n!}} H_n(x)$$

— волновая функция одномерного гармонического осциллятора,  $H_n(x)$  — полиномы Эрмита,  $L_x$  — размер образца в направлении оси  $x$ ,  $\mathbf{R}$  — координата центра масс экситона, знак «тильда» относится к величинам в присутствии магнитного поля. Таким образом, движение свободного электрона характеризуется номером  $n$  уровня Ландау и  $x$ -компонентой псевдоимпульса,  $k_x$ , а движение экситона в основном состоянии — полным псевдоимпульсом  $\mathbf{K}$  [15]. Ограничимся вычислениями в первом порядке теории возмущений по параметру  $\lambda^2/a_H^2$ . Метод вычисления волновой функции экситона  $\tilde{\phi}_{\mathbf{K}}(\boldsymbol{\rho})$  для симметричной калибровки векторного потенциала описан в работе [15]. Для калибровки, используемой

здесь, он аналогичен и приводит к следующему выражению:

$$\tilde{\phi}_{\mathbf{K}}(\boldsymbol{\rho}) = \sqrt{\frac{2}{\pi\lambda^2}} e^{-\rho/\lambda} \left\{ 1 + \frac{\lambda^2}{a_H^2} \left[ \alpha\beta \left( \frac{3}{4} + \frac{\rho}{2\lambda} \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (K_x\rho_y - K_y\rho_x) + i\frac{\beta - \alpha}{2} \frac{\rho_x\rho_y}{\lambda^2} \right] \right\}, \quad (12)$$

а в импульсном представлении —

$$\tilde{\phi}_{\mathbf{K},\mathbf{k}} = \frac{\sqrt{8\pi\lambda^2/S}}{(1+k^2\lambda^2)^{3/2}} \times \\ \times \left\{ 1 - i\frac{\lambda^2}{a_H^2} \left[ \frac{3}{4}\alpha\beta\lambda^2 \frac{K_x k_y - K_y k_x}{1+k^2\lambda^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{15}{2}\alpha\beta\lambda^2 \frac{K_x k_y - K_y k_x}{(1+k^2\lambda^2)^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{15}{2}(\beta - \alpha)\lambda^2 \frac{k_x k_y}{(1+k^2\lambda^2)^2} \right] \right\}. \quad (13)$$

Поправка первого порядка к энергии экситона равна нулю [15]. Расщепление Раби пропорционально  $\tilde{\phi}_{\mathbf{K}}(0)$ , следовательно поправка первого порядка к расщеплению Раби также равна нулю (см. формулу (12)). Таким образом, в первом порядке теории возмущений магнитное поле не изменяет энергетический спектр поляритона и коэффициенты Хопфида.

Формула (1) теперь перейдет в следующую:

$$\gamma_{\mathbf{K}_i} = 4\pi \sum_{n_i, n_f, k_{ix}, \mathbf{Q}, s} p_s |M_{\mathbf{K}_i, n_i, n_f, \mathbf{Q}, s}^H|^2 \times \\ \times F_{n_i}(1 - F_{n_f})\delta(E_f - E_i - \hbar\omega_c(n_i - n_f)), \quad (14)$$

где суммирование ведется не только по начальным и конечным состояниям электрона и ориентации спинов, а еще и по  $y$ -компоненте конечного псевдоимпульса поляритона,  $K_{fy}$ , так как она не фиксирована законом сохранения. В формуле (14)  $\omega_c = eB/m_e c$  — циклотронная частота электрона,

$$F_n = \left\{ \exp \left( \frac{1}{T} \left[ \hbar\omega_c \left( n + \frac{1}{2} \right) - \mu \right] \right) + 1 \right\}^{-1},$$

причем мы пренебрегли зеемановским расщеплением уровней энергии электрона и поляритона (по этой причине величина  $p_s$  в формуле (14) соответствует изотропному распределению частиц по направлению спина). В силу трансляционной симметрии модуль матричного элемента рассеяния не зависит от начального значения  $x$ -компоненты псевдоимпульса

электрона,  $k_{ix}$ , поэтому суммирование по  $k_{ix}$  дает постоянный множитель  $S/2\pi a_H^2$  — число состояний, соответствующих одному уровню Ландау.

Аналогично предыдущему разделу, волновые функции нулевого приближения для вычисления матричного элемента  $M_{\mathbf{K}_i, n_i, n_f, \mathbf{Q}, s}^H$  кулоновского потенциала электрон-поляритонного взаимодействия имеют вид

$$|\mathbf{K}, n, k_x\rangle = (C_K \hat{a}_{\mathbf{K}}^\dagger + X_K \hat{b}_{\mathbf{K}}^\dagger) \hat{c}_{n, k_x}^\dagger |0\rangle \quad (15)$$

(операторы рождения электрона и экситона в выражении (2) заменяются соответствующими операторами в магнитном поле). После довольно громоздких вычислений получено следующее выражение для матричного элемента рассеяния в магнитном поле:

$$M_{\mathbf{K}_i, n_i, n_f, \mathbf{Q}, s}^H = \\ = \frac{a_H^2}{\sqrt{2\pi}} \int \varphi_{n_i}(a_H k_y) \varphi_{n_f}(a_H(k_x - Q_x)) \times \\ \times \exp \{ -i a_H^2 k_x (k_y - Q_y) \} \tilde{M}_{\mathbf{K}_i, \mathbf{k}, \mathbf{Q}, s} d^2 k. \quad (16)$$

Зависимость от  $k_{ix}$  проявляется в фазовом множителе, который не дает вклада в вероятность рассеяния и здесь опущен. В нулевом по  $\lambda^2/a_H^2$  приближении множитель  $\tilde{M}_{\mathbf{K}_i, \mathbf{k}, \mathbf{Q}, s}$  совпадает с матричным элементом в отсутствие магнитного поля, вычисляемым по формуле (4). В нашем же случае имеем

$$\tilde{M}_{\mathbf{K}_i, \mathbf{k}, \mathbf{Q}, s} = X_{K_i} X_{|\mathbf{K}_i + \mathbf{Q}|} \tilde{M}_{\mathbf{K}_i, \mathbf{Q}}^{dir}, \quad (17)$$

$$\tilde{M}_{\mathbf{K}_i, \mathbf{Q}}^{dir} = \frac{2\pi e^2}{\varepsilon Q} \left( \sum_{\mathbf{k}_1} \tilde{\phi}_{\mathbf{K}_i + \mathbf{Q}, \mathbf{k}_1 - \beta \mathbf{Q}}^* \tilde{\phi}_{\mathbf{K}_i, \mathbf{k}_1} - \right. \\ \left. - \sum_{\mathbf{k}_1} \tilde{\phi}_{\mathbf{K}_i + \mathbf{Q}, \mathbf{k}_1 + \alpha \mathbf{Q}}^* \tilde{\phi}_{\mathbf{K}_i, \mathbf{k}_1} \right) = \\ = M_{\mathbf{Q}}^{dir} + i \frac{\lambda^2}{a_H^2} \Delta M_{\mathbf{K}_i, \mathbf{Q}}, \quad (18)$$

где величина  $\Delta M_{\mathbf{K}, \mathbf{Q}}$  вещественна (см. формулу (13)). Так как матричный элемент  $\tilde{M}_{\mathbf{K}_i, \mathbf{k}, \mathbf{Q}, s}$  оказывается не зависящим от  $\mathbf{k}$ , формула (16) с точностью до фазового множителя может быть упрощена:

$$M_{\mathbf{K}_i, n_i, n_f, \mathbf{Q}, s}^H = \left( M_{\mathbf{Q}}^{dir} + i \frac{\lambda^2}{a_H^2} \Delta M_{\mathbf{K}_i, \mathbf{Q}} \right) \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_{n_i}(\xi) \varphi_{n_f}(\xi - a_H Q_x) \exp(i a_H Q_y \xi) d\xi. \quad (19)$$

Так как  $M_{\mathbf{Q}}^{dir}$  и  $\Delta M_{\mathbf{k},\mathbf{Q}}$  — действительные величины, имеем

$$\left| M_{\mathbf{Q}}^{dir} + i \frac{\lambda^2}{a_H^2} \Delta M_{\mathbf{k},\mathbf{Q}} \right|^2 = M_{\mathbf{Q}}^{dir^2} + \frac{\lambda^4}{a_H^4} \Delta M_{\mathbf{k},\mathbf{Q}}^2$$

и при вычислении уширения поляритонной моды можно положить величину  $\Delta M_{\mathbf{k},\mathbf{Q}}$  равной нулю. Ошибка приведенных вычислений порядка  $\lambda^4/a_H^4$ .

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Численные расчеты были проведены для микро-резонатора на основе GaAs с расщеплением Раби 4 мэВ. Боровский радиус экситона принимался равным  $\lambda = 150 \text{ \AA}$ , отношение эффективных масс электрона и экситона  $\alpha = 0.17$ , концентрация свободных электронов в квантовой яме  $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-2}$ .

На рис. 2 приведена температурная зависимость уширения поляритонной моды на дне нижней поляритонной ветви в отсутствие магнитного поля при нулевой расстройке экситонной и фотонной мод,  $E_{ph}(k=0) - E_{ex}(k=0) = 0$ , при этом  $\Delta E = 2 \text{ мэВ}$ . Из рисунка видно, что при малых температурах ( $T \ll \Delta E$ ) рассеяние неэффективно, так как электроны не могут передать поляриту энергии, достаточную для его перехода в резервуар состояний с большими  $k$  (рис. 1а), однако оно резко возрастает при  $T \sim \Delta E$ .

На рис. 3 приведена зависимость уширения поляритонной моды на дне нижней поляритонной ветви от магнитного поля при нулевой расстройке экситонной и фотонной мод и температуре  $T = 20 \text{ К}$ .

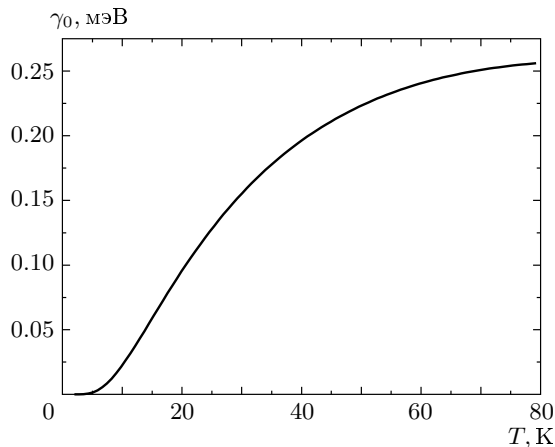


Рис. 2. Зависимость уширения поляритонной моды на дне нижней поляритонной ветви от температуры при нулевой расстройке экситонной и фотонной мод и  $B = 0$

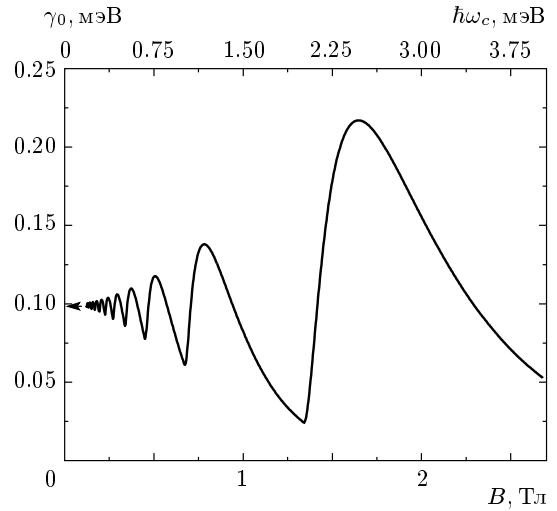


Рис. 3. Зависимость уширения поляритонной моды на дне нижней поляритонной ветви от магнитного поля при нулевой расстройке экситонной и фотонной мод и  $T = 20 \text{ К}$ . По верхней шкале отложено расстояние между соседними уровнями Ландау. Стрелкой отмечено значение уширения, вычисленное при  $B = 0$  и  $T = 20 \text{ К}$  (см. рис. 2)

Как и следовало ожидать, пики на рис. 3 находятся при  $\hbar\omega_c(n_i - n_f) \gtrsim \Delta E$  (см. верхнюю шкалу на рисунке, учитывая что  $\Delta E = 2 \text{ мэВ}$ ). Так, первый пик справа соответствует  $n_i - n_f = 1$  (см. рис. 1б), второй пик соответствует  $n_i - n_f = 2$  (см. рис. 1в) и т. д. Таким образом эффективность поляритон-электронного рассеяния можно не только уменьшать, но и увеличивать, изменяя индукцию магнитного поля, перпендикулярного плоскости микрорезонатора. В случае  $\hbar\omega_c > \Delta E$  (см. рис. 1г) реализуется только эффект уменьшения уширения поляритонной моды (рис. 3), который наблюдался экспериментально в работе [16] в поле  $B = 7 \text{ Тл}$ . К сожалению, в настоящее время нет экспериментальных работ, в которых было бы достаточно подробно исследовано поляритон-электронное рассеяние в слабых магнитных полях.

Отметим, что подобное осциллирующее поведение эффективности рассеяния при изменении индукции магнитного поля было получено теоретически в работе [17] для электрон-электронного рассеяния между двумя уровнями размерного квантования в квантовой яме. Несмотря на различие рассмотренных здесь и в работе [17] систем, природа осцилляций эффективности рассеяния в магнитном поле, по существу, одна и та же.

Автор глубоко признателен Н. Н. Сибельдину, М. Л. Скорикову и В. А. Цветкову за ценные советы и плодотворные обсуждения, В. Г. Белых и Н. А. Гиппиусу за внимательное прочтение и ценные замечания, а также Д. Б. Волегову и А. Е. Чичиной за помощь в приготовлении рукописи к печати.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-17328), INTAS (грант № 01-0832), Программы фундаментальных исследований президиума РАН «Низкоразмерные квантовые структуры» (грант № 8.7) и программы государственной поддержки ведущих научных школ (грант № НШ-1923.2003.2).

### ЛИТЕРАТУРА

1. C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 3314 (1992).
2. R. Butté, G. Delalleau, A. I. Tartakovskii et al., Phys. Rev. B **65**, 205310 (2002).
3. R. M. Stevenson, V. N. Astratov, M. S. Skolnick et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 3680 (2000).
4. D. N. Krizhanovskii, A. I. Tartakovskii, M. N. Makhonin et al., Phys. Rev. B **70**, 195303 (2004).
5. Д. Н. Крижановский, М. Н. Махонин, А. И. Тартаковский, В. Д. Кулаковский, ЖЭТФ **127**, 141 (2005).
6. G. Malpuech, A. Kavokin, A. Di Carlo et al., Phys. Rev. B **65**, 153310 (2002).
7. P. G. Lagoudakis, M. D. Martin, J. J. Baumberg et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 206401 (2003).
8. A. I. Tartakovskii, D. N. Krizhanovskii, G. Malpuech et al., Phys. Rev. B **67**, 165302 (2003).
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1989).
10. J. J. Hopfield, Phys. Rev. **112**, 1555 (1958).
11. B. Sermage, S. Long, I. Abram et al., Phys. Rev. B **53**, 16516 (1996).
12. A. Moskova and M. Mosko, Phys. Rev. B **61**, 3048 (2000).
13. G. Ramon, A. Mann, and E. Cohen, Phys. Rev. B **67**, 045323 (2003).
14. H. Ouerdane, M. E. Portnoi, and I. Galbraith, E-print archives, cond-mat/0509492.
15. B. R. Johnson, J. O. Hirschfelder, and Kuo-Ho Yang, Rev. Mod. Phys. **55**, 109 (1983).
16. A. Qarry, R. Rapaport, G. Ramon et al., Physica E **12**, 528 (2002).
17. K. Kempa, Y. Zhou, J. R. Engelbrecht et al., Phys. Rev. B **68**, 085302 (2003).