УДК 537.311.33

ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА ОТ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ, КВАНТОВЫМИ ПРОВОДАМИ И КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

Е. Л. Ивченко, А. В. Кавокин

Установлена функциональная связь между коэффициентом отражения света *s*- или *p*-поляризации и огибающей волновой функции экситона в структуре с одиночной квантовой ямой, с решеткой квантовых проводов или с регулярной упаковкой квантовых точек. Коэффициент отражения рассчитывается с использованием теории локального диэлектрического отклика. Проведено сравнение радиационных времен жизни экситона в одиночной квантовой проволоке или точке и в структуре с решеткой таких проволок или точек.

1. Общие соотношения

Изучение спектра резонансного интерференционного отражения от структур с квантовыми ямами (КЯ) и сверхрешетками служит простым и надежным способом определения параметров экситонов в гетероструктурах [1–6]. Экситонное затухание оценивается в этом случае по ширине резонансной модуляции контура отражения, сила осциллятора для экситона — по амплитуде модуляции, а толщина покрывающего слоя (внешний барьер) — по форме резонансного контура [2, 5]. В настоящее время интерес вызывают не только (квази)двумерные системы типа структур с КЯ, но и одномерные, а также нульмерные системы, получившие название квантовых проводов (КП) и квантовых точек (КТ) соответственно [7, 8].[1] В данной работе рассчитано отражение света от структур с одиночной КЯ, с решеткой параллельных КП и с системой КТ, центры которых регулярно расположены в одной плоскости (см. рисунок, *а—в*). Квантовые провода и квантовые точки считаются изолированными друг от друга, т. е. перекрытием волновых функций экситонов, локализованных в соседних проводах или точках, пренебрегается.

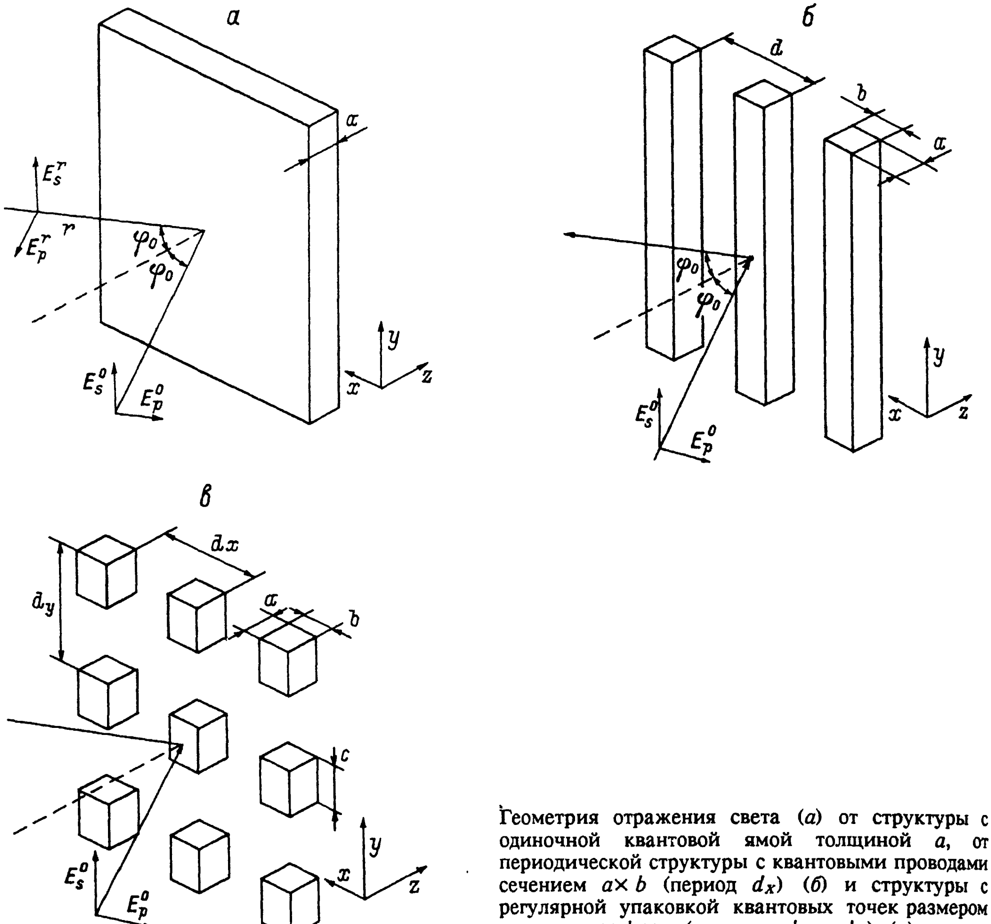
Как и в [6], рассматривается спектральная область вблизи резонансной частоты ω_0 основного состояния экситона в гетероструктуре, которое описывается огибающей волновой функции $\Psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)$, где $\mathbf{r}_{e,\,h}$ — координаты электрона или дырки. В простейшей модели зонной структуры полупроводника вклад выделенного экситонного резонанса в диэлектрическую поляризацию $\mathbf{P}_{exc}(\mathbf{r})$ можно представить в виде:

а) квантовая яма

$$4\pi\mathbf{P}_{exc} = T\Phi_{QW}(z) \int \Phi_{QW}(z')\, \mathbf{E}(x, y, z')\, dz', \tag{1a}$$

б) решетка квантовых проводов

[1] Влияние запаздывающего экситон-фотонного взаимодействия на спектр экситонов в одномерных и двумерных кристаллах было проанализировано Аграновичем и Дубовским еще в 1966 г. [9].



Геометрия отражения света (*а*) от структуры с одиночной квантовой ямой толщиной *а*, от периодической структуры с квантовыми проводами сечением $a\times b$ (период d_x) (*б*) и структуры с регулярной упаковкой квантовых точек размером $a \times b \times c$ (периоды d_x и d_y) (*в*).

$$4\pi \mathbf{P}_{exc} = T \sum_n \Phi_{QWW} (\boldsymbol{\rho} - \mathbf{R}_n) \int \Phi_{QWW} (\boldsymbol{\rho}' - \mathbf{R}_n)\, \mathbf{E}\, (x, y, z')\, d\boldsymbol{\rho}', \tag{1б}$$

в) система квантовых точек

$$4\pi \mathbf{P}_{exc} = T \sum_{nm} \Phi_{QD} (\mathbf{r} - \mathbf{R}_{nm}) \int \Phi_{QD} (\mathbf{r}' - \mathbf{R}_{nm})\, \mathbf{E}\, (\mathbf{r}')\, d\mathbf{r}'. \tag{1в}$$

Здесь

$$T = \frac{\varepsilon_b \omega_{LT}\, \pi a_B^3}{\omega_0 - \omega - i\Gamma}, \tag{2}$$

ε_b — фоновая диэлектрическая проницаемость; Γ — (нерадиационное) экситонное затухание; ω_{LT} — сила осциллятора, или продольно-поперечное расщепление экситона, введенное в [6]; a_B — боровский радиус экситона в объемном материале; множитель πa_B^3 выделен в (2) для удобства (см. [6]); ρ — двумерный вектор (x, z) (см. рисунок, *б*); $\boldsymbol{R}_n = nd_x\mathbf{O}_x$, $\boldsymbol{R}_{nm} = nd_x\mathbf{O}_x + md_y\mathbf{O}_y$, $\mathbf{O}_{x,y}$ — единичный вектор вдоль оси x или y; функции Φ связаны с огибающей Ψ ($\mathbf{r}_e$, $\mathbf{r}_h$) соотношениями

$$\Psi_{QW}(\mathbf{r}, \mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} \Phi_{QW}(z),$$

$$\Psi_{QWW}(\mathbf{r}, \mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{L_y}} \Phi_{QWW}(\boldsymbol{\rho}),$$

$$\Psi_{QD}(\mathbf{r}, \mathbf{r}) = \Phi_{QD}(\mathbf{r}), \tag{3}$$

S — площадь поперечного сечения структуры с КЯ, L_y — длина провода. Заметим, что для структуры с КЯ типа GaAs/AlGaAs необходимо учитывать анизотропию силы осциллятора: для экситона с тяжелой дыркой (состояние $e1 - hh1$ (1s)) $\omega_{LT}^z \equiv \omega_{LT}$ ($\mathbf{E} \parallel z$) $= 0$, $\omega_{LT}^x = \omega_{LT}^y$; для экситона с легкой дыркой (состояние $e1 - lh1$ (1s)) $\omega_{LT}^z > \omega_{LT}^x = \omega_{LT}^y \equiv \omega_{LT}$ ($\mathbf{E} \perp z$). В основной части статьи поляризационная зависимость ω_{LT} не учитывается, в заключительной части будет указано, как изменяются результаты при различии величин ω_{LT}^α ($\alpha = x, y, z$).

В отличие от [4, 6] здесь выведено выражение для коэффициента отражения от квантовой ямы при наклонном падении на нее света p-поляризации, которое применимо при произвольной величине экситонного затухания. В отличие от [10], где коэффициент отражения от структуры с квантовыми проводами находился с использованием численных методов, мы рассмотрим предельные случаи, в которых можно установить прямое интегральное соотношение между спектром отражения и функцией $\Phi_{QWW}(\rho)$.

С учетом трансляционной симметрии структур, изображенных на рисунке, и выбранной геометрии электрическое поле можно представить в виде

$$\mathbf{E}^{QW}(z)\, e^{ik_x x}\ (a),$$
$$\mathbf{E}_{QWW}(x, z)\, e^{ik_x x}\ (б),$$
$$\mathbf{E}_{QD}(\mathbf{r})\, e^{ik_x x}\ (в),$$

где

$$\mathbf{E}_{QWW}(x + nd_x, z) = \mathbf{E}_{QWW}(x, z),$$

$$\mathbf{E}_{QD}(x + nd_x, y, z) = \mathbf{E}_{QD}(x, y + md_y, z) = \mathbf{E}_{QD}(\mathbf{r}). \tag{4}$$

Это позволяет свести волновое уравнение

$$\mathrm{rot\,rot}\mathbf{E} = k_0^2\mathbf{D},\ \ \mathbf{D} = \varepsilon_b\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}_{exc} \tag{5}$$

к эквивалентному интегральному уравнению

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}^0 e^{i\mathbf{kr}} + \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}),$$

$$\tilde{E}_\alpha^{QW}(\mathbf{r}) = k_0^2 T \int G_{\alpha\beta}^{QW}(x, z - z')\, \Phi_{QW}(z')\, dz' \int \Phi_{QW}(z'')\, E_\beta^{QW}(z'')\, dz'',$$

$$\tilde{E}_\alpha^{QWW}(\mathbf{r}) = k_0^2 T \sum_n e^{ink_x d_x} \int G_{\alpha\beta}^{QWW}(\boldsymbol{\rho} - \mathbf{R}_n - \boldsymbol{\rho}')\, \Phi_{QWW}(\boldsymbol{\rho}')\, d\boldsymbol{\rho}' \times$$

$$\times \int \Phi_{QWW}(\boldsymbol{\rho}'')\, E_\beta^{QWW},$$

$$\widetilde{E}_{\alpha}^{QD}(\mathbf{r}) = k_0^2 T \sum_{nm} e^{ink_x d_x} \int G_{\alpha\beta}^{QD}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{nm} - \mathbf{r}') \, \Phi_{QD}(\mathbf{r}') \, d\mathbf{r}' \times$$

$$\times \int \Phi_{QD}(\mathbf{r}'') \, \mathbf{E}_{\beta}^{QD}(\mathbf{r}'') \, d\mathbf{r}'', \tag{6}$$

где

$$G_{\alpha\beta}(\mathbf{r}) = \left(\delta_{\alpha\beta} + \frac{1}{k^2} \frac{\partial^2}{\partial r_\alpha \partial r_\beta}\right) \bar{G}(\mathbf{r}),$$

$$\bar{G}^{QW}(x, z) = \frac{i}{2k_z} \exp\left[i\left(k_z\,|z| + k_x x\right)\right],$$

$$\bar{G}^{QWW}(\boldsymbol{\rho}) = \frac{i}{4} H_0^{(1)}(k\rho),$$

$$\bar{G}^{QD}(\mathbf{r}) = \frac{e^{ikr}}{4\pi r}, \tag{7}$$

$H_0^{(1)}(z)$ — функция Ганкеля, $k^2 = k_0^2 \varepsilon_b$. В (6) в качестве решения однородного волнового уравнения ($\mathbf{P}_{exc} = 0$) выбрана плоская монохроматическая волна, падающая на структуру из полупространства $z < 0$. Плоскость падения совпадает с плоскостью (x, z), так что $k_z = k \cos\varphi$, $k_x = k \sin\varphi$, $k_y = 0$.

2. Нормальное падение

Решение волнового уравнения для $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ при нормальном падении света на структуру *б* или *в* (см. рисунок; $k_x = 0$, $k_z = k$) характеризуется определенной симметрией к замене координат $x \to -x$ или $y \to -y$:

I) поляризация $\mathbf{E}^0 \parallel y$

$$E_y(x, -y, z) = E_y(x, y, z), \; -E_{x,z}(x, -y, z) = E_{x,z}(x, -y, z),$$

$$E_{y,z}(-x, y, z) = E_{y,z}(x, y, z), \; -E_x(-x, y, z) = E_x(x, y, z), \tag{8}$$

II) поляризация $\mathbf{E}^0 \parallel x$

$$E_{x,z}(x, -y, z) = E_{x,z}(x, y, z), \; -E_y(x, -y, z) = E_y(x, y, z),$$

$$E_x(-x, y, z) = E_x(x, y, z), \; -E_{y,z}(-x, y, z) = E_{y,z}(x, y, z). \tag{9}$$

Так как для основного состояния экситона функции $\Phi_{QWW}(\boldsymbol{\rho})$ и $\Phi_{QD}(\mathbf{r})$ инвариантны к преобразованию координат $x \to -x$ или $y \to -y$, то

$$\Lambda_{\beta}^{QWW} \equiv \int \Phi_{QWW}(\boldsymbol{\rho})^{*} E_{\beta}^{QWW}(\boldsymbol{\rho}) \, d\boldsymbol{\rho} = \delta_{\beta\eta} \Lambda_{\eta}^{QWW},$$

$$\Lambda_{\beta}^{QD} \equiv \int \Phi_{QD}(\mathbf{r}) \, E_{\beta}^{QD}(\mathbf{r}) \, d\mathbf{r} = \delta_{\beta\eta} \Lambda_{\eta}^{QD}, \tag{10}$$

где $\eta = y$ для решений типа I и $\eta = x$ для решений типа II. Умножим левую и правую части (6) на $\Phi_{QWW}(\boldsymbol{\rho})$ или $\Phi_{QD}(\mathbf{r})$ и проинтегрируем по $\boldsymbol{\rho}$ или $\mathbf{r}$. В результате получим

$$\Lambda_\eta^{QWW} = \frac{E_\eta^0 \int \Phi_{QWW}(\boldsymbol{\rho})\, e^{ik_z z} d\boldsymbol{\rho}}{1 + \Xi_\eta^{QWW}},$$

$$\Lambda_\eta^{QD} = \frac{E_\eta^0 \int \Phi_{QD}(\mathbf{r})\, e^{ik_z z}\, d\mathbf{r}}{1 + \Xi_\eta^{QD}}, \tag{11a}$$

$$\Xi_\eta^{QWW} = k_0^2 T \iint d\boldsymbol{\rho} d\boldsymbol{\rho}' \Phi_{QWW}(\boldsymbol{\rho})\, \Phi_{QWW}(\boldsymbol{\rho}') \sum_n G_{\eta\eta}^{QWW}(\boldsymbol{\rho} - \mathbf{R}_n - \boldsymbol{\rho}'),$$

$$\Xi_\eta^{QD} = k_0^2 T \iint d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \Phi_{QD}(\mathbf{r})\, \Phi_{QD}(\mathbf{r}') \sum_{nm} G_{\eta\eta}^{QD}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{nm} - \mathbf{r}'). \tag{11б}$$

Подставив (11) в (6), после некоторых преобразований приходим к следующему выражению для коэффициента отражения

$$r_\eta = \frac{E_\eta^r}{E_\eta^0} = \frac{i\gamma}{\tilde{\omega}_{0,\eta} - \omega - i(\Gamma + \tilde{\Gamma}_\eta)}, \tag{12}$$

где для структуры с КП

$$\tilde{\omega}_{0,\eta} - i\tilde{\Gamma}_\eta = \omega_0 + k^2 \omega_{LT} \pi a_B^3 \iint d\boldsymbol{\rho} d\boldsymbol{\rho}' \Phi_{QWW}(\boldsymbol{\rho})\, \Phi_{QWW}(\boldsymbol{\rho}') \times \\ \times \sum_n G_{\eta\eta}^{QWW}(\boldsymbol{\rho} - \mathbf{R}_n - \boldsymbol{\rho}'), \tag{13}$$

$$\gamma = -ik^2 \omega_{LT} \pi a_B^3 \int \Phi_{QWW}(\boldsymbol{\rho}'') \cos kz'' d\boldsymbol{\rho}'' \times \\ \times \lim_{z \to -\infty} \left[\int \frac{dx}{L_x} \sum_n \int d\boldsymbol{\rho}' G_{\eta\eta}^{QWW}(\boldsymbol{\rho} - \mathbf{R}_n - \boldsymbol{\rho}')\, \Phi_{QWW}(\boldsymbol{\rho}')\, e^{ikz} \right] = \\ = \frac{k}{2d_x} \omega_{LT} \pi a_B^3 \left[\int \Phi_{QWW}(\boldsymbol{\rho}) \cos kz d\boldsymbol{\rho} \right]^2 \tag{14}$$

и аналогичные выражения для структуры с КТ. Здесь L_x — размер образца вдоль оси x. Величина $\tau_\eta = (2\tilde{\Gamma}_\eta)^{-1}$ есть радиационное время жизни экситона поляризации η, определяемое мнимой частью двойного интеграла в (13). Перенормировка резонансной частоты $\tilde{\omega}_{0,\eta} - \omega_0$ определяется реальной частью этого интеграла. Заметим, что с учетом второго слагаемого в (7) (производная по r_α и r_β) частоты $\tilde{\omega}_{0,x}$ и $\tilde{\omega}_{0,y}$ для структур с КП или КТ различаются, что и было получено при численном расчете в [10]. В выражении для γ проведено усреднение по x, так как r_η есть коэффициент зеркального отражения (дифракция нулевого порядка). При $kd_x > 2\pi$ во вторичном излучении присутствуют дифракционные лучи первого и иных порядков, амплитуда которых также может быть рассчитана с использованием формул (6), (11). При $kd_x > 2\pi$ затухание $\tilde{\Gamma}_\eta$ совпадает с γ и не зависит от состояния поляризации η. Для доказательства удобно использовать представление функции Грина в виде

$$\bar{G}^{QWW}(\boldsymbol{\rho}) = \sum_{q_x q_z} \frac{e^{i\mathbf{q}\boldsymbol{\rho}}}{S(q^2 - k^2)}. \tag{15}$$

В структурах с КП, удовлетворяющих неравенствам

$$ka,\ kd_x \ll 1, \tag{16}$$

резонансная частота для решений типа I не перенормируется, для решений типа II

$$\widetilde{\omega}_{0,x} - \omega_0 = \frac{1}{4} k^2 \omega_{LT} \pi a_B^3 \iint d\boldsymbol{\rho} d\boldsymbol{\rho}' \Phi_{QWW}(\boldsymbol{\rho}) \Phi_{QWW}(\boldsymbol{\rho}') \times \\ \times \sum_n \frac{N_1(k\,|\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}' - \mathbf{R}_n|)}{k\,|\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}' - \mathbf{R}_n|}, \tag{17}$$

а затухание в обоих случаях определяется формулой (14), в которой $\cos kz$ можно заменить на единицу. Здесь $N_1(t)$ — функция Неймана первого порядка.

В короткопериодичных структурах с КТ, у которых kd_x, $kd_y < 2\pi$, радиационное затухание равно

$$\widetilde{\Gamma}_{QD} = \gamma_{QD} = \frac{1}{2} \frac{k}{d_x d_y} \omega_{LT} \pi a_B^3 \left[\int \Phi_{QD}(\mathbf{r}) \cos kz d\mathbf{r} \right]^2. \tag{18}$$

Для нахождения радиационного затухания экситона в одиночной КП (Γ_{SQWW}) или одиночной КТ (Γ_{SQD}) нужно в (11), (12) в суммах по n или n, m сохранить только одно слагаемое. При ka, $kd_x \ll 1$ (и $kd_y \ll 1$ в случае структуры с КТ) получаем следующую связь между радиационными затуханиями:

$$\widetilde{\Gamma}_{QWW} = \frac{2}{kd_x} \widetilde{\Gamma}_{y,SQWW}, \quad \widetilde{\Gamma}_{y,SQWW} = 2\widetilde{\Gamma}_{x,SQWW},$$

$$\widetilde{\Gamma}_{QD} = \frac{3\pi}{k^2 d_x d_y} \widetilde{\Gamma}_{x,SQD}, \quad \widetilde{\Gamma}_{x,SQD} = \widetilde{\Gamma}_{y,SQD}. \tag{19}$$

3. Приближение постоянного поля

В этом приближении в выражении для вторичной волны $\widetilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r})$ (см. [6]) вместо истинного поля E_β подставляется поле первичной волны E_β^0. После выделения амплитуды зеркально-отраженной компоненты (дифракция нулевого порядка) и суммирования по n или по n, m получаем для коэффициента отражения $r = E^r/E^0$ в s-поляризации

$$r_s = \frac{i\gamma_s}{\omega_0 - \omega - i\Gamma}, \tag{20}$$

где для квантовой ямы [6]

$$\gamma_s = \frac{1}{2} \frac{k^2}{k_z} \omega_{LT} \pi a_B^3 \left[\int \Phi_{QW}(z) \cos k_z z dz \right]^2, \tag{21a}$$

для решетки квантовых проводов или квантовых точек

$$\gamma_s = \gamma / \cos\varphi, \tag{21б}$$

а величина γ определена согласно (14) или (18). Для коэффициента отражения в p-поляризации во всех трех случаях

$$\gamma_p = \cos 2\varphi \gamma_s. \tag{22}$$

Сравнение (12) и (20) показывает, что приближение постоянного поля применимо при условии $\Gamma >> \tilde{\Gamma}_\eta$ и $|\omega_{0,\ \eta} - \omega_0|$.

4. Наклонное падение света p-поляризации на квантовую яму

В этой геометрии отличны от нуля две компоненты электрического поля E_x и E_z. Подставляя функцию Грина G^{QW} $(x, z-z')$ в выражение для $\tilde{E}^{QW}$ (r) и выполняя дифференцирование по x, приходим к системе уравнений для E_x и E_z

$$\begin{gathered} E_x(\mathbf{r}) = E_x^0 e^{i\mathbf{kr}} + k_z^2 \frac{k_0^2}{k^2} T\Lambda_x \int dz' \Phi_{QW}(z') \bar{G}^{QW}(x, z-z') + \\ + ik_x \frac{k_0^2}{k^2} T\Lambda_z \int dz' \Phi_{QW}(z') \frac{\partial}{\partial z} \bar{G}^{QW}(x, z-z'), \end{gathered} \tag{23а}$$

$$\begin{gathered} E_z(\mathbf{r}) = E_z^0 e^{i\mathbf{kr}} + ik_x \frac{k_0^2}{k^2} T\Lambda_x \int dz' \Phi_{QW}(z') \frac{\partial}{\partial z} \bar{G}^{QW}(x, z-z') + \\ + k_0^2 T\Lambda_z \int dz' \Phi_{QW}(z') \left(1 + \frac{1}{k^2}\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \bar{G}^{QW}(x, z-z'), \end{gathered} \tag{23б}$$

где

$$\Lambda_\alpha = \int \Phi_{QW}(z) E_\alpha(z)\, dz.$$

Умножив соотношения (23) на Φ_{QW} (z) и проинтегрировав по z, получим линейные уравнения для Λ_x и Λ_z. Подставив решения для Λ_x, Λ_z в (23а), находим окончательно

$$r_p^{QW} = \frac{i\tilde{\Gamma}}{\tilde{\omega}_0 - \omega - i(\Gamma + \tilde{\Gamma})} - \frac{i\tilde{\Gamma}'}{\tilde{\omega}_0' - \omega - i(\Gamma + \tilde{\Gamma}')}. \tag{24}$$

Здесь $\tilde{\Gamma} = (k_z/k)^2 \gamma_s$, величина γ_s определена в (21а), $\tilde{\Gamma}' = (k_x/k_z)^2 \tilde{\Gamma}$, изменения резонансных частот

$$\tilde{\omega}_0 - \omega_0 = \frac{1}{2} k_z \omega_{LT} \pi a_B^3 \iint dz dz' \Phi_{QW}(z) \Phi_{QW}(z') \sin k_z |z - z'|, \tag{25а}$$

$$\tilde{\omega}_0' - \omega_0 = \omega_{LT} \pi a_B^3 \int \Phi^2(z)\, dz + (k_x/k_z)^2 (\tilde{\omega}_0 - \omega_0). \tag{25б}$$

Функция $r_p^{QW}(\omega)$ имеет полюсы в точках, определяющих частоту соответственно продольного экситона и поперечного поляритона необыкновенной поляризации в квантовой яме (см. [6]). Можно проверить, что при вещественных ω модуль r_p^{QW} не превышает единицы. При $\Gamma \gg \tilde{\Gamma}$, $\tilde{\Gamma}'$, $|\tilde{\omega}_0 - \omega_0|$, $|\tilde{\omega}'_0 - \omega_0|$, когда применимо приближение постоянного поля, (24) переходит в (20), (22).

Аналогично можно рассчитать коэффициент отражения r_p для структур с КП или КТ, однако такой расчет станет актуальным лишь после получения образцов с малым значением нерадиационного затухания Γ.

При различии величин ω_{LT}^x, ω_{LT}^y, ω_{LT}^z приведенные выше конечные формулы для коэффициента отражения применимы при замене γ в (14) на $\gamma_x \propto \omega_{LT}^x$, $\gamma_y \propto \omega_{LT}^y$ и аналогичной замене $\tilde{\Gamma}_{QD} = \gamma_{QD}$ в (18), замене ω_{LT} в (21а) на ω_{LT}^y, $\cos 2\varphi$ в (22) на

$$(\omega_{LT}^x \cos^2\varphi - \omega_{LT}^z \sin^2\varphi)/\omega_{LT}^y ,$$

замене $\tilde{\Gamma}$ и $\tilde{\Gamma}'$ в (24) на $\tilde{\Gamma}_x \propto \omega_{LT}^x$ и $\tilde{\Gamma}' \propto \omega_{LT}^z$ и ω_{LT} в (25а) и (25б) соответственно на ω_{LT}^x и ω_{LT}^z.

Таким образом, в настоящей работе установлена функциональная связь между коэффициентом экситонного отражения света и огибающей волновой функции экситона в структуре с одиночной КЯ, с решеткой КП или КТ. Это показывает, какие параметры экситонов в гетероструктурах можно извлечь из экспериментальных спектров отражения. С другой стороны, задаваясь определенной моделью зонной структуры полупроводника и рельефом сверхструктурного потенциала, можно независимо рассчитывать эти параметры и сравнивать их значения с найденными из эксперимента.

Список литературы

[1] Schultheis L., Ploog K. // Phys. Rev. 1984. V. B30. N 2. P. 1090—1093.
[2] Ивченко Е. Л., Копьев П. С., Кочерешко В. П., Уральцев И. Н., Яковлев Д. Р., Иванов С. В., Мельцер Б. Я., Калитеевский М. А. // ФТП. 1988. Т. 22. № 5. С. 784—788.
[3] Ivchenko E. L., Kochereshko V. P., Kop'ev P. S., Kosobukin V. A., Uraltsev I. N., Yakovlev D. R. // Sol. St. Commun. 1989. V. 70. N 5. P. 529—534.
[4] Andreany L. C., Tassone F., Bassani F. // Solid State Commun. 1990. V. 77. N 9. P. 641—645.
[5] Ivchenko E. L., Kochereshko V. P., Uraltsev I. N. // Nova Science (New York). Studies in A. F. Ioffe Physico—Technical Institute. V. 15.
[6] Ивченко Е. Л. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 8. С. 2388—2393.
[7] Brown J. W., Spector H. N. // Phys. Rev. 1987. V. B35. N 6. P. 3009—3012.
[8] D'Andrea A., Del Sole R. // Sol. St. Commun. 1990. V. 74. N 10. P. 1121—1124.
[9] Агранович В. М., Дубовский О. А. // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 3. № 9. С. 345—350.
[10] D'Andrea A., Del Sole R. // Superlatt. Microstruct. 1990. V. 8. N 4. P. 425—427; Proc. of the Second International Meeting on Optics of Excitons in Confined Sistems. Italy, 1991.

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

Поступило в Редакцию
3 февраля 1992 г.