

ДВУХФОНОННОЕ РЕЗОНАНСНОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В КВАНТОВОЙ ЯМЕ С УЧАСТИЕМ ДВУМЕРНЫХ ЭКСИТОНОВ

Л.И.Коровин, С.Т.Павлов, Б.Э.Эшпулатов

Развита теория экситонного механизма двухфононного резонансного комбинационного рассеяния света в квантовой яме. Показано, что экситонный механизм двухфононного рассеяния, в котором в качестве промежуточных состояний фигурируют двумерные экситоны, приводит к резкому усилению рассеяния (в $\alpha_0^{-3}/\ln^2 \alpha_0$ раз; α_0 — безразмерная константа взаимодействия двумерных экситонов с ЛО-фононами, $\alpha_0 \ll 1$) по сравнению с механизмом электронно-дырочных пар. Усиление обусловлено тем, что в квантовой яме, в которой энергии электрона и дырки размерно квантованы, возможны процесс прямого рождения (или прямой аннигиляции) экситона и реальное испускание второго фонона экситоном. Тензор рассеяния в максимуме пика второго фононного повторения $\sim \alpha_0^{-1}$.

Как известно, многофононное резонансное комбинационное рассеяние света (РКРС) наблюдается при монохроматическом облучении некоторых полярных полупроводников в области собственного поглощения. Метод многофононного РКРС в последние годы интенсивно применяется для получения информации как о колебательных модах, так и об электронных состояниях и особенностях электронно-фононного и экситон-фононного взаимодействия в системах пониженной размерности (гетероструктуры, квантовые ямы, инверсионные и обогащенные слои). Линии вторичного свечения (фононные повторения) наблюдаются на частотах

$$\omega_s = \omega_l - N\omega_{LO},$$

где ω_l — частота возбуждающего света; ω_{LO} — частота объемных продольных оптических фононов (ЛО-фононов); N — порядок рассеяния, т.е. число испущенных в процессе рассеяния ЛО-фононов. Экспериментально наблюдались порядки рассеяния $N > 10$ [1-4].

Теоретические исследования процессов многофононного РКРС в объемном полупроводнике показали, что в сечения рассеяния дают вклад в процессы двух типов: рассеяние через промежуточные состояния свободных электронно-дырочных пар (ЭДП) и через экситонные состояния [5].

Рассеяние с участием свободных ЭДП в двумерных системах изучалось в [6], в сильном магнитном поле — в [7], с равными эффективными массами электронов и дырок — в [8]. В этих работах показано,

что сечение рассеяния многофононного РКРС усиливается по сравнению с трехмерным случаем в α^{-1} раз (α — безразмерная фрелиховская константа связи) для фононных повторений начиная с $N \geq 2$. Физическая причина такого усиления заключается в том, что в двумерных системах в отличие от трехмерных электрон, испуская фононы, блуждает в плоскости на площади, пропорциональной α^{-2} . Так как вероятность рассеяния обратно пропорциональна размеру площади, в которой блуждает электрон, то сечение рассеяния $\sigma_{N \geq 2} \sim \alpha^2$ [6] в отличие от $\sigma_{N \geq 4} \sim \alpha^3$ [5] в массивном образце.

Процессы с участием горячих экситонов Ванье–Мотта изучались в случае объемного полупроводника в ряде работ (см. [9] и ссылки в ней). Качественно этот канал рассеяния можно описать следующим образом. При поглощении кванта возбуждающего света непрямым образом с одновременным испусканием ЛО-фонона рождается горячий экситон. Затем экситон совершает каскад из $N - 2$ переходов через реальные промежуточные состояния с испусканием $N - 2$ ЛО-фононов и, наконец, непрямым образом аннигилирует, испуская квант вторичного излучения $\hbar\omega_s$ и последний фонон. При взаимодействии с ЛО-фононами вероятность испускания электроном $N - 1$ фононов не зависит от константы связи α . Отсюда следует, что вклад в сечение многофононного РКРС процессов с участием горячих экситонов Ванье–Мотта оказывается пропорциональным α .

В настоящей работе рассматривается двухфононное РКРС в одиночной квантовой яме в случае, когда промежуточными состояниями являются двумерные экситоны. Показано, что в квантовой яме в рассеянии имеется только один непрямой переход, что приводит к существенному усилению вклада экситонов в двухфононном РКРС по сравнению как с аналогичным рассеянием в объемном полупроводнике, так и с вкладом ЭДП в рассеяние в двумерной системе.

1. Основные соотношения

Будем исходить из общей формулы для дифференциального сечения рассеяния в квазидвумерных структурах, полученной в [10]

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega_s} = 8S_0\omega_s^3\omega_l c^{-4}\varepsilon_1 \cos\theta_s \sum_{\beta\beta'\gamma\gamma'} G_{\beta'\beta}(\omega_s) S_{\beta\gamma\beta'\gamma'}(\omega_l, \omega_s) J_{\gamma'\gamma}(\omega_l). \quad (1)$$

Здесь Ω — телесный угол, S_0 — нормировочная площадь, ε_1 — диэлектрическая проницаемость барьерного материала, θ_s — полярный угол рассеяния, c — скорость света в вакууме. Тензоры второго ранга $G_{\beta'\beta}(\omega_s)$ и $J_{\gamma'\gamma}(\omega_l)$ определяются геометрией рассеянной и падающей волн соответственно. Их конкретный вид зависит от условий эксперимента и для дальнейшего изложения несуществен. В общем виде эти тензоры приведены в [10].

Тензор четвертого ранга $S_{\beta\gamma\beta'\gamma'}$ представляет собою усредненную по основному состоянию системы компоненту Фурье произведения двух коммутаторов операторов тока

$$S_{\beta\gamma\beta'\gamma'} = (S_0/2\pi\omega_s^2\omega_l^2) \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i(\omega_l - \omega_s)t} \langle \sigma_{\beta'\gamma'}^+(t) \sigma_{\beta\gamma}(0) \rangle, \quad (2)$$

где

$$\sigma_{\beta\gamma}(t) = -(i/\hbar S_0) \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau e^{i\omega_1\tau} [I_\beta(t), I_\gamma(t-\tau)], \quad (3)$$

$$I_\beta(t) = \exp(i\mathcal{H}t/\hbar) J_\beta(0) \exp(-i\mathcal{H}t/\hbar), \quad (4)$$

$$J_\beta(0) = \int dr j_\beta(r), \quad (5)$$

\mathcal{H} — полный гамильтониан системы; $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ — оператор плотности тока.

Рассмотрим одиночную квантовую яму с бесконечными потенциальными стенками, расположенную между плоскостями $z = 0$ и $z = d$ (d — толщина ямы). Предположим далее, что выполняется соотношение

$$d \ll a_0, \quad (5a)$$

где $a_0 = \varepsilon \hbar^2 / \mu e^2$ — боровский радиус экситона, ε — диэлектрическая проницаемость материала квантовой ямы, e — заряд электрона, μ — приведенная эффективная масса. Неравенство (5a) обеспечивает двумерность экситона. Будем считать, что экситон, испуская фононы, все время остается в состоянии $1S$. Тогда можно ограничиться волновой функцией экситона в виде

$$\psi(R, \rho, z_c, z_v) = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\pi} a_0} e^{2\rho/a_0} e^{i\mathbf{K}\mathbf{R}} \left(\frac{2}{d}\right) \sin\left(\frac{\pi n_c z_c}{d}\right) \sin\left(\frac{\pi n_v z_v}{d}\right). \quad (6)$$

Энергия экситона в связанном состоянии имеет вид

$$E(n_c, n_v, \mathbf{K}) = \hbar\omega(n_c, n_v, \mathbf{K}) = \hbar\omega_g + \hbar\omega_c n_c^2 + \hbar\omega_v n_v^2 - \hbar\Delta\omega + \hbar^2 \mathbf{K}^2 / 2m_e. \quad (7)$$

Здесь ρ и \mathbf{R} — двумерные радиус-векторы относительного движения электрона и дырки и центра масс экситона соответственно; $E_g = \hbar\omega_g$ — ширина запрещенной зоны; \mathbf{K} — волновой вектор, расположенный в плоскости ямы; $\hbar\omega_c$ и $\hbar\omega_v$ — энергия размерного квантования электрона и дырки в квантовой яме

$$\omega_c = \hbar\pi^2 / 2m_c d^2, \quad \omega_v = \hbar\pi^2 / 2m_v d^2,$$

m_c и m_v — эффективная массы электрона и дырки; n_c и n_v — номера уровней размерного квантования в зоне проводимости (c) и в валентной зоне (v), $m_e = m_c + m_v$, $\hbar\Delta\omega = 2\mu e^4 / \varepsilon^2 \hbar^2$. Каждой паре уровней размерного квантования n_c , n_v соответствует экситонная зона. Рассматриваются низкие температуры, при которых в квантовой яме валентная зона полностью заполнена, а зона проводимости свободна от электронов. Возбужденные состояния системы будем характеризовать волновым вектором \mathbf{K} движения двумерного экситона как целого в плоскости ямы и числами $n_c = 1, 2, \dots$, $n_v = 1, 2, \dots$, нумерующими уровни размерного квантования в зоне проводимости и в валентной зоне, между которыми образовалось связанное $1S$ -состояние.

Гамильтониан системы

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + V_{\text{int}},$$

где \mathcal{H} — гамильтониан невзаимодействующих экситонов, V_{int} — гамильтониан взаимодействующих экситонов с объемными LO-фононами

$$V_{\text{int}} = \sum_{\alpha\alpha'} \sum_{\mathbf{q}} F_{\alpha\alpha'}(\mathbf{q})(b_{\mathbf{q}} + b_{-\mathbf{q}}^+) B_{\alpha}^+ B_{\alpha'}, \quad (8)$$

где

$$F_{\alpha\alpha'}(\mathbf{q}) = C_{\mathbf{q}} \left\{ \frac{M_{n'_c n_c}(q_z) \delta_{n'_v n_v}}{\left[1 + \left(\frac{a_0 m_v}{4m_e} q_{\parallel}\right)^2\right]^{3/2}} - \frac{M_{n'_v n_v}(q_z) \delta_{n'_c n_c}}{\left[1 + \left(\frac{a_0 m_c}{4m_e} q_{\parallel}\right)^2\right]^{3/2}} \right\} \delta(K_{\alpha'} - K_{\alpha} - q_{\parallel}), \quad (9)$$

$$M_{n'n}(q_z) = \left(\frac{2}{d}\right) \int_0^d dz e^{iq_z z} \sin\left(\frac{\pi n' z}{d}\right) \sin\left(\frac{\pi n z}{d}\right), \quad (10)$$

$$C_{\mathbf{q}} = i\hbar\omega_{\text{LO}} \left(\frac{4\pi\alpha_e l_e^3}{V}\right)^{1/2} (l_e q)^{-1},$$

$$\alpha_e = \frac{e^2}{2\hbar\omega_{\text{LO}} l_e} (\varepsilon_{\infty}^{-1} - \varepsilon^{-1}),$$

$$l_e = \left(\frac{\hbar}{2m_e\omega_{\text{LO}}}\right)^{1/2}, \quad (11)$$

$b_{\mathbf{q}}^+$ и $b_{\mathbf{q}}$ — операторы рождения и уничтожения фононов с волновым вектором $\mathbf{q} = (q_{\parallel}, q_z)$; B_{α}^+ и B_{α} — операторы рождения и уничтожения экситонов в состоянии $\alpha = n_c, n_v, \mathbf{K}$; ε и ε_{∞} — статическая и высокочастотная диэлектрическая проницаемости; V — нормировочный объем. В формуле (9) первое слагаемое в фигурных скобках соответствует переходу электрона между уровнями размерного квантования $n'_c \rightarrow n_c$, а второе слагаемое — переход дырки $n'_v \rightarrow n_v$.

2. Диаграммная техника

Связь экситонов с LO-фононами считается слабой (константа экситон-фононного взаимодействия $\alpha \ll 1$). Правила диаграммной техники, изложенные ниже, являются модификацией правил, приведенных в [11] для объемного случая. На рис. 1 приведены графики, дающие наибольший вклад в эффект. Сплошные линии описывают двумерные экситоны и им сопоставляются на левом участке контура точные функции Грина $iG(n, n', \kappa, \omega)$, где

$$G(n, n', \kappa, \omega) = [\omega - \omega(n, n', \kappa) - (i/2)\gamma(n, n', \kappa)]^{-1}, \quad (12)$$

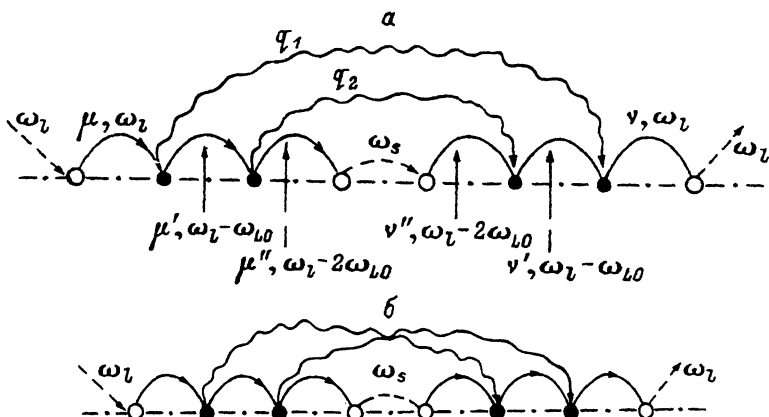


Рис. 1. Графики, соответствующие наибольшей расходимости тензора рассеяния по константе экситон-фононной связи.

μ и ν — квантовые числа экситонных линий, ω_l и ω_s — частоты возбуждающего и рассеянного света, q_1 и q_2 — волновые векторы фононов, $\hbar\omega_{LO}$ — энергия LO-фонона.

а на правом участке — комплексно-сопряженные функции $-i\tilde{G} = (iG)^*$. Волнистые линии описывают фононы, штриховые — падающий и рассеянный свет. Этим линиям ничего не сопоставляется, только проводится суммирование по фоновым волновым векторам. Вершины экситон-фотонного взаимодействия (светлые кружки) сопоставляются матричный элемент $J_\beta(\mu) = \langle \mu | J_\beta(0) | 0 \rangle$, если экситонная линия μ выходит из вершины, а световая линия входит в вершину и $J_\beta^*(\mu) = \langle 0 | J_\beta(0) | \mu \rangle$; если наоборот, то экситонная линия μ входит в вершину, а световая выходит. Темным кружкам соответствуют вершины экситон-фононного взаимодействия. Если в нее входит экситонная линия μ и выходит линия μ' , то такой вершине сопоставляется $(i/\hbar)F_{\mu\mu'}(\mathbf{q})$ на левом участке контура и $(-i/\hbar)F_{\mu'\mu}(-\mathbf{q})$ на правом участке. При вычислении вклада каждой диаграммы в значение тензора $S_{\beta\gamma\beta'\gamma'}$ соответствующее выражение нужно умножить на величину $(S_0\hbar^2\omega_s^2\omega_l^2)^{-1}$ и просуммировать по всем квантовым числам.

В выражение для функции Грина (12) введена функция $\gamma(n_c, n_v, \mathbf{K}) = \tau^{-1}(n_c, n_v, \mathbf{K})$, где $\tau(n_c, n_v, \mathbf{K})$ есть время жизни экситона в состоянии n_c, n_v, \mathbf{K} . Функция γ , которая имеет смысл массового оператора, в дальнейшем не вычисляется, предполагается лишь, что

$$(\gamma/\omega_{LO}) \ll 1. \quad (12a)$$

Если вычислить γ в первом порядке по константе связи α_e , то очевидно, что $\gamma \sim \alpha_e$. Тогда условие (12a) позволяет рассортировать все диаграммы второго порядка по степени α_e . Если частота света ω_l удовлетворяет резонансным условиям, которые приведены в следующем разряде, то резонансные знаменатели в диаграммах становятся $\sim \alpha_e$, что резко увеличивает вклад данной диаграммы в рассеяние. Диаграммы, содержащие наибольшее число резонансных знаменателей, приведены на рис. 1. Легко показать, что вклады диаграмм а и б (рис. 1) равны друг другу.

3. Расчет тензора рассеяния для второго фононного повторения

Рассмотрим второе фононное повторение, когда частоты ω_s и ω_l связаны условием

$$\omega_s = \omega_l - 2\omega_{LO}.$$

Согласно правилам диаграммной техники, в случае второго фононного повторения сумма вкладов диаграмм *a* и *b* (рис. 1) в тензор рассеяния определяется выражением

$$S_{\beta\gamma\beta'\gamma'} = 2(S_0\hbar^6\omega_s^2\omega_l^2)^{-1} \sum_{\mu\mu'\mu''} \sum_{\nu\nu'\nu''} \sum_{\mathbf{q}_1\mathbf{q}_2} j_\gamma(\mu)j_\beta(\mu'')j_{\beta'}^*(\nu'')j_{\gamma'}^*(\nu) \times \\ \times F_{\mu'\mu}(\mathbf{q}_1)F_{\mu''\mu'}(\mathbf{q}_2)F_{\nu'\nu''}(-\mathbf{q}_2)F_{\nu\nu'}(-\mathbf{q}_1)G(\mu, \omega_l)G(\mu', \omega_l - \omega_{LO}) \times \\ \times G(\mu'', \omega_l - 2\omega_{LO})G(\nu, \omega_l)G(\nu', \omega_l - \omega_{LO})G(\nu'', \omega_l - 2\omega_{LO})\delta(\omega_l - \omega_s - 2\omega_{LO}). \quad (13)$$

Стандартные вычисления для матричного элемента оператора плотности тока для межзонного перехода с образованием двумерного экситона в 1*S*-состоянии с использованием волновых функций (6) приводят к выражению

$$j_\gamma(\mu) = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\pi a_0}} J_\gamma \delta_{n_\mu, n_{\nu\nu}} \delta(K_\mu), \quad J_\gamma = (e/m_0)p_{cv, \gamma}. \quad (14)$$

Здесь m_0 — масса свободного электрона; $p_{cv, \gamma}$ — проекция межзонного матричного элемента импульса, вычисленного на блоховских модулирующих множителях.

Подставляя (9) и (14) в (13) и суммируя с использованием δ -символов и δ -функций, тензор рассеяния можно привести к виду

$$S_{\beta\gamma\beta'\gamma'} = S_{\beta\gamma\beta'\gamma'}^{(0)}(S_1 + S_2), \quad (15)$$

где

$$S_{\beta\gamma\beta'\gamma'} = (\pi\hbar^6\omega_s^2\omega_l^2)^{-1}(\hbar\omega_{LO})^4(2d/\pi a_0)^4 J_\beta J_\gamma J_{\beta'}^* J_{\gamma'}^* \delta(\omega_l - \omega_s - 2\omega_{LO}). \quad (16)$$

Скалярные функции S_1 и S_2 представляют собой одно- и двукратные суммы по квантовым числам размерного квантования

$$S_1 = \alpha_0^2 \sum_n \int_0^\infty K dK I^2(K, n) \left[(1 + a_v)^{-3/2} - (1 + a_c)^{-3/2} \right]^4 \times \\ \times |G(n, n, K, \omega_l - \omega_{LO})|^2 |G(n, n, 0, \omega_l)|^2 |G(n, n, 0, \omega_s)|^2, \quad (17)$$

$$S_2 = \alpha_0^2 \sum_{\substack{n, n' \\ n > n'}} \int_0^\infty K dK I^2(K, n, n') \left\{ |G(n, n', K, \omega_l - \omega_{LO})|^2 \chi(n, n', \omega_l) \times \right. \\ \left. \times \chi(n, n', \omega_s) + |G(n', n, K, \omega_l - \omega_{LO})|^2 \chi(n', n, \omega_l) \chi(n', n, \omega_s) \right\}, \quad (18)$$

$$a_{v(c)} = (a_0 m_{v(c)} / 4m_e) K, \quad \omega_s = \omega_l - 2\omega_{LO}.$$

Константа связи α_0 отличается от α_e , определенной формулой (11), заменой l_e на d . Функции $\chi(n, n', \omega)$, $I(K, n)$ и $I(K, n, n')$ имеют вид

$$\chi(n, n', \omega) = (1 + a_v)^{-3} |G(n, n, 0, \omega)|^2 + (1 + a_c)^{-3} |G(n', n', 0, \omega)|^2, \quad (19)$$

$$I(K, n) = \left(\frac{2}{x} + \frac{1}{b_n^2 + x^2} \right) \left\{ 1 - \frac{2b_n^4 [1 - \exp(-x)]}{x(b_n^2 + x^2)(2b_n^2 + 3x^2)} \right\}, \quad b_n = 2\pi n, \quad (19a)$$

$$I(K, n, n') = [\pi^2(n - n')^2 + x^2]^{-1} + [\pi^2(n + n')^2 + x^2]^{-1}, \quad x = Kd. \quad (19b)$$

В S_1 и S_2 функция Грина $(n, n, 0, \omega_l)$ соответствует хпрямому рождению экситона, а $G(n, n, 0, \omega_s)$ — прямой его аннигиляции. Эти процессы могут иметь место, только если $K = 0$ (малым импульсом световой волны пренебрегается). Согласно (12) и (7)

$$|G(n, n, 0, \omega)|^2 = [(\omega - \omega'_g - n^2\omega_\mu)^2 + \gamma^2]^{-1}, \quad (20)$$

$$\omega_\mu = \omega_c + \omega_v, \quad \omega'_g = \omega_g - \Delta\omega.$$

Функция Грина $G(n, n', K, \omega_l - \omega_{LO})$ соответствует испусканию фонона экситоном как для случая рассеяния в одной и той же зоне ($n = n'$), так и для случая перехода в другую зону ($n \neq n'$). Ее квадрат модуля равен

$$|G(n, n', K, \omega_l - \omega_{LO})|^2 = \left[\left(\omega_l - \omega_{LO} - \omega'_g - \omega_c n^2 - \omega_v n'^2 - \frac{\hbar K^2}{2m_e} \right)^2 + \gamma^2 \right]^{-1}. \quad (20a)$$

4. Частотная зависимость тензора рассеяния

Рассмотрим сначала случай рассеяния в одной и той же зоне, описываемый функцией S_1 . На частотах $\omega_l < \omega'_g + n^2\omega_\mu$ все функции Грина нерезонансны (нет реальных переходов) и $S_1 \sim \alpha_0^2$, что соответствует фоновому рассеянию. На частоте $\omega_l^{(1)} = \omega'_g + n^2\omega_\mu$ становится возможным реальное прямое рождение экситона, и на этой частоте $|G(n, n, 0, \omega_l)|^2 \sim \gamma^{-2}$. Так как $\gamma \sim \alpha_0$, то $S_1 \sim \alpha_0^0$. На частоте $\omega_l^{(1)}$ имеет место пик, который в α_0^{-2} раз превышает фон. В области частот

$$\omega'_g + n^2\omega_\mu < \omega_l < \omega'_g + n^2\omega_\mu + \omega_{LO}$$

все функции Грина нерезонансны и $S_1 \sim \alpha_0^2$. Начиная с частоты

$$\omega_l^{(2)} \geq \omega'_g + n^2\omega_\mu + \omega_{LO} \quad (21)$$

становится резонансной $G(n, n, K, \omega_l - \omega_{LO})$ (возможно реальное испускание фонона). Если параметр $\gamma/\omega_{LO} \ll 1$, то при интегрировании

по переменной K вклад полюса функции $G(n, n, K, \omega_l - \omega_{LO})$ становится преобладающим, поэтому с достаточной точностью можно считать, что

$$|G(n, n, K, \omega_l - \omega_{LO})|^2 = \frac{2\pi}{\gamma} \delta \left(\omega_l - \omega_{LO} - \omega'_g - n^2 \omega_\mu - \frac{\hbar K^2}{2m_e} \right). \quad (22)$$

Тогда в области частот (21)

$$S_1 = \frac{2\pi \alpha_0^2 m_e}{\gamma \hbar} \sum_n I^2(K_0, n) \left[(1 + a_v)^{-3/2} - (1 + a_c)^{-3/2} \right]^4 \times \\ \times |G(n, n, 0, \omega_l)|^2 |G(n, n, 0, \omega_s)|^2 \quad (23) \\ K_0 = \sqrt{2m_e/\hbar} \sqrt{\omega_l - \omega_{LO} - \omega'_g - n^2 \omega_\mu},$$

т.е. $S_1 \sim \alpha_0$. Если $\omega_l = \omega_l^{(3)} = \omega'_g + n^2 \omega_{LO} + 2\omega_{LO}$ (частота, соответствующая прямой аннигиляции), то $|G(n, n, 0, \omega_l^{(3)})|^2 \sim \gamma^{-2}$ и $S_1 \sim \alpha_0^{-1}$. Таким образом, на частотной зависимости $S_1(\omega_l)$ имеются два пика: более слабый $S_1(\omega_l^{(1)}) \sim \alpha_0^0$, соответствующий реальному прямому рождению экситона, и сильный пик $S_1(\omega_l^{(3)}) \sim \alpha_0^{-1}$, соответствующий реальной прямой аннигиляции. В случае равных эффективных масс ($m_v = m_c$) S_1 обращается в нуль, так как обращается в нуль функция $F_{\alpha\alpha'}(\mathbf{q})$, определенная формулой (9).

В предельном случае $a_0 K_0 \ll 1$ (обычно $a_0 \simeq 10^{-5} \div 10^{-6}$ см, $K_0 \simeq 10^3 \div 10^4$ см $^{-1}$) формула (23) упрощается и принимает вид

$$S_1 = \frac{2\pi \alpha_0^2}{\gamma} \left(\frac{3a_0}{8} \right)^4 \frac{2m_e^3}{\hbar^3} \left(\frac{m_v - m_c}{m_v + m_c} \right)^4 \sum_n (\omega_l - \omega_{LO} - \omega'_g - n^2 \omega_\mu)^2 \times \\ \times |G(n, n, 0, \omega_l)|^2 |G(n, n, 0, \omega_s)|^2, \quad (24) \\ \omega_l \geq \omega'_g + \omega_{LO} + n^2 \omega_\mu.$$

Частотная зависимость S_2 отличается от частотной зависимости S_1 тем, что на частоте $\omega_l^{(1)}$ $S_2 \sim \alpha_0^{-1}$, в то время как $S_1 \sim \alpha_0^0$. Дело в том, что функция $|G(n, n', K, \omega_l - \omega_{LO})|^2$ может быть аппроксимирована δ -функцией на частотах

$$\omega_l^{(4)} \geq \omega'_g + \omega_c n^2 + \omega_v n'^2 + \omega_{LO}. \quad (25)$$

В этот интервал частот попадает частота $\omega_l^{(1)}$, на которой $|G(n, n, 0, \omega_l^{(1)})|^2 \sim \gamma^{-2}$, если выполнено условие $(n^2 - n'^2)\omega_v > \omega_{LO}$ реального перехода между зонами nn и nn' с испусканием LO-фонона.

Заменяя в (18) $|G(n, n', K, \omega_l - \omega_{LO})|^2$ δ -функцией и интегрируя по K , для S_2 получим выражение

$$S_2 = \frac{2\pi \alpha_0^2 m_e}{\gamma \hbar} \sum_{\substack{n, n' \\ n > n'}} \left[I^2(K_{01, n, n'}) \chi(n, n', \omega_l) \chi(n, n', \omega_s) + \right.$$

$$+I^2(K_{02}, n', n)\chi(n, n', \omega_l)\chi(n', n, \omega_s)], \quad (26)$$

где

$$K_{01} = \sqrt{2m_e/\hbar} \sqrt{\omega_l - \omega_{LO} - \omega'_g - \omega_c n^2 - \omega_v n'^2},$$

$$K_{02} = \sqrt{2m_e/\hbar} \sqrt{\omega_l - \omega_{LO} - \omega'_g - \omega_c n'^2 - \omega_v n^2}. \quad (27)$$

Часть формулы (26), зависящая от K_{02} , справедлива в более широком интервале частот

$$\omega_l^{(5)} \geq \omega'_g + \omega_c n'^2 + \omega_v n^2.$$

В приближении $a_0 K_{01(2)} \ll 1$

$$I(K_0, n, n') \rightarrow (2/\pi^2) \left[(n^2 + n'^2)/(n^2 - n'^2)^2 \right]$$

и из (26), (19) получаем

$$S_2 = \frac{16\alpha_0^2 m_e}{\gamma\pi^3 \hbar} \sum_{\substack{n, n' \\ n > n'}} \frac{(n^2 + n'^2)^2}{(n^2 - n'^2)^4} |G(n, n, 0, \omega_l)|^2 |G(n, n, 0, \omega_s)|^2, \quad (28)$$

$$\omega_l \geq \omega'_g + \omega_{LO} + \omega_c n^2 + \omega_v n'^2.$$

При выводе формулы (28) опущены члены, содержащие $|G(n', n', 0, \omega)|^2$, так как максимумы этих функций расположены вне частотного интервала $\omega_l^{(5)}$. Формулы (24) и (28) справедливы в окрестности максимумов функции Грина, которые приводят к большим значениям S_1 и $S_2 \sim \alpha_0^{-1}$. Функция S_1 содержит один такой максимум при $\omega_l = \omega_l^{(3)}$, соответствующий прямой аннигиляции экситонов. Функция S_2 имеет два сильных максимума: один — на частоте $\omega_l = \omega_l^{(1)}$ (прямое рождение экситона) и другой — совпадающий с сильным максимумом функции S_1 . Переходы экситонов для случаев $n = n'$ и $n \neq n'$ показаны на рис. 2.

Из рис. 2,а видно, что в случае прямого рождения экситона (точка 1) реальное испускание фонона с переходом в ту же самую зону невозможно. Точки 2, 2', 2'' соответствуют энергии экситона после прямого рождения. Прямая аннигиляция будет иметь место, если экситон находится в точке 2. Из точки 2' экситон, испустив ЛО-фонон, не может оказаться в точке 1. Из точки 2'' невозможно реальное испускание фононов. Если учитываются другие экситонные зоны, то, как это следует из рис. 2,б, после прямого рождения экситон может испускать ЛО-фонон в реальном переходе и оказаться в точке 3 экситонной зоны nn' . Из точки 3 происходит непрямая аннигиляция. Поэтому на частоте, соответствующей прямому рождению экситона, $S_2 \sim \alpha_0^{-1}$, если расстояние между зонами nn и nn' превышает $\hbar\omega_{LO}$. Каналы прямой аннигиляции в случаях а и б принципиально не различаются между собой, так как оба приводят в максимуме к значениям S_1 и $S_2 \sim \alpha_0^{-1}$.

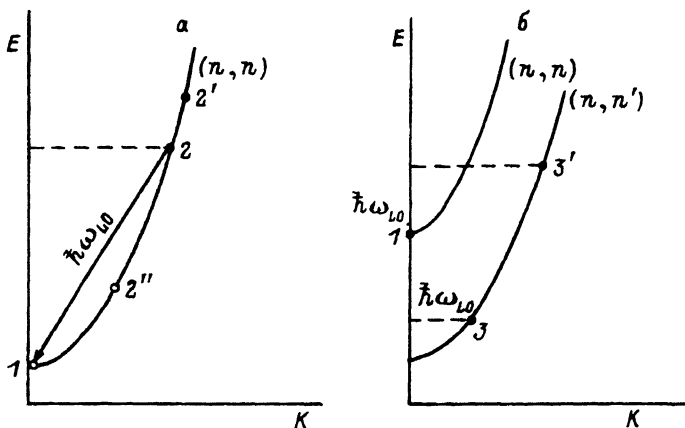


Рис. 2. Схема переходов экситона в случае учета только одной (а) и двух (б) экситонных зон.

1 — энергия экситона после прямого рождения или перед непрямым аннигиляцией; 2, 2', 2'' и 3' — после непрямого рождения; 3 — перед непрямым аннигиляцией. E — энергия экситонной зоны, K — модуль волнового вектора экситона.

Если в квантовой яме имеется только один уровень размерного квантования, то сильный пик рассеяния будет наблюдаться только на частоте прямой аннигиляции; на частоте же прямого рождения он в α_0^{-1} раз слабее.

Рассмотренный выше экситонный механизм двухфононного РКРС приводит к резкому возрастанию сечения рассеяния (тензор рассеяния $S_{\beta\gamma\beta'\gamma'} \sim \alpha_0^{-1}$ на резонансных частотах возбуждающего света) по сравнению с электронно-дырочными парами в качестве промежуточных состояний ($S_{\beta\gamma\beta'\gamma'} \sim \alpha_0^2 \ln^2 \alpha_0$). Таким образом, имеет место увеличение рассеяния в $\alpha_0^{-3} / \ln^2 \alpha_0$ раз. Отсюда можно сделать вывод, что в квазидвумерной электронной системе экситонный механизм двухфононного РКРС является преобладающим. Этот вывод представляется оправданным именно для двухфононного рассеяния, когда экситон фигурирует только в акте непрямого рождения (или непрямым аннигиляцией) и однократного испускания ЛО-фонона.

Если частота возбуждающего света достаточно высока, так что энергии экситона хватает для испускания многих фононов, вопрос о соотношении вклада в рассеяние экситонного механизма и механизма ЭДП усложняется. Это связано в том, что при испускании ЛО-фонона горячим экситоном он может перейти в состояние ЭДП и далее фононы будут испускаться электроном и дыркой. Не исследуя в данной статье относительную роль двух механизмов рассеяния, заметим лишь, что зависимость тензора рассеяния от константы связи α_0 в случае многофононного РКРС при чисто экситонном механизме остается такой же, как и в случае двухфононного РКРС, так как появление дополнительной константы связи в числителе при переходе от N к $N + 1$ испущенных фононов будет компенсироваться появлением константы $\gamma \sim \alpha_0$ в знаменателе, которая происходит от процесса реального испускания фонона экситоном.

Экситонный механизм рассеяния в объемном полупроводнике в α_0^{-2} раз слабее рассеяния в квазидвумерной системе. Усиление двухфононного РКРС по сравнению с объемным случаем объясняется тем, что в квантовой яме в области частот, соответствующих прямому рождению или прямой аннигиляции экситона, возможно реальное испускание фонона, в то время как в объемном полупроводнике двухфононное рассеяние состоит из двух непрямых процессов — рождения и аннигиляции экситона.

В работе [12] были обнаружены фоновые повторения вплоть до 13-го порядка в системе квантовых ям. Каждая яма представляла собою короткопериодическую сверхрешетку $(\text{CdTe})_2(\text{ZnTe})_4$ (семь периодов, каждый период состоял из двух монослоев CdTe и четырех монослоев ZnTe), барьеры между ямами состояли из 80 монослоев ZnTe. Наряду с сильными пиками, соответствующими объемным экситонам в ZnTe, наблюдалась также группа сильных пиков, по энергии соответствующая двумерным экситонам материала квантовой ямы. Между этими двумя группами сильных пиков наблюдались слабые пики, за которые, по-видимому, ответственен механизм ЭЛП. Детальное сравнение результатов теории с экспериментом вряд ли возможно ввиду сложности объекта. Заметим лишь, что наличие сильных фоновых повторений в области энергий, соответствующих экситонам материала квантовой ямы, может служить подтверждением вывода теории о резком возрастании интенсивности фоновых повторений при переходе к экситонному механизму рассеяния в квазидвумерной системе.

Список литературы

- [1] Sood A.K., Menendez J., Cardona M., Ploog K. // *Phys. Rev.* 1985. V. B32. N 2. P. 1412–1414.
- [2] Gridin V.V., Beserman R., Jain K.P., Klein M.V., Morkoc H. // *Superlattices and Microstructures.* 1987. V. 3. N 2. P. 107–109.
- [3] Meynadrez M.H., Finkman E., Sturge M.D., Worlock J.M., Tomargo M.C. // *Phys. Rev.* 1987. V. B35. N 5. P. 2517–2520.
- [4] Бродин А.М., Валах М.Я., Гавриленко В.И., Лисица М.П., Литвинчук А.П., Литовченко В.Г., Плоог К. // *Письма в ЖЭТФ.* 1990. Т. 51. № 3. С. 157–160.
- [5] Goltsev A.V., Jang I.G., Pavlov S.T., Bryzhina M.F. // *J. Phys. C.* 1983. V. 63. N 2. P. 4221–4241.
- [6] Коровин Л.И., Павлов С.Т., Эшпулатов Б.Э. // *Письма в ЖЭТФ.* 1990. Т. 51. № 10. С. 516–517; *ЖЭТФ.* 1991. Т. 99: № 5. С. 1619–1631; *Препринт ФТИ.* 1991. № 1515. С. 39.
- [7] Коровин Л.И., Павлов С.Т., Эшпулатов Б.Э. // *ФТТ.* 1991. Т. 33. № 3. С. 968–970.
- [8] Коровин Л.И., Павлов С.Т., Эшпулатов Б.Э. // *ФТТ.* 1992. Т. 34. № 4. С. 1293–1300; № 9. С. 2950–2953.
- [9] Траллеро Гинер К., Ланг И.Г., Павлов С.Т. // *ФТТ.* 1981. Т. 23. № 5. С. 1265–1275.
- [10] Коровин Л.И., Павлов С.Т., Эшпулатов Б.Э. // *ФТТ.* 1988. Т. 30. № 12. С. 3665–3671; *Препринт ФТИ.* 1989. № 1400. С. 50.
- [11] Ивченко Е.Л., Ланг И.Г., Павлов С.Т. // *ФТТ.* 1977. Т. 19. № 9. С. 1751–1759.
- [12] Hou V.T., Jin Y., Shen M.Y., Zhand S.L., Li J., Yuan S.X. // *Superlattices and Microstructures.* 1992. V. 12. N 1. P. 69–71.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
16 июня 1993 г.