

Резонансное отражение света гетероструктурой с одиночной квантовой ямой

П. С. Кособуцкий

Государственный университет «Львовская политехника», Украина, 290646, г. Львов-13, ул. Бандеры, 12
E-mail:ryk@ipi.lviv.ua@ussr.net

Статья поступила в редакцию 20 августа 1995 г., после переработки 4 декабря 1995 г.

Проведен теоретический анализ условий формирования экстремумов экситонного отражения света гетероструктурой с одиночной квантовой ямой. Получено выражение, связывающее между собой параметры квантовой ямы и ограничивающего слоя.

Проведено теоретичний аналіз умов формування екстремумів екситонного відбивання світла гетероструктурою з одиночною квантовою ямою. Отримано вираз, який зв'язує між собою параметри квантової ями і обмежуючого шару.

В последнее время достигнуты значительные успехи в технологии эпитаксии прямозонных гетероструктур с квантовыми ямами [1]. Актуальными для них являются исследования экситонного отражения света, дающие возможность разработать эффективные методы контроля параметров. Спектры экситонного отражения от одиночных квантовых ям изучены в работах [2–5]. Так, например, в [4] было показано, что измерение фазы по форме дисперсионного контура отражения квазидвухмерного экситона может служить методом для определения толщин слоев, ограничивающих квантовую яму. Однако этот метод многофакторный и представляет собой довольно сложную процедуру.

Настоящая работа посвящена теоретическому анализу условий формирования экстремумов резонансного отражения одиночными квантовыми ямами. Получено выражение, связывающее энергетическое положение минимума отражения с фазовой толщиной слоя, ограничивающего кванто-

вую яму, и фактором затухания в системе экситонов.

На рис. 1 приведено схематическое изображение структуры с одиночной квантовой ямой. Сверху она ограничена непоглощающей пленкой толщиной d_1 с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , снизу — полуограниченной средой с ϵ_3 . В квантовой яме толщиной d_2 могут возбуждаться экситоны. В пренебрежении пространственной дисперсией линейный отклик в области экситонного резонанса можно описать эффективной диэлектрической проницаемостью [4]

$$\epsilon_2(\omega) = \epsilon_0 + \frac{\epsilon_0 \omega_{LT}}{\omega_0 - \omega - i\gamma} = (n - i\kappa)^2, \quad (1)$$

где ω_{LT} — продольно-поперечное расщепление экситонного состояния; γ — затухание в системе экситонов; n и κ показатели преломления и поглощения; ϵ_0 — фоновая диэлектрическая проницаемость. Учет кинетической энергии экситона в выражении (1) будет проведен нами в отдельной работе.

Таким образом, рассматривается четырехслойная модель отражения вакуум — ограничивающий слой — квантовая яма — полуограниченная среда. В случае нормального падения света на поверхность квантовой структуры фазовый скачок волны на границе раздела I—II равен

$$\text{tg } \varphi = \frac{2\kappa\epsilon_1^{1/2}}{\epsilon_1 - n^2 - \kappa^2}. \quad (2)$$

С учетом (1) и (2) получаем уравнение для φ при произвольной частоте ω :

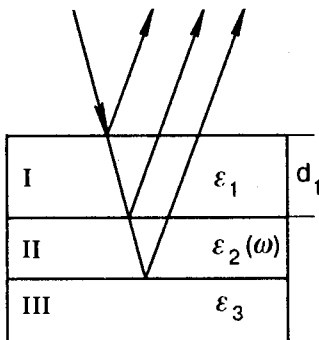


Рис. 1. Схематическое изображение сверхрешетки с одиночной квантовой ямой.

$$\left[(\epsilon_1 - \epsilon_0)^2 + \frac{2\epsilon_1\epsilon_0}{\cos^2\varphi} \right]^2 - \frac{4\epsilon_1^2\epsilon_0^2}{\cos^4\varphi} + \left\{ \frac{(2\epsilon_0^2 + 2\epsilon_1\epsilon_0/\operatorname{tg}^2\varphi)z\omega_{LT} + \epsilon_0^2\omega_{LT}^2}{z^2 + \gamma^2} \right\}^2 +$$

$$+ \left\{ 2 \left[(\epsilon_1 - \epsilon_0)^2 + \frac{2\epsilon_1\epsilon_0}{\cos^2\varphi} \right] \left(2\epsilon_0^2 + \frac{2\epsilon_1\epsilon_0}{\operatorname{tg}^2\varphi} \right) - \frac{8\epsilon_1^2\epsilon_0^2}{\cos^4\varphi} \right\} \omega_{LT} z +$$

$$+ 2 \left\{ \left[(\epsilon_1 - \epsilon_0)^2 + \frac{2\epsilon_1\epsilon_0}{\cos^2\varphi} \right] - \frac{4\epsilon_1^2}{\cos^4\varphi} \right\} \epsilon_0^2 \omega_{LT}^2 \left\{ (z^2 + \gamma^2)^{-1} \right\} = 0, \quad (3)$$

которое является уравнением 4-го порядка относительно $z = \omega_0 - \omega$. Ограничимся далее частным случаем, когда $\epsilon_1 = \epsilon_0$ [4]. При этом порядок уравнения (3) понижается, и оно принимает следующий вид:

$$1 + \sin^2\varphi \frac{z\omega_{LT} + 1/2\omega_{LT}^2}{z^2 + \gamma^2} + \cos^2\varphi \frac{z\omega_{LT}}{z^2 + \gamma^2} =$$

$$= \left\{ 1 + \frac{2z\omega_{LT} + \omega_{LT}^2}{z^2 + \gamma^2} \right\}^{1/2}. \quad (4)$$

Уравнение (4) имеет решение

$$\omega = \omega_0 + \frac{1}{2}\omega_{LT} \pm \frac{1}{2}\omega_{LT} \cos\varphi \left\{ 1 + \left(\frac{2\gamma}{\omega_{LT} \sin\varphi} \right)^2 \right\}^{1/2}. \quad (5)$$

Физический смысл имеет решение (5) со знаком «+». Выражение (5) определяет фазу φ через параметры возбуждения ω_0 и ω_{LT} на частоте ω . В выражение (5) не входит ширина квантовой ямы и параметры полуограниченной среды, хотя эффекты «сжатия» волновой функции в квантовой яме фигурируют в значениях параметров ω_0 и ω_{LT} [6,7]. С другой стороны, на частоте минимума кривой отражения ω_m выполняется условие фазовой компенсации [8]:

$$\Delta = \varphi + \delta = 2\pi, \quad (6)$$

где $\delta = 4\pi n d_1 / \lambda$ — сдвиг фазы волны в слое с показателем преломления $n = \epsilon_0^{1/2}$ и толщиной d_1 . Решая уравнение (5) в точке $\omega = \omega_m$ относительно φ и подставляя найденное значение φ в (6), получаем уравнение для определения d_1 :

$$\delta = 2\pi - \varphi = 4\pi n d_1 / \lambda. \quad (7)$$

Соотношение (7) позволяет определить толщину слоя d_1 по положению минимума отражения ω_m .

Аналогичным путем можно найти d_1 и в общем случае ($\epsilon_1 \neq \epsilon_0$) с использованием (3) и (6).

Сравним наши результаты с экспериментальными [4]. Для квантовой структуры типа GaAs-Al_{0,32}Ga_{0,68} с шириной квантовой ямы $d_2 = 121 \text{ \AA}$ энергия минимума кривой отражения при $T = 1,6 \text{ K}$ равна $E_{\min} = 1,55 \text{ эВ}$; $\omega_{LT} = 0,4 \text{ мэВ}$; $\gamma = 1,5 \text{ мэВ}$. Согласно (5), получаем, что $E_{\min} \approx 1,557 \text{ эВ}$. Разброс незначителен, и приведенный пример иллюстрирует применимость предложенного подхода для оценки параметров структур с одиночными квантовыми ямами.

1. Intern. Symp. «Heterostructures in Science and Technology», Wurzburg, March 13–17 (1995), p. 187.
2. O. J. Glembocki, B. V. Shanabrook, and W. T. Beard, *Surf. Sci.* 174, 206 (1986).
3. L. Schultheis and K. Ploog, *Phys. Rev.* B30, 1090 (1984).
4. Е. Л. Ивченко, П. С. Копьев, В. П. Кочерешко и др. *ФТТ* 30, 784 (1988).
5. L. C. Andreani, F. Tassone, and F. Bassani, *Solid State Commun.* 77, 641 (1991).
6. П. М. Валов, Л. В. Грачева, В. И. Лейман, Т. А. Неговорова, *ФТТ* 36, 1743 (1994).
7. Y. Masumoto, M. Matsuura, S. Tarucha, et al., *Surf. Sci.* 170, 635 (1986).
8. П. С. Кособуцкий, *УФЖ* 28, 1090 (1983).

Resonant light reflection from single quantum-well heterostructures

P. S. Kosoboutski

The conditions are theoretically analysed which lead to a formation of extremes of exciton reflection of light from a single-quantum well heterostructure. The expression has been obtained that relates the parameters of the quantum well and the boundary layers.