

Упругое рассеяние света на флуктуациях экситонной поляризации квантовой ямы в микрорезонаторе

© В.А. Кособукин, А.В. Селькин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 14 марта 2000 г.)

Предложена модель флуктуаций экситонной поляризации в квантовой яме со случайно переменной шириной в латеральных направлениях. Стохастическая часть нелокальной восприимчивости квазидвумерных экситонов выражена через случайные функции формы границ квантовой ямы. В низшем (борновском) приближении по высоте неровностей интерфейсов построена теория упругого рассеяния света квантовой ямой, помещенной в резонатор Фабри–Перо или полупроводниковый микрорезонатор. Сечение рассеяния вычислено при произвольной статистике неровностей интерфейсов. Спектральные и угловые зависимости интенсивности рассеяния света квантовой ямой исследованы с гауссовыми корреляционными функциями формы интерфейсов. Из численных оценок следует, что упругое резонансное рассеяние в квантовых ямах должно наблюдаться при среднеквадратичной высоте неровностей порядка толщины атомного монослоя.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 00-02-16924) и выполнялась одним из авторов (А.В.С.) в рамках совместных исследований с автономным университетом г. Пуэбла, Мексика (Universidad Autonoma de Puebla, Centro de Investigaciones en Dispositivos Semiconductores, 4 Sur 104, Centro C.P. 72000, Puebla, MEXICO).

Многие оптические явления в квантовых ямах [1,2] и полупроводниковых микрорезонаторах [3] обычно изучают в предположении, что интерфейсы идеально плоские. В этом случае компонента волнового вектора света в плоскости квантовой ямы сохраняется и излучение света возможно только в зеркальных направлениях относительно падающей волны. В реальных квантовых ямах имеются неустранимые структурные несовершенства, наиболее существенным из которых считается случайная форма гетерограниц [4]. Неровность стенок квантовой ямы делает ее ширину переменной в латеральных направлениях, и возникающие вследствие этого пространственные флуктуации поля поляризации могут стать причиной рассеяния света.

Роль статистически неровных гетерограниц в оптике экситонов рассматривалась в немногих теоретических работах (см. ссылки в [5]). В частности, в [5] была предложена модель флуктуаций тока экситонной поляризации, выражающая их непосредственно через функции формы шероховатых интерфейсов по аналогии с моделью, развитой в [6] для поверхности диэлектриков. Применительно к экситонам модель этого типа развивалась в [7,8] для описания упругого рассеяния света шероховатой поверхностью полупроводника, в результате чего дано объяснение наблюдавшегося в работах [7] рассеяния света в области экситонных резонансов. Оценки [5] показывают, что стационарное упругое рассеяние света в квантовых ямах должно наблюдаться при среднеквадратичной высоте неровностей интерфейсов порядка толщины моноатомного слоя. Модель [5] позволяет поставить ряд актуальных теоретических вопросов оптики квантоворазмерных структур с учетом поверхности и множественных границ раздела в образцах. Поверхность кристалла играет важную роль в светоэкситонном взаимодействии, так как в реальных условиях свет падает из

вакуума и туда же выходит регистрируемое вторичное излучение. Эффекты многих гетерограниц представляют собой интерес для полупроводниковых микрорезонаторов, где формируются экситонные поляритоны [3], которые могут выступать в качестве промежуточных состояний в резонансном упругом рассеянии света.

Цель данной работы — теоретическое исследование резонансного упругого рассеяния света на флуктуациях экситонной поляризации в квантовой яме со статистически неровными границами, находящейся в многослойной среде. Задача решается применительно к микрорезонаторам, которые образованы распределенными брэгговскими отражателями (РБО) и обладают собственными электромагнитными резонансами высокой добротности. Влияние неровностей интерфейсов на частоту экситонного перехода рассматривается как возмущение. В качестве первого шага учитываются только неровности границ квантовой ямы, малые по высоте и имеющие большой радиус корреляции в плоскости ямы. Содержание работы заключается в следующем. В п. 1 вводится статистическая модель квантовой ямы, помещенной в резонатор Фабри–Перо, а в п. 2 вычисляются характеристики квазидвумерных экситонов “усредненной” квантовой ямы. В п. 3 получены аналитические выражения для наблюдаемых спектров отражения, а в п. 4 — для спектров рассеяния света на квантовой яме внутри микрорезонатора; результаты численного расчета спектров обсуждаются в п. 5.

1. Модель и основные выражения

Основным элементом рассматриваемой модели является полупроводниковый слой ($0 < z < d$ на рис. 1), являющийся резонатором Фабри–Перо (РФП) с фоновой

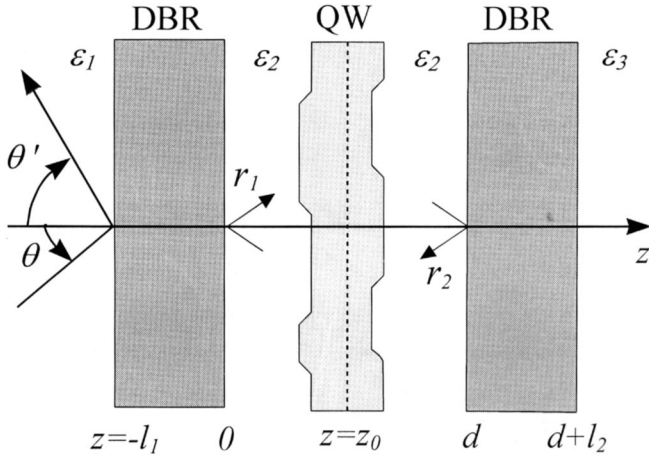


Рис. 1. Геометрия задачи. Показаны распределенные брэгговские отражатели (DBR) и квантовая яма (QW). Стрелки указывают положительные направления отсчета углов падения θ и рассеяния θ' света.

диэлектрической проницаемостью ε_2 . Коэффициенты отражения света от плоских границ $z = 0$ и d внутрь РФП равны r_1 и r_2 . Внутри резонатора находится квантовая яма с центром $z = z_0$ и со случайно неровными границами. Форма последних описывается уравнениями $z = z_0 - \bar{L}/2 + \xi_1(x)$ и $z = z_0 + \bar{L}/2 + \xi_2(x)$, где \bar{L} — средняя ширина ямы. Случайные функции $\xi_n(x)$ формы n -й границы раздела ($n = 1, 2$) имеют среднее значение $\langle \xi_n(x) \rangle = 0$, где угловыми скобками обозначается усреднение по ансамблю случайных функций $\{\xi_n(x)\}$. Случайная ширина квантовой ямы при этом равна

$$L(x) = \bar{L} + \delta L(x) = \bar{L} + \xi_2(x) - \xi_1(x), \quad (1)$$

где $\delta L(x)$ описывает флуктуации квантовой ямы.

Предположим, что квантовая яма переменной ширины (1) в латеральном направлении x может рассматриваться как совокупность одномерных островков, в каждом из которых ширина ямы почти постоянна. В поперечном сечении светового пучка в оптическом эксперименте находится огромное число островков, которые составляют статистический ансамбль. С другой стороны, если латеральные размеры островков, определяемые поперечным радиусом корреляции неровностей интерфейсов, превосходят экситонный борковский радиус a_B , то квазидвумерный экситон локально сохраняет свою индивидуальность по отношению к неограниченной квантовой яме соответствующей ширины (1). Экситонную поляризацию \mathbf{P} и электрическое поле при заданной частоте ω представляем в виде

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}; \omega) = \mathbf{e}_y [P^0(x; Q, \omega) + \delta P(z; Q, \omega)] \cdot \exp(iQx). \quad (2)$$

Здесь Q — тангенциальная компонента волнового вектора, которая сохраняется при прохождении волной плоских границ раздела и является параметром задачи. Выражение (2) соответствует s -поляризации света вдоль

оси y с ортом \mathbf{e}_y ; при рассеянии света поляризация не меняется вследствие того, что неупорядоченность одномерна. Фурье-компонента амплитуды поляризации (2) в квантовой яме принимает вид [5]

$$4\pi P(z; Q, \omega) = \int dz' \int \frac{dQ'}{2\pi} \chi(z, z'; Q - Q', \omega) E(z'; Q', \omega). \quad (3)$$

Введем медленную зависимость случайной частоты квазидвумерного экситона $\omega_0[L(x)]$ от координаты x через толщину квантовой ямы $L(x)$. В случае малых неровностей $\sqrt{\langle \delta L \rangle^2} \ll \bar{L}$ величину χ в (3) удобно разложить по δL с точностью до линейных членов. Пренебрегая изменением огибающей волновой функции экситона $\psi(z) = \psi(-z)$ и изгибом квантовой ямы [5], для нелокальной восприимчивости в выражении (3) получаем

$$\chi(z, z', Q' - Q, \omega) = \chi^0(\omega) \left[2\pi \delta(Q' - Q) + \frac{\Omega \cdot \delta L(Q' - Q)}{\Delta_0(\omega) \bar{L}} \right] \psi(z - z_0) \psi(z' - z_0). \quad (4)$$

Это выражение справедливо при условии $\sqrt{\langle \delta \omega_0^2 \rangle} < \gamma$. В нем

$$\chi^0(\omega) = \frac{G_0}{\bar{\omega}_0 - \omega - i\gamma} = \frac{G_0}{\Delta_0(\omega)} \quad (5)$$

описывает резонансный отклик "средней" квантовой ямы с плоскими границами $z = \pm \bar{L}/2$ в согласии с [9]. Для этой ямы $\bar{\omega}_0$ — частота экситонного перехода, G_0 — параметр экситон-фотонного взаимодействия, зависимость которого от средней ширины \bar{L} [10] пренебрегаем, и γ — скорость нерадиационного распада экситона.

Зависящая от локальной ширины квантовой ямы $L(x)$ из (1) энергия экситонного перехода равна $\hbar\omega_0(L) = E_{\text{gap}} + E_{\text{conf}}(L) - E_{\text{bind}}(L)$, где E_{gap} — ширина запрещенной зоны объемного полупроводника, E_{conf} — суммарная энергия пространственного квантования несвязанных электрона и дырки в квантовой яме, а E_{bind} — энергия их связи в экситоне. Из работ [11] следует, что основной вклад в сдвиг частоты $\omega_0(L)$ относительно среднего значения $\bar{\omega}_0$ связан с зависимостью $E_{\text{conf}}(L)$. При этом случайная поправка $\delta\omega_0(x) = \omega_0(x) - \bar{\omega}_0 \approx \delta L(x) \cdot \{\partial\omega_0/\partial L\}_{L=\bar{L}}$, пропорциональная вариации ширины квантовой ямы (1), при условии $\sqrt{\langle \delta \omega_0^2 \rangle} \ll \bar{\omega}_0$ равна

$$\delta\omega_0(x) = -\Omega \frac{\delta L(x)}{\bar{L}} = -2\pi^2 \beta \left(\frac{R_x}{\hbar} \right) \left(\frac{a_B}{\bar{L}} \right)^2 \frac{\delta L(x)}{\bar{L}}, \quad (6)$$

где R_x — экситонная энергия Ридберга и $\beta \sim 1$ [5]. Таким образом, экситонная восприимчивость (4) и сдвиг частоты экситона (6) выражены непосредственно через случайные функции формы гетерограниц, входящие в (1). Далее в восприимчивости (4) регулярный (нестатистический) вклад учитывается самосогласованно, а

случайный вклад рассматривается в низшем порядке теории возмущений по флуктуации ширины квантовой ямы (1).

Рассмотрим теперь квантовую яму в оптической схеме, соответствующей полупроводниковому микрорезонатору (МР), рис. 1. Для этого предположим, что диэлектрическая проницаемость равна ε_1 при $z < -l_1$ и ε_3 при $z > d + l_2$, где l_1 и l_2 — толщины левого и правого РБО, являющихся стенками МР. В средах, заданных выше проницаемостями ε_m , электрическое поле s -поляризованной волны (2) имеет вид

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}; \omega) = \mathbf{e}_y [A_m \exp(ik_m z) + B_m \exp(-ik_m z)] \cdot \exp(iQx), \quad (7)$$

где $k_m = k_m(Q) = \sqrt{\varepsilon_m k_0^2 - Q^2}$ в m -й среде, $k_0 = \omega/c$, c — скорость света в вакууме. Коэффициенты A_m и B_m в разных средах связаны друг с другом 2×2 матрицами переноса через левую и правую стенки МР.

2. Квазидвумерные экситоны "средней" квантовой ямы в резонаторе Фабри–Перо

Задачу нулевого приближения ($\delta L(x) = 0$), учитывая только регулярную часть поляризации (2) и функции отклика (4), решаем самосогласованно в рамках метода функций Грина, аналогично [5,6]. С учетом коэффициентов внутреннего отражения света $r_1(Q)$ и $r_2(Q)$ от стенок РФП это дает следующее выражение для комплексной частоты экситонного перехода в "средней" квантовой яме:

$$\omega_0(Q) = \bar{\omega}_0 + \Gamma(Q) \cdot \text{Im} F(z_0, Q) - i\{\gamma + \Gamma(Q) \cdot [1 + \text{Re} F(z_0, Q)]\}. \quad (8)$$

Здесь

$$\Gamma(Q) = \Gamma_0 \sqrt{\varepsilon_2} k_0 / k_2(Q), \quad (9)$$

$$F(z_0, Q) = \frac{1}{D(Q)} \{r_1 \exp(2ik_2 z_0) + r_2 \exp[2ik_2(d - z_0)] + 2r_1 r_2 \exp(2ik_2 d)\}, \quad (10)$$

$$D(Q) = 1 - r_1(Q) \cdot r_2(Q) \cdot \exp(2ik_2 d), \quad (11)$$

Γ_0 — скорость радиационного распада экситона. Вычисленная из (8) разность $\omega_0(Q) - (\bar{\omega}_0 - i\gamma)$ выражает радиационные параметры сдвига частоты экситона $\Gamma \cdot \text{Im} F(z_0)$ и его затухания $\Gamma \cdot [1 + \text{Re} F(z_0)]$. Последние обращаются в нуль и (9) соответственно для одиночной квантовой ямы в неограниченной среде с проницаемостью ε_2 , когда $r_1 = r_2 = 0$ и $F = 0$. Если хотя бы один из коэффициентов r_1 и r_2 не равен нулю, то, как следует из (8)–(11), радиационные вклады в частоту и затухание экситона осциллируют как функции z_0 или d вследствие оптической интерференции, причем амплитуда этих осцилляций равна (9).

3. Отражение света от микрорезонатора со "средней" квантовой ямой

Для квантовой ямы, помещенной в микрорезонатор, существенным оказывается проявление собственных электромагнитных мод последнего, которые могут взаимодействовать с экситонным резонансом ямы. В случае "средней" квантовой ямы поле в области $0 < z < z_0 - \bar{L}/2$ внутри МР поле, возбуждаемое волной, падающей на МР из области $z < -l_1$ с амплитудой A_1 , равно

$$E(z; Q) = A_1 \left\{ \left[1 + r_1 \frac{i\Gamma \Phi^2(z_0)}{D \cdot \Delta} \right] \cdot \exp(ik_2 z) + \left[r_2 \cdot \exp(2ik_2 d) + \frac{i\Gamma \Phi^2(z_0)}{D \cdot \Delta} \right] \cdot \exp(-ik_2 z) \right\}. \quad (12)$$

Здесь

$$\Phi(z; Q) = \exp(ik_2 z) + r_2 \cdot \exp(2ik_2 d) \exp(-ik_2 z), \quad (13)$$

$$\Delta(\omega, Q) = \omega_0(Q) - \omega, \quad (14)$$

причем в последнее выражение входит частота (8). Используя матрицы переноса РБО, для коэффициента отражения определенной выше падающей волны находим следующее выражение:

$$r(Q) = \rho_1 + \tau_1 t_1 [i\Gamma \Phi^2(z_0) \cdot \Delta^{-1} \cdot D^{-1} + r_2 \exp(2ik_2 d)] \cdot D^{-1}. \quad (15)$$

Здесь ρ_1 — коэффициент отражения волны, падающей вдоль оси z , от изолированного левого РБО, ограниченного средами ε_1 и ε_2 , а τ_1 и t_1 — коэффициенты пропускания тем же элементом при падении света вдоль оси z и в противоположном направлении соответственно. Заметим, что спектр собственных электромагнитных мод МР определяется формальным условием $|r(Q)| \rightarrow \infty$ при $\Gamma = 0$ (квантовая яма отсутствует) в выражении (15). При наличии квантовой ямы это условие приводит к дисперсионному уравнению, описывающему связанные состояния, образованные собственной модой МР и экситоном квантовой ямы. Эти состояния непосредственно проявляются в рассматриваемом далее рассеянии света.

4. Рассеяние света квантовой ямой случайной ширины в микрорезонаторе

Упругое рассеяние света определяется случайным вкладом δP в поляризацию (2), который рассмотрен в первом порядке теории возмущений по ξ_n (борновское приближение). Предположим, что фотон падает на микрорезонатор под углом θ и рассеивается назад под

углом θ' (отсчет углов θ и θ' от оси z с учетом их знака показан на рис. 1, в дальнейшем $\theta > 0$). Тогда для безразмерного сечения рассеяния по аналогии с [5] получаем

$$\frac{d\sigma}{d\theta'} = W(Q - Q') \frac{\cos^2 \theta'}{\cos \theta} |S \cdot S' \cdot \Phi(z_0) \cdot \Phi'(z_0)|^2 \times |D'|^{-2} \cdot |M_I \cdot M_{II}'|^2. \quad (16)$$

Здесь величина без штриха (со штрихом) вычислена для тангенциальной компоненты Q (Q') волнового вектора падающей (рассеянной) плоской волны, причем $(Q, Q') = \sqrt{\varepsilon_1} k_0 \cdot (\sin \theta, \sin \theta')$. В выражении (16) величина $W(Q - Q')$ пропорциональна трансформанте Фурье корреляционной функции $\langle \delta L(x - x') \cdot \delta L(0) \rangle$, которая в общем случае является суммой корреляторов

$$\langle \xi_n(Q) \xi_{n'}^*(Q') \rangle = 2\pi h_n h_{n'} g_{nn'}(|Q|) \delta(Q - Q'), \quad (17)$$

где $g_{nn'}(x) = \langle \xi_n(x) \cdot \xi_{n'}(0) \rangle / h_n h_{n'}$ и $h_n^2 = \langle \xi_n^2(x) \rangle$ — дисперсия высоты неровностей границы квантовой ямы. Выражения (17) предполагают, что неровности одномерны и в среднем однородны в плоскости квантовой ямы. Экситонные резонансные особенности в спектре рассеяния описываются спектральными функциями

$$S(\omega, Q) = \frac{\sqrt{\Omega} \cdot \Gamma(Q)}{\Delta(\omega, Q)} \quad (18)$$

с резонансными знаменателями (14). Коэффициенты $M_I M_{II}'$ в формуле (16) описывают преобразование света при прямом и обратном прохождении левого РБО, образующего стенку МР.

Принципиально важно, что выражение (16), содержащее Фурье-компоненты (17) корреляционных функций, формально одинаково для неровностей с любой статистикой, от которой зависит только конкретный вид функций $g_{nn'}(|Q|)$. На самом деле тип статистики для формы гетерограниц неизвестен, и поэтому для оценок мы используем гауссовы корреляционные функции

$$\langle \xi_n(x) \cdot \xi_{n'}(x') \rangle = \delta_{nn'} h_n^2 \exp(-|x - x'|^2 / \Lambda_n^2) \quad (19)$$

с поперечными длинами автокорреляции шероховатостей Λ_n . В формуле (19) символ Кронекера $\delta_{nn'}$ обозначает отсутствие взаимной корреляции интерфейсов, при этом

$$W(Q - Q') = W_1(Q - Q') + W_2(Q - Q'), \quad (20)$$

где

$$W_n(Q - Q') = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\varepsilon_1} k_0 \cdot \Lambda_n \cdot h_n^2}{L^2} \times \exp\left(-\frac{|Q - Q'|^2 \cdot \Lambda_n^2}{4}\right). \quad (21)$$

Взаимную корреляцию случайной формы интерфейсов можно учесть по аналогии с работами [5,7], однако в данной задаче это привело бы только к весьма малому дополнительному рассеянию, связанному с изгибом квантовой ямы [5].

5. Результаты расчета и обсуждение

Результаты расчета спектров оптического отражения $|r(\omega, Q)|^2$ от микрорезонатора со "средней" квантовой ямой GaAs/AsGaAs толщиной \bar{L} показаны на рис. 2, *a* для экситона легкой дырки $1e - 1lh$. Изменение резонансных особенностей в зависимости от угла падения света свидетельствует о наличии сильного взаимодействия между экситоном квантовой ямы и электромагнитной модой микрорезонатора. Спектр возбуждений в отсутствие экситон-фотонного взаимодействия показан штриховыми кривыми на рис. 2, *b*: он включает близкую к параболической дисперсионную ветвь собственной электромагнитной моды микрорезонатора с частотой ω_c в минимуме и ветвь экситона квантовой ямы с частотой $\bar{\omega}_0$ и пренебрежимо малой дисперсией. При резонансном взаимодействии мод (вблизи точек пересечения ветвей, соответствующих $\theta = \pm 18^\circ$ на рис. 2, *b*) их спектр расщепляется на две экситон-поляритонные ветви $\omega_{\pm}(\theta)$. Закон дисперсии $\omega_{\pm}(\theta)$, построенный по положениям узких минимумов отражения, представлен на рис. 2, *b* в зависимости от безразмерного параметра $\sin \theta = Q / (\sqrt{\varepsilon_1} k_0)$. Следствием экситон-поляритонного расщепления является перераспределение спектральной интенсивности между компонентами $\omega_-(\theta)$ и $\omega_+(\theta)$ при изменении угла θ (это видно из рис. 2, *a*), причем интенсивности обеих мод выравниваются вблизи резонансного угла.

На рис. 2, *c* представлены результаты численного расчета сечений упругого рассеяния света (16). В (20) использованы гауссовские автокорреляционные функции со статистическими параметрами $\Lambda_1 = \Lambda_2 = \Lambda$ и $h^2 = h_1^2 = h_2^2$. Рис. 2, *a* показывает, что на частотах экситонных переходов спектр отражения имеет максимумы, каждому из которых в (16) соответствует спектральный фактор (18). Особенности формирования спектра рассеяния (рис. 2, *c*) также определяются кривыми поляритонной дисперсии (рис. 2, *b*). В общем случае, когда $\theta' \neq \theta$, в основе резонансного спектра рассеяния света лежат две пары частот, одна из которых определяется точками $\omega_{\pm}(\theta)$ для падающего света, а другая — точками $\omega_{\pm}(\theta')$ для вторичного излучения, где $\theta (> 0)$ и θ' — углы падения и рассеяния света вне микрорезонатора (рис. 1). В общем случае спектральные компоненты $\omega_{\sigma}(\theta)$ и $\omega_{\sigma}(\theta')$, относящиеся к одной (σ -й) дисперсионной ветви, проявляются в области экситон-поляритонного расщепления как дублет (это показано штрих-пунктирными кривыми на рис. 2, *c*). При условии $|\theta'| \rightarrow \theta$ спектральные максимумы для падающего и рассеянного света совпадают, поэтому компоненты в каждом из дублетов сливаются. Остающиеся два спектральных максимума, соответствующие частотам $\omega_{\pm}(\theta)$, усиливаются: этот эффект при рассеянии назад в антизеркальном направлении ($\theta = 18^\circ = -\theta'$) иллюстрируется сплошной кривой на рис. 2, *c*.

Более подробно перестройка резонансной структуры сечения рассеяния показана на рис. 3 при разных углах

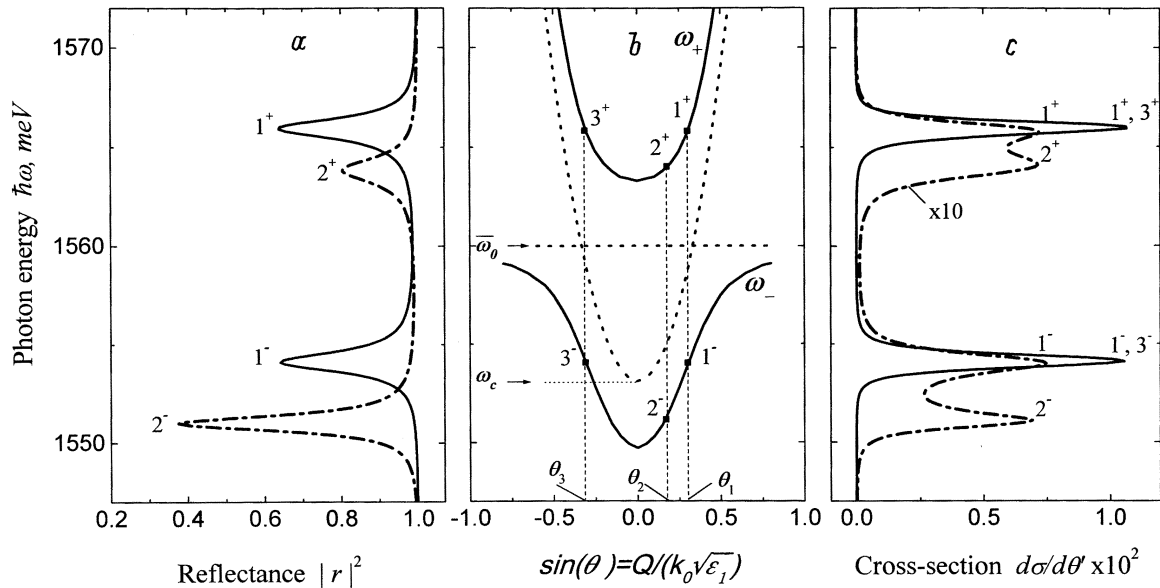


Рис. 2. *a* — коэффициент отражения $|r|^2$, *b* — дисперсионные ветви экситонных поляритонов $\omega_{\pm}(\theta)$ и *c* — безразмерное сечение упругого рассеяния света $d\sigma/d\theta'$ для квантовой ямы со случайно неровными границами, помещенной в микрорезонатор. Использованы следующие значения параметров экситона легкой дырки $1e-1h$ в гетероструктуре на основе GaAs: $\hbar\omega_0 = 1560$ meV, $\hbar\omega_c = 1553$ meV (резонансная энергия микрорезонатора), $\hbar\gamma = 1.0$ meV, $\hbar\Gamma_0 = 0.25$ meV, $\bar{L} = 14$ nm, $\hbar\Omega = 50$ meV, $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 12.5$, диэлектрическая постоянная четвертьволновых пластинок РБО равна 8.76 (AlAs) и 12.53 (GaAs), число периодов левого РБО — 15, правого РБО — 19. Взяты гауссовы корреляционные функции (19)–(21) с параметрами $h = 0.2$ nm; $\Lambda_1 = \Lambda_2 = 150$ nm. Спектральные особенности на рис. 2, *a* и 2, *c* соответствуют следующим значениям углов падения или рассеяния: $\theta_1 = 18^\circ$, $\theta_2 = 9^\circ$, $\theta_3 = -18^\circ$ (рис. 2, *b*).

падения (рассеяния) света. Эти результаты соответствуют условию $\theta + \theta' = 18^\circ$ (соотношение $\theta + \theta' = \text{const}$ выполняется обычно в эксперименте [7], где, как показано на вставке к рис. 3, угол $\theta + \theta'$ между источником и детектором излучения фиксирован, а углы θ и θ' меняются согласованно при вращении кристалла). Из рис. 3 видно, что максимумы в спектре рассеяния смещаются в соответствии с законом дисперсии $\omega_{\pm}(\theta)$,

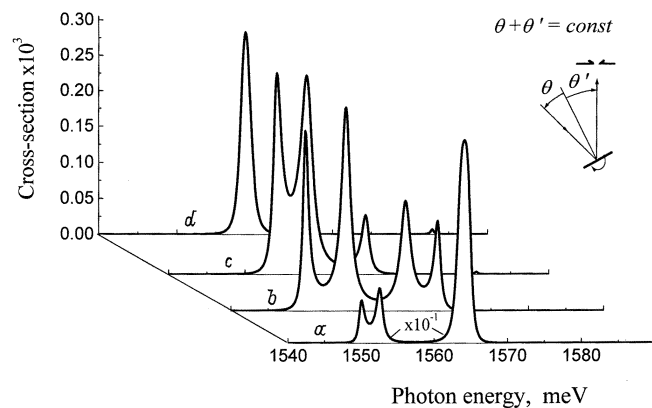


Рис. 3. Зависимость от энергии фотонов $\hbar\omega$ безразмерных сечений упругого рассеяния света $d\sigma/d\theta'$ неровностями интерфейсов квантовой ямы в микрорезонаторе. Спектры рассчитаны при условии $\theta + \theta' = 18^\circ$ (показано на вставке) при следующих значениях угла падения света θ : 4° (*a*), 22° (*b*), 36° (*c*), 56° (*d*). Остальные параметры — те же, что на рис. 2.

а их абсолютная и относительная интенсивности меняются. При малых углах падения и рассеяния характерна хорошо выраженная дублетная структура спектров и выравнивание вблизи резонансных углов интенсивности дублетов, относящихся к ветвям $\omega_{-}(\theta)$ и $\omega_{+}(\theta)$. При достаточно больших углах θ и $|\theta'|$ спектры существенно перестраиваются. Так, компоненты дублета, связанного с нижней дисперсионной ветвью $\omega_{-}(\theta)$, сливаются из-за малой дисперсии этой ветви в области больших углов (рис. 2, *b*). Напротив, компоненты дублета, относящегося к верхней ветви, существенно раздвигаются из-за сверхлинейной дисперсии $\omega_{+}(\theta)$ и уменьшаются по интенсивности. В связи с этим отметим, что при условии $\theta + \theta' = \text{const}$ в области больших углов θ и θ' интенсивность рассеяния (16) может существенно подавляться, если поперечный радиус корреляции неровностей Λ достаточно большой: это связано с резким уменьшением корреляционной функции (21), зависящей от θ и θ' через $|Q - Q'| = \sqrt{\varepsilon_1 k_0} |\sin \theta - \sin \theta'|$. При этом условии $\Lambda \ll 1/k_0$ соответствует рассеяние, квазиизотропное по θ' , и поэтому основная часть света, однократно рассеянного квантовой ямой, не может выйти за пределы микрорезонатора из-за большого диэлектрического контраста на границе полупроводника с вакуумом. Напротив, при $\Lambda \gg 1/k_0$ рассеянное излучение концентрируется в сравнительно небольшом угле вблизи направления зеркального отражения, и поэтому основная часть его может выйти из полупроводника.

Принципиальным результатом представленной теории является оценка вероятности рассеяния фотона на неровностях интерфейса гетероструктуры $w_{QW} \sim (\Lambda h^2)/(\lambda \bar{L}^2)$, где $\lambda \sim 1/k_0$ (при двумерной неупорядоченности в плоскости границ квантовой ямы здесь появляется дополнительный множитель Λ/λ [5]). Согласно рис. 2 и 3, в области экситонного резонанса $w_{QW} \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ для квантовых ям на основе GaAs, имеющих среднеквадратичную флуктуацию высоты шероховатостей $h \sim 10^{-1}$ nm. Для сравнения заметим, что в случае шероховатой поверхности полупроводника оценка w_{QW} заменяется на $w_S \sim (\Lambda_s h_s)^2/\lambda^4$, где h_s и λ_s — параметры функции (21) для шероховатой поверхности [7]. Вследствие обычного условия $\bar{L}/\lambda \ll 1$ находим $w_{QW}/w_S \sim (\lambda/\bar{L})^2 \gg 1$ при $h = h_s$ и $\Lambda = \Lambda_s \sim 1/k_0$. Это означает, что вероятность резонансного экситонного рассеяния света на одиночной квантовой яме с атомарно шероховатыми интерфейсами может по порядку величины превысить вероятность процесса, измеренную в [7] для рассеяния того же типа на статистически шероховатой поверхности полупроводника.

Итак мы построили корреляционную теорию упругого рассеяния света через экситонные состояния квантовой ямы с латерально флуктуирующей шириной в слоистой среде, обладающей собственными электромагнитными резонансами. С учетом сложного электродинамического окружения и интерференции рассеяние света исследовано в низшем приближении по флуктуациям случайных неровностей границ квантовой ямы на фоне эффектов отражения (пропускания) квантовой ямы, имеющей "среднюю" ширину. Показано, что для изолированной квантовой ямы с неровностями атомного масштаба интенсивность упругого рассеяния света на флуктуациях экситонной поляризации может существенно превысить уровень экспериментальной наблюдаемости [7]. Тот факт, что сечение резонансного упругого рассеяния света выражено непосредственно через статистические параметры неровных границ гетероструктуры, делает результаты теории удобными для определения этих параметров из данных эксперимента.

Подчеркнем, что не учтенное в нашей теории дополнительное рассеяние света может возникнуть, если интерфейсы в брэгговских отражателях имеют статистические неровности. Соответствующий вклад в излучение, не связанный с квантовой ямой, можно рассмотреть нашим методом, но для этого еще требуется решить весьма сложную задачу о нахождении функций отклика (электродинамических функций Грина) микрорезонатора. Ожидается, что рассеяние света неровностями интерфейсов в брэгговских отражателях может привести к относительному изменению спектральной интенсивности в пользу тех из обсуждавшихся выше резонансных пиков, которые соответствуют рассеянию через фотоподобные состояния системы.

Список литературы

- [1] S. Schmitt-Rink, D.S. Chemla, D.A.B. Miller. *Adv. Phys.* **38**, 2, 89 (1989).
- [2] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. *Superlattices and other heterostructures. Symmetry and optical phenomena. Springer Series in Solid State Sciences. Vol. 110. Springer-Verlag, Berlin (1995); 2-nd edition (1997).*
- [3] R. Houdre, C. Weisbuch, R.P. Stanley, U. Oesterle, P. Pellandiny, M. Ilegems. *Phys. Rev. Lett.* **73**, 15, 2043 (1994); R. Houdre, R.P. Stanley, U. Oesterle, M. Ilegems, C. Weisbuch. *Phys. Rev.* **B49**, 23, 16 761 (1994).
- [4] J. Singh, K.K. Bajaj, S. Chaudhuri. *Appl. Phys. Lett.* **44**, 4, 804 (1984); Ф. Бехштедт, П. Эндерлайн. *Поверхности и границы раздела полупроводников. Мир, М. (1990). 484 с.*
- [5] V.A. Kosobukin. *Solid State Commun.* **108**, 1, 83 (1998); В.А. Кособукин. *ФТТ* **41**, 2, 296 (1999).
- [6] A.A. Maradudin, D.L. Mills. *Phys. Rev.* **B11**, 4, 1392 (1975); D.L. Mills, A.A. Maradudin. *Phys. Rev.* **B12**, 8, 2943 (1975).
- [7] В.А. Кособукин, А.В. Селькин. *Письма в ЖЭТФ* **44**, 8, 377 (1986); *Solid State Commun.* **66**, 3, 313 (1988); В.А. Кособукин, М.И. Сажин, А.В. Селькин. *ФТТ* **32**, 4, 1023 (1990); *Solid State Commun.* **94**, 11, 947 (1995).
- [8] G.H. Cocoltzi, S. Wang. *Phys. Rev.* **B48**, 17 413 (1993); J. Madrigal-Melchor, F. Perez-Rodrigues, A. Silva-Castillo, H. Azucena-Coyotecatl. *ФТТ* **40**, 5, 796 (1998); J. Madrigal-Melchor, H. Azucena-Coyotecatl, A. Silva-Castillo, F. Perez-Rodriguez. *Phys. Rev.* **B61**, 23, 15993 (2000).
- [9] L.C. Andreani, F. Bassani. *Phys. Rev.* **B41**, 11, 7536 (1991); Е.Л. Ивченко. *ФТТ* **33**, 8, 2388 (1991).
- [10] E.L. Ivchenko, V.P. Kochereshko, P.S. Kop'ev, V.A. Kosobukin, I.N. Uraltsev, D.R. Yakovlev. *Solid State Commun.* **70**, 5, 529 (1989).
- [11] G. Bastard, E.E. Mendez, L.L. Chang, L. Esaki. *Phys. Rev.* **B26**, 2, 1974 (1982); R.L. Greene, K.K. Bajaj, D.E. Phelps. *Phys. Rev.* **B29**, 4, 1807 (1984); M. Matsuura, Y. Shinozuka. *J. Phys. Soc. Jpn.* **53**, 9, 3138 (1984).