

ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МИКРОРЕЗОНАТОРОВ С КВАНТОВЫМИ ПРОВОДАМИ

© М.Р.Владимирова, А.В.Кавокин, М.А.Калитеевский, П.С.Копьев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Получена 9 ноября 1995 г. Принята к печати 16 ноября 1995 г.)

Методом матриц переноса рассчитаны спектры отражения, поглощения и дифракционного рассеяния света s -поляризации, падающего на полупроводниковый микрорезонатор со встроенной решеткой квантовых проводов, в окрестности экситонного резонанса. Показано, что в спектрах отражения света видны две резонансные особенности, в спектрах поглощения — три, и в спектрах резонансной дифракции — четыре. Это объясняется четырехмодовой структурой спектра экситонных поляритонов в микрорезонаторе.

Недавние исследования спектральных свойств полупроводниковых микрорезонаторов со встроенными квантовыми ямами $[1-3]$ продемонстрировали ряд уникальных свойств этих структур по сравнению с пустыми микрорезонаторами или квантовыми ямами в оптически прозрачной среде. В частности, было обнаружено сильное поляритонное расщепление, вызванное взаимодействием двумерной фотонной моды с двумерным экситоном в квантовой яме. Естественным развитием исследования взаимодействия локализованных световых мод с экситонными возбуждениями является рассмотрение полупроводниковых микрорезонаторов со встроенной решеткой квантовых проводов. Такие структуры представляются также перспективными с точки зрения применения в поверхностно-излучающих полупроводниковых лазерах.

В последние годы появился ряд теоретических работ, посвященных отражению света от периодических систем квантовых проводов (QWW) $[4-6]$. Уравнения Максвелла для света, падающего на квантовые провода в резонансной области, были решены в рамках теории нелокального диэлектрического отклика. Было показано, что коэффициент отражения света от решетки проводов существенно зависит от ориентации плоскости падения и поляризации. В случае, если период решетки проводов превышает половину длины волны света, то имеет место резонансная дифракция света.

В случае, когда решетка квантовых проводов помещена в полупроводниковый микрорезонатор, следует ожидать ряд специфических эффектов. Прежде всего, поляритонный спектр должен характеризоваться заметной анизотропией. Затем дифракция света на решетке проводов должна привести к появлению новых поляритонных мод. Данная

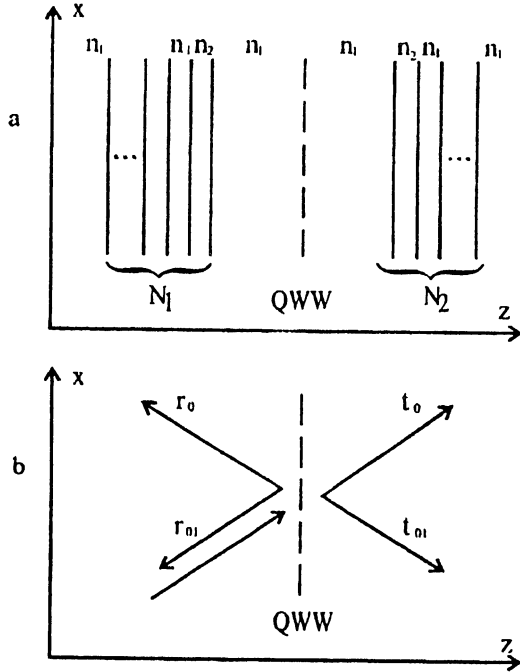


Рис. 1. *a* — микрорезонатор со встроенной решеткой квантовых проводов; N_1 и N_2 — числа пар слоев в брэгговских зеркалах, образующих микрорезонатор. *b* — отражение, пропускание и дифракционное рассеяние света на решетке квантовых проводов; угол рассеяния близок к углу падения; r_0 и t_0 — амплитудные коэффициенты зеркального отражения и пропускания, r_{01} и t_{01} — амплитудные коэффициенты дифракционного рассеяния.

работа посвящена теоретическому изучению последнего эффекта. Рассмотрим структуру, схематически изображенную на рис. 1, *a*. Решетка квантовых проводов помещена в микрорезонатор, состоящий из двух брэгговских отражателей на основе полупроводниковых материалов с показателями преломления n_1 и n_2 . Мы остановимся на частном случае, когда период решетки проводов и угол падения света соотносятся таким образом, чтобы единственная дифрагированная волна распространялась под углом, близким к углу падения (рис. 1, *b*). В этом случае две собственные оптические моды микрорезонатора с близкими энергиями и противоположными значениями волнового вектора в плоскости могут быть возбуждены. Они обе взаимодействуют с экситонными состояниями в решетке квантовых проводов.

Чтобы описать оптические спектры этой системы, воспользуемся теорией нелокального диэлектрического отклика и методом матриц переноса [7-9]. Как было показано в [9], распределение электрического поля в центральном слое микрорезонатора, содержащего квантовые провода, может быть найдено путем решения уравнений Максвелла, учитывающих нелокальный экситонный вклад в диэлектрическую поляризацию,

$$D_\alpha(\rho) = \varepsilon_b E_\alpha(\rho) + \frac{Q_\alpha}{\omega_0 - \omega - i\Gamma} \sum_n \Phi(\rho - nds) \int \Phi(\rho' - nds) E_\alpha(\rho') d\rho'. \quad (1)$$

Здесь $\alpha = x, y, z, n$ — номер квантового провода, d — период решетки проводов, ρ — компонента радиус-вектора в плоскости падения, s — единичный вектор в x -направлении, ϵ_b — фоновая диэлектрическая проницаемость, которую мы считаем одинаковой в материалах проводов и барьера, ω_0 и Γ — резонансная частота и нерадиационное затухание экситона, $Q_\alpha = (4\pi/\hbar)(eP_{cv}^\alpha/m\omega_0)^2$, m — масса свободного электрона, P_{cv}^α — межзонный матричный элемент оператора импульса в поляризации E_α , $\Phi(\rho)$ связана с нормализованной экситонной огибающей $\Psi(\rho_\epsilon, \rho_h)$ соотношением $\Phi(\rho) = \sqrt{L}\Psi(\rho, \rho)$, где L — длина провода. Провода ориентированы вдоль оси y . Мы пренебрегаем перекрытием экситонных состояний в соседних проводах.

Коэффициенты отражения и пропускания s -поляризованного света (r_j и t_j , j — порядок дифракции) вблизи экситонной резонансной частоты имеют вид

$$r_j = \frac{i\beta_j}{\omega_0 - \omega - i\left(\Gamma + \sum_{j'} \gamma_{j'}\right)}, \quad t_j = \delta_0 + r_j, \quad (2)$$

где

$$\gamma_j = \frac{k^2 Q_y}{2dk_{jz}} I_j^2, \quad \beta_j = \frac{I_0}{I_j} \gamma_j, \quad I_j = \int \Phi(\rho) \cos k_{jx}x \cos k_{jz}z d^2\rho,$$

$k = \sqrt{\epsilon_b}\omega/c$, $k_{jx} = k \sin \varphi + 2\pi j/d$, $k_{jz} = \sqrt{k^2 - k_{jx}^2}$, φ — угол падения в полости микрорезонатора, $\Phi(\rho)$ полагается симметричной по отношению к преобразованиям $x \rightarrow -x$ и $z \rightarrow -z$, $\delta_{00} = 1$, $\delta_{0j} = 0$ при $j \neq 0$. Для $j \neq 0$ уравнение (2) описывает рассеянные световые волны. Детальное описание отражения света от решетки квантовых проводов дано в работах [5,6,9].

Для короткопериодной решетки квантовых проводов ($kd < \pi$) дифракция отсутствует, и вблизи резонансного условия поляритонный спектр может быть найден как решение задачи о двух связанных маятниках. В этом случае коэффициенты отражения и пропускания для всей структуры могут быть рассчитаны при помощи матриц переноса (2×2) [8]. Такой же формализм применим при $kd > \pi$, но при $k_x = k \sin \varphi$, лежащих далеко от величин, кратных π/d . Однако если k_x близко к $\pi m/d$, где m — целое, необходимо принять во внимание взаимодействие между четырьмя возбуждениями, а именно — фотонными модами A и B с волновыми векторами в плоскости $k_A = k_x$ и $k_B = k_x - 2\pi m/d$ и двумя экситонными возбуждениями с соответствующими волновыми векторами.

Для того чтобы рассчитать оптические спектры микрорезонатора в этом случае, введем для каждого полупроводникового слоя матрицу \hat{T} размерности 4×4 , описывающую перенос вектора (E_A, H_A, E_B, H_B) , где $E_{A,B}$ и $H_{A,B}$ — тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей световых волн A и B . Для непоглощающего слоя

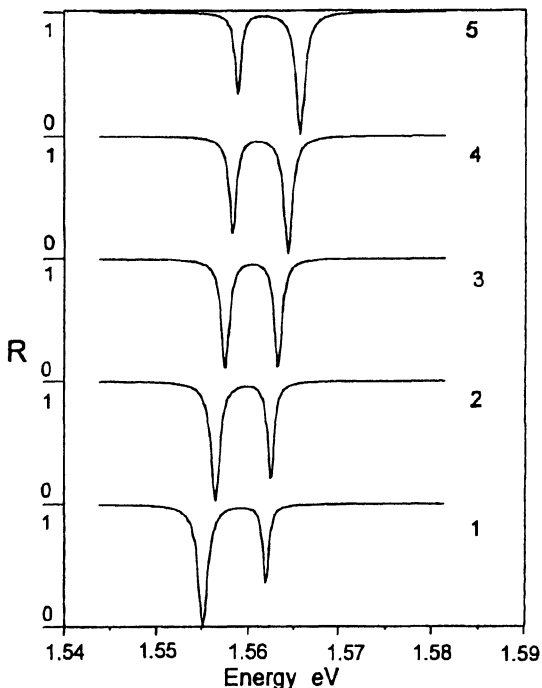


Рис. 2. Рассчитанные спектры отражения света (R) от полупроводникового микрорезонатора со встроенной решеткой квантовых проводов при углах падения φ , град: 1 — 29.8, 2 — 29.9, 3 — 30, 4 — 30.1, 5 — 30.2.

толщиной l_i с показателем преломления n_i матрица \hat{T}_i имеет вид

$$\hat{T}_i = \begin{bmatrix} \cos A & \frac{-i}{n_i \cos \varphi_i^A} \sin A & 0 & 0 \\ -in_i \cos \varphi_i^A \cos A & \cos A & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos B & \frac{-i}{n_i \cos \varphi_i^B} \sin B \\ 0 & 0 & -in_i \cos \varphi_i^B \cos B & \cos B \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где $A = k_i^A l_i \cos \varphi_i^A$, $B = k_i^B l_i \cos \varphi_i^B$, $k_i^{A,B}$ — z -компоненты волновых векторов волн A и B в материале i . Матрица переноса через решетку квантовых проводов содержит недиагональные элементы, описывающие смешивание волн A и B ,

$$\hat{T}_{QWW} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ -2n \cos \varphi_A \left(1 - \frac{t_0^B}{\Delta}\right) & 1 & -2n \cos \varphi_A \frac{t_1^B}{\Delta} & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -2n \cos \varphi_B \frac{t_{-1}^A}{\Delta} & 0 & -2n \cos \varphi_B \left(1 - \frac{t_0^A}{\Delta}\right) & 1 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

где коэффициенты пропускания $t_j^{A,B}$ для световых волн A и B находят-ся из уравнения (2), $\Delta = t_0^A t_0^B - t_1^B t_{-1}^A$, $\varphi_{A,B}$ — угол распространения соответствующей световой волны.

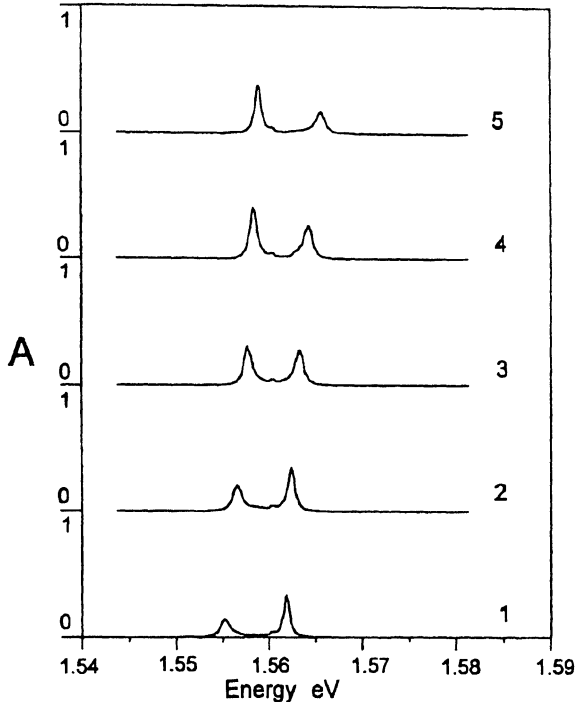


Рис. 3. Рассчитанные спектры поглощения света (A) от полупроводникового микрорезонатора со встроенной решеткой квантовых проводов при углах падения φ , град: 1 — 29.8, 2 — 29.9, 3 — 30, 4 — 30.1, 5 — 30.2.

Матрица переноса через всю структуру находится последовательным перемножением матриц переноса через составляющие слои. Обозначим компоненты этой матрицы M_{ij} . В случае, если свет падает из среды и выходит, пройдя структуру, в среду с одним и тем же показателем преломления (например, вакуум), амплитудные коэффициенты отражения r_{tot} , пропускания t_{tot} и дифракционного рассеяния d_{tot} выражаются следующим образом:

$$r_{\text{tot}} = \frac{\Xi_1 n_0 \cos \varphi_A^0 - \Xi_2}{\Xi_1 n_0 \cos \varphi_A^0 + \Xi_2}, \quad t_{\text{tot}} = (1 + r_{\text{tot}}) \frac{\Omega_2}{\Xi_1}, \quad (5)$$

$$d_{\text{tot}} = t_{\text{tot}} \left[M_{31} + M_{32} n_0 \cos \varphi_A^0 - \frac{\Omega_1}{\Omega_2} (M_{33} + M_{34} n_0 \cos \varphi_B^0) \right], \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \Xi_1 &= \Omega_1 (M_{11} + M_{12} n_0 \cos \varphi_A^0) - \Omega_2 (M_{13} + M_{14} n_0 \cos \varphi_B^0), \\ \Xi_2 &= \Omega_1 (M_{21} + M_{22} n_0 \cos \varphi_A^0) - \Omega_2 (M_{23} + M_{24} n_0 \cos \varphi_B^0), \\ \Omega_1 &= (M_{31} + M_{32} n_0 \cos \varphi_A^0) n_0 \cos \varphi_B^0 + M_{41} + M_{42} n_0 \cos \varphi_A^0, \\ \Omega_2 &= (M_{33} + M_{34} n_0 \cos \varphi_B^0) n_0 \cos \varphi_B^0 + M_{43} + M_{44} n_0 \cos \varphi_B^0, \end{aligned}$$

n_0 — показатель преломления среды, из которой падает свет, $\varphi_{A(B)}^0$ — угол распространения световой волны $A(B)$ в первой среде.

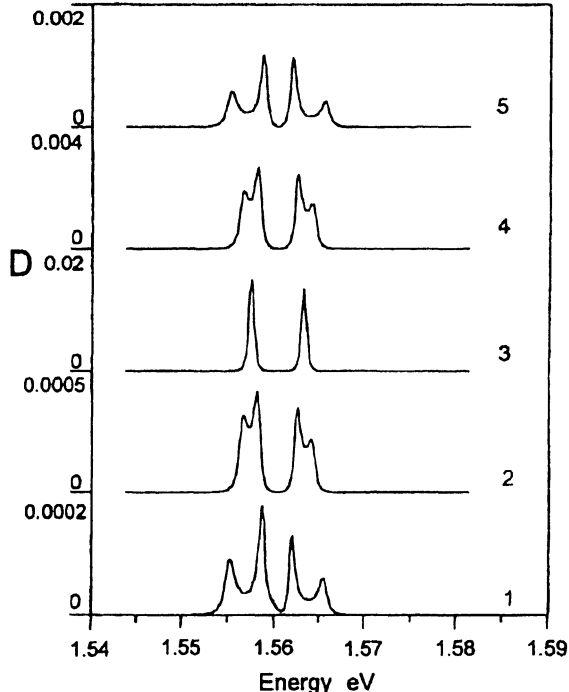


Рис. 4. Рассчитанные спектры дифракционного рассеяния света (D) от полупроводникового микрорезонатора со встроенной решеткой квантовых проводов при углах падения φ , град: 1 — 29.8, 2 — 29.9, 3 — 30, 4 — 30.1, 5 — 30.2.

Коэффициент поглощения света в структуре определяется формулой

$$\alpha = 1 - |r_{\text{tot}}|^2 - |t_{\text{tot}}|^2 - |d_{\text{tot}}|^2 - \left| t_{\text{tot}} \frac{\Omega_1}{\Omega_2} \right|^2, \quad (7)$$

в которой последний член отвечает волне, прошедшей под углом φ_B^0 .

На рис. 2, 3 и 4 представлены спектры отражения, поглощения и дифракционного рассеяния света микрорезонатором со встроенной решеткой квантовых проводов для разных углов падения света. Параметры были подобраны таким образом, чтобы при угле падения $\varphi = 30^\circ$ частоты экситонного резонанса и собственных оптических мод A и B в пустом микрорезонаторе совпадали: $\tilde{\omega}_0 = \omega_A = \omega_B$. Период решетки проводов был взят $d = 227$ нм, толщина центрального слоя $L_c = 280.6$ нм, толщина слоев в брэгговских зеркалах $L_1 = 66$ нм, $L_2 = 79$ нм, соответствующие показатели преломления $n_1 = 3.5$, $n_2 = 2.9$, $(\hbar k Q_y / 2d) I_0^2 = 0.04$ мэВ, $\hbar \Gamma = 0.3$ мэВ, $\hbar \omega_0 = 1.560$ мэВ.

Легко видеть, что спектр отражения содержит две резонансные особенности, спектр поглощения — три и спектр рассеяния — четыре. По абсолютной величине интенсивность рассеянного света на несколько порядков меньше интенсивности отраженной волны. Это совершенно естественно, если принять во внимание, что свет дифрагирует на решетке проводов лишь в резонансной области, а затем дифрагированная волна проходит через брэгговские зеркала с крайне низким коэффициентом пропускания. Тем не менее наличие четырех резонансов в

спектре рассеяния является ярким свидетельством существенного обогащения поляритонного спектра в системе за счет дифракции света на решетке квантовых проводов. Третья особенность в спектре поглощения также достаточно необычна, поскольку ничего подобного не наблюдается в спектрах поглощения микрорезонаторов с квантовыми ямами. Ее возникновение связано с тем, что на частоте экситонного перехода в системе возникает собственная поляритонная мода [9].

Чтобы увеличить коэффициент дифракционного рассеяния света решеткой проводов, необходимо увеличивать эффективную площадь, занимаемую проводами в слое, одновременно сохраняя достаточно большим период решетки проводов. Оптимальной в этом отношении представляется система, состоящая из достаточно широких ($1000 \div 1500 \text{ \AA}$) квантовых полосок, разделенных барьерами толщиной такого же порядка.

В заключение следует отметить, что развитый здесь подход к описанию оптических свойств слоистой среды при помощи матриц переноса 4×4 применим для широкого круга задач. В частности, он может быть использован для описания систем с двулучепреломлением, тонких пленок вблизи экситонного резонанса, когда существенна пространственная дисперсия экситона, и т.п. Представленный в данной работе анализ оптических свойств микрорезонатора с решеткой квантовых проводов выявил ряд специфических особенностей спектров, связанных с резонансной дифракцией света. Детальный анализ такого рода систем будет актуален после создания первых реальных структур.

Авторы благодарны Е.Л. Ивченко за ценные замечания. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikava, Y. Arakawa. Phys. Rev. Lett., **69**, 3314 (1992).
- [2] R. Houdre, C. Weisbuch, R.P. Stanley, U. Oesterle, P. Pellandini, M. Ilegems. Phys. Rev. Lett., **73**, 2043 (1994).
- [3] J. Tignon, P. Voisin, C. Delalande, M. Voos, R. Houdre, U. Oesterle, R.P. Stanley. Phys. Rev. Lett., **74**, 3967 (1995).
- [4] A.D'Andrea, R. Del Sole. Sol. St. Commun., **74**, 1121 (1990).
- [5] Е.Л. Ивченко, А.В. Кавокин. ФТТ, **34**, 1815 (1992) [Sov. Phys. Sol. St., **34**, 968 (1992).]
- [6] F. Tassone, F. Bassani. Phys. Rev. B, **51**, 16 973 (1995).
- [7] V. Savona, L.C. Andreani, P. Schwendimann, A. Quattropani. Sol. St. Commun., **93**, 733 (1995).
- [8] A.V. Kavokin, M.A. Kaliteevski. Sol. St. Commun., **95**, 859 (1995).
- [9] Е.Л. Ивченко, А.В. Кавокин. Письма ЖЭТФ (в печати).

Редактор Л.В. Шаронова

Optical spectra of semiconductor microcavities with quantum wires

M.R. Vladimirova, A.V. Kavokin, M.A. Kaliteevski, P.S. Kop'ev

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences,
194021 St.-Petersburg, Russia

The transfer matrix method has been applied for the calculation of the optical spectra of the microcavity with an embedded periodical grating of quantum wires at the exciton resonance frequency. The calculated reflection, absorption and diffraction scattering spectra of *s*-polarized light show two, three and four resonant features respectively. This is connected with four-mode structure of the exciton-polariton spectrum.
