

©1995

ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА ОТ ПОГЛОЩАЮЩЕГО МИКРОРЕЗОНАТОРА

М.А.Калитеевский, А.В.Кавокин

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 7 апреля 1995 г.)

Методом матриц переноса решена задача об отражении ТЕ- и ТМ-световых волн от микрорезонатора с поглощающим центральным слоем. Рассмотрены случаи межзонного и экситонного поглощения света. Показано, что глубина модуляции спектра отражения на частотах, соответствующих локализованным оптическим модам в микрорезонаторе, существенно зависит от уровня поглощения. Взаимодействие света с экситоном приводит к расщеплению локализованной световой моды (аналог Раби-расщепления, известного для квантовой ямы в микрорезонаторе). Исследована зависимость этого расщепления от силы осциллятора экситона, угла падения света и толщины центрального слоя микрорезонатора.

Микрорезонаторы (МР) на основе многослойных полупроводниковых структур находят широкое применение в поверхностно-излучающих лазерах и волноводах [1,2]. Типичный МР состоит из центрального слоя полупроводника или диэлектрика («полость» МР), ограниченного двумя многослойными брэгговскими отражателями (БО). В такой структуре могут возбуждаться световые моды, локализованные в центральном слое. Спектр этих мод дискретен и определяется соотношением

$$2 \operatorname{Re}(\Phi) + f_1 + f_2 = 2\pi N, \quad (1)$$

где оптическая длина центрального слоя $\Phi = q_c L / \cos(\phi_c)$, q_c — модуль волнового вектора света в «полости», ϕ_c — угол распространения световой волны в «полости» по отношению к нормали, $f_{1(2)}$ — фаза амплитудного коэффициента отражения света от первого (второго) БО, N — целое.

В последнее время значительный интерес вызывает проблема взаимодействия локализованных световых мод с экситонами, локализованными в узком слое полупроводника, введенном в центральную «полость» МР (квантовой яме). В ряде экспериментальных [3,4] и теоретических [5,6] работ показано, что это взаимодействие может приводить к расщеплению локализованной моды в МР (расщепление Раби). Такое расщепление приводит к появлению дублетной структуры в спектрах отражения и пропускания света через структуру.

В настоящей работе рассматривается отражение света от МР с однородной поглощающей свет «полостью». Мы исследуем случаи как межзонного, так и экситонного поглощения света. В последнем случае анализируется зависимость расщепления световых мод от силы осциллятора экситона, угла падения света и толщины «полости» МР.

1. Основные уравнения

Учитывая многократное переотражение света от стенок МР, можно представить коэффициент отражения света от МР следующим образом:

$$R = \left| \frac{r_1 + (t_1 t_1' - r_1 r_1') r_2 \exp(2i\Phi)}{1 - r_1' r_2 \exp(2i\Phi)} \right|^2, \quad (2)$$

где r_2 — амплитудный коэффициент отражения от второго БО (задней стенки МР), r_1, t_1 — амплитудные коэффициенты отражения и пропускания для света, падающего из вакуума на первый БО, r_1', t_1' — то же для света, падающего на первый БО со стороны «полости». Будем искать коэффициенты $r_1, r_1', r_2, t_1, t_1'$ методом матриц переноса. Для случая нормального падения света эта задача решена в [7]. Рассмотрим ТЕ- и ТМ-световые волны, падающие на БО под углом ϕ_0 .

1) О т р а ж е н и е Т Е - в о л н. Граничные условия для ТЕ-волны сводятся к непрерывности на интерфейсе электрического поля E и его производной $\frac{\partial E}{\partial z}$, ось z направлена по нормали к плоскости слоев. Рассмотрим БО, состоящий из N пар слоев A, B с показателями преломления n_A, n_B и толщинами a, b соответственно. Как следует из закона Снеллиуса, z -компонента волнового вектора света в слоях A и B имеет вид

$$q_{A,B}^{\parallel} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{A,B} \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_{A,B}} \sin(\phi_0) \right)^2}, \quad (3)$$

где λ — длина волны света в вакууме, n_0 — показатель преломления среды, из которой падает свет.

Важной характеристикой БО является матрица переноса \hat{t}_s , связывающая значения вектора $\Phi(z) = \begin{pmatrix} E(z) \\ \frac{1}{q_A^{\parallel}} \frac{\partial E(z)}{\partial z} \end{pmatrix}$ на границах между слоями B (слева) и A (справа), так что

$$\hat{t}_s \Phi(z_i) = \Phi(z_i + d), \quad (4)$$

где z_i — координата i -ой границы, $d = a + b$.

В нашем случае компоненты \hat{t} имеют вид

$$t_{11}^s = \cos(q_A^{\parallel} a) \cos(q_B^{\parallel} b) - \frac{q_A^{\parallel}}{q_B^{\parallel}} \sin(q_A^{\parallel} a) \sin(q_B^{\parallel} b),$$

$$t_{22}^s = -\frac{q_B^{\parallel}}{q_A^{\parallel}} \sin(q_A^{\parallel} a) \sin(q_B^{\parallel} b) + \cos(q_A^{\parallel} a) \cos(q_B^{\parallel} b),$$

$$t_{12}^s = \sin(q_A^{\parallel} a) \cos(q_B^{\parallel} b) + \frac{q_A^{\parallel}}{q_B^{\parallel}} \cos(q_A^{\parallel} a) \sin(q_B^{\parallel} b),$$

$$t_{21}^s = -\frac{q_B^{\parallel}}{q_A^{\parallel}} \cos(q_A^{\parallel} a) \sin(q_B^{\parallel} b) - \sin(q_A^{\parallel} a) \cos(q_B^{\parallel} b). \quad (5)$$

Далее, следуя процедуре, подробно изложенной в [7], нетрудно получить выражения для коэффициентов отражения и пропускания света

$$r_s = \frac{(iq_0^{\parallel} - q_A^{\parallel} x)(q_A^{\parallel} y - iq_l^{\parallel}) + (iq_0^{\parallel} - q_A^{\parallel} y)(iq_l^{\parallel} - q_A^{\parallel} x) \exp(2iQNd)}{(iq_0^{\parallel} + q_A^{\parallel} x)(q_A^{\parallel} y - iq_l^{\parallel}) + (iq_0^{\parallel} + q_A^{\parallel} y)(iq_l^{\parallel} - q_A^{\parallel} x) \exp(2iQNd)},$$

$$t_s = \frac{iq_0^{\parallel} - q_A^{\parallel} x}{iq_l^{\parallel} - q_A^{\parallel} x} - r_s \frac{iq_0^{\parallel} + q_A^{\parallel} x}{iq_l^{\parallel} - q_A^{\parallel} x}, \quad (6)$$

где $q_{0,l}^{\parallel}$ — z -компоненты волнового вектора света в средах, ограничивающих БО спереди и сзади соответственно

$$\exp(\pm iQd) = \frac{t_{11}^s + t_{22}^s}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{t_{11}^s + t_{22}^s}{2}\right)^2 - 1}, \quad (7)$$

$$x = \frac{\exp(iQd) - t_{11}^s}{t_{12}^s}, \quad y = \frac{\exp(-iQd) - t_{11}^s}{t_{12}^s}. \quad (8)$$

Коэффициенты r'_s, t'_s (для света, распространяющегося в противоположную сторону) находятся аналогично, с заменой

$$\hat{t}_s \rightarrow \hat{t}_s^{-1}, n_0, q_0^{\parallel} \leftrightarrow n_l, q_l^{\parallel}. \quad (9)$$

2) О т р а ж е н и е Т М - в о л н. Граничные условия для ТМ-волны требуют непрерывности на границе раздела магнитного поля H и величины $\frac{1}{n^2} \frac{\partial H}{\partial z}$, где n — показатель преломления. Элементы матрицы

переноса \hat{t}_p , определенной аналогично \hat{t}_s для вектора $\left(\begin{matrix} H \\ \frac{1}{q_A^{\parallel}} \frac{1}{n^2} \frac{\partial H}{\partial z} \end{matrix} \right)$, имеют вид

$$t_{11}^p = \cos(q_A^{\parallel} a) \cos(q_B^{\parallel} b) - \frac{q_A^{\parallel}}{q_B^{\parallel}} \frac{n_B^2}{n_A^2} \sin(q_A^{\parallel} a) \sin(q_B^{\parallel} b),$$

$$t_{22}^p = -\frac{q_B^{\parallel}}{q_A^{\parallel}} \frac{n_A^2}{n_B^2} \sin(q_A^{\parallel} a) \sin(q_B^{\parallel} b) + \cos(q_A^{\parallel} a) \cos(q_B^{\parallel} b),$$

$$t_{12}^p = n_A^2 \sin(q_A^{\parallel} a) \cos(q_B^{\parallel} b) + \frac{q_A^{\parallel}}{q_B^{\parallel}} n_B^2 \cos(q_A^{\parallel} a) \sin(q_B^{\parallel} b),$$

$$t_{21}^p = -\frac{q_B^{\parallel}}{q_A^{\parallel}} \frac{1}{n_B^2} \cos(q_A^{\parallel} a) \sin(q_B^{\parallel} b) - \frac{1}{n_A^2} \sin(q_A^{\parallel} a) \cos(q_B^{\parallel} b). \quad (10)$$

Коэффициенты отражения и пропускания r_p , t_p получаются из формул (6) простой заменой

$$q_0^{\parallel} \rightarrow \frac{q_0^{\parallel}}{n_0^2}, \quad q_l^{\parallel} \rightarrow \frac{q_l^{\parallel}}{n_l^2} \quad (11)$$

и заменой матричных элементов (5) матричными элементами (10). Чтобы найти r'_p , t'_p , необходимо также заменить

$$\hat{t}_p \rightarrow \hat{t}_p^{-1}, \quad n_0 q_0^{\parallel} \leftrightarrow n_l q_l^{\parallel}.$$

При расчете спектров МР с поглощающей «полостью» необходимо учитывать комплексную форму показателя преломления n_c

$$n_c = \tilde{n}_c + ik_c. \quad (12)$$

В случае междузонного поглощения света k_c является монотонной функцией частоты, в то время как вблизи экситонного резонанса частотная зависимость показателя преломления существенно немонотонна

$$n_c^2(\omega) = \varepsilon_B \left(1 + \frac{\omega_{LT}}{\omega - \omega_0 - i\Gamma} \right), \quad (13)$$

где ε_B — фоновая диэлектрическая проницаемость в данном частотном диапазоне, ω_0 , ω_{LT} , Γ — резонансная частота экситона, его продольно-поперечное расщепление и затухание соответственно.

2. Результаты и обсуждение

На рис. 1 изображены спектры отражения поглощающего МР при разных уровнях межзонного поглощения в «полости» ($k_c = 0; 0.05; 0.1; 0.25; 0.5$ для кривых 1–5 соответственно). Здесь и далее мы будем рассматривать МР на основе материалов $\text{Ga}_{0.8}\text{Al}_{0.2}\text{As}$, AlAs , GaAs . Первый БО представляет собой шесть пар слоев $\text{Ga}_{0.8}\text{Al}_{0.2}\text{As}$ (толщиной 59.8 нм) и AlAs (толщиной 70.7 нм), второй состоит из десяти пар таких же слоев. «Полостью» является слой GaAs толщиной 114.8 нм. Вся

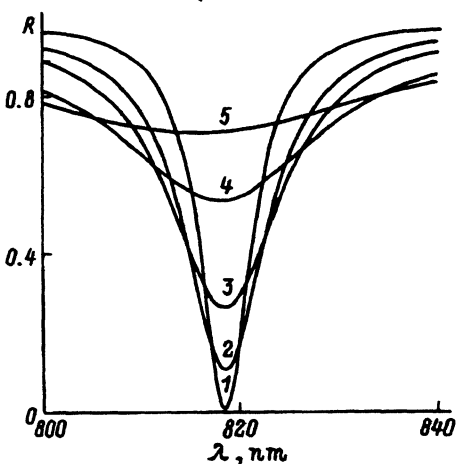


Рис. 1. Спектры отражения поглощающего МР при разных уровнях межзонного поглощения в «полости».

k_c : 1 — 0, 2 — 0.05, 3 — 0.1, 4 — 0.25, 5 — 0.5.

структура расположена на подложке GaAs, которую мы будем считать полубесконечной. Вследствие высокого коэффициента отражения света от второго БО влиянием подложки можно пренебречь. Параметры структуры подобраны таким образом, чтобы получить максимальную модуляцию спектра отражения на частоте локализованной моды МР при отсутствии поглощения в «полости». Впредь мы будем рассматривать исключительно эффекты, связанные с поглощением света в «полости» МР; таким образом, БО считаются непоглощающими. Влияние поглощения света на спектр отражения БО проанализировано в [7,8].

Наблюдаемый «провал» в спектре соответствует локализованной моде в МР. Видно, что увеличение коэффициента поглощения приводит к существенному сглаживанию и размазыванию модуляции спектра, связанной с локализованной модой, хотя частота этой моды, определяемая вещественной частью показателя преломления \tilde{n}_c , от k_c не зависит. «Провал» в спектре на частоте локализованной моды обусловлен деструктивной интерференцией световых волн, отраженных от первого и второго БО. Амплитуда соответствующей модуляции спектра максимальна при одинаковых амплитудах интерферирующих волн. Поглощение света в «полости» МР приводит к уменьшению амплитуды волны, отраженной от второго БО, что и вызывает сглаживание «провала».

Перейдем теперь к случаю экситонного поглощения света в «полости» МР. На рис. 2 показаны спектры отражения света от МР вблизи частоты экситонного резонанса в GaAs. Частотная зависимость показателя преломления в «полости» описывается в этом случае формулой (13). Мы использовали следующий набор параметров: $\epsilon_B = 13.1$, $\hbar\omega_0 = 1.515 \text{ eV}$, $\hbar\omega_{LT} = 0.15 \text{ meV}$, $\hbar\Gamma = 1 \text{ meV}$. Все параметры структуры, кроме толщины «полости», такие же, как и в предыдущем расчете. Расчет выполнен для трех различных толщин «полости»: 100, 114.6 и 125 nm (кривые 1, 2 и 3, соответственно). При изменении толщины «полости» частота локализованной моды МР проходит через частоту экситонного резонанса. При этом форма спектра существенно меняется.

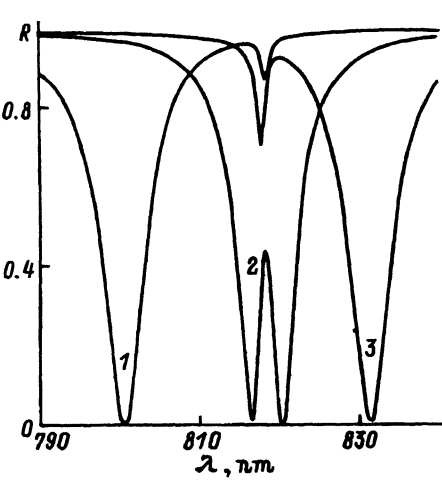


Рис. 2. Спектр отражения МР вблизи частоты экситонного резонанса в «полости». Толщина «полости» (nm): 1 — 100, 2 — 114.6, 3 — 125.

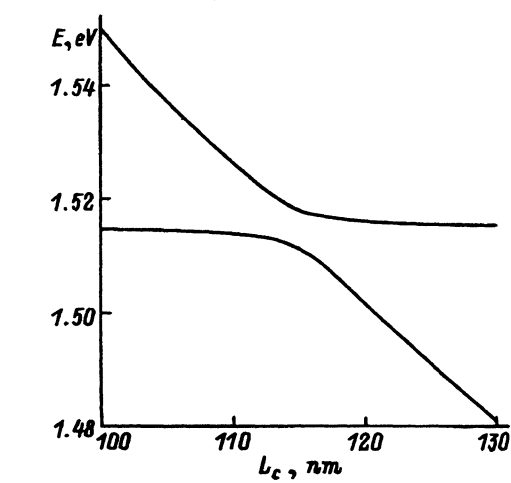


Рис. 3. Зависимость положения двух резонансных особенностей спектра отражения микрорезонатора от толщины «полости».

Вместо резкого провала, связанного с локализованной модой, и гораздо более слабой модуляции, связанной с экситоном (кривые 1, 3), возникают два резонанса с близкими по величине амплитудами и частотами, отличающимися от частот как экситонного резонанса, так и локализованной световой моды в соответствующем непоглощающем МР. Такая модификация спектра является следствием взаимодействия света с экситоном и фактически является проявлением поляритонного эффекта. На рис. 3 показана зависимость положения двух резонансных особенностей спектра от толщины «полости» для той же структуры, что и раньше. Видно, что имеет место антипересечение «экситонной» и «световой» кривых, что есть типично поляритонный эффект. Наблюдаемое расщепление световой моды вблизи экситонного резонанса принято называть расщеплением Раби [5,6]. Аналогичные модификации спектров отражения наблюдались для МР со встроенной квантовой ямой вблизи частоты экситонного резонанса в яме [3,4]. Величины измеренных расщеплений Раби составляют единицы meV , как и в нашем расчете.

На рис. 4 изображена зависимость положения резонансных особенностей спектра отражения от силы осциллятора экситона $\hbar\omega_{LT}$ при толщине «полости» $L = 114.6 \text{ nm}$, что соответствует точке совпадения частот экситона и локализованной моды в гипотетическом случае отсутствия поляритонного эффекта. Расчет проводился при $\hbar\Gamma = 0.5; 1; 2; 5 \text{ meV}$ (показано различными символами), все использованные параметры структуры те же, что и раньше. Легко видеть, что поляритонное расщепление в десятки раз превышает $\hbar\omega_{LT}$. Расщепление испытывает сильный, но сублинейный рост с увеличением $\hbar\omega_{LT}$ и слабо уменьшается с ростом Γ при достаточно малых $\hbar\Gamma$ ($0 \div 2 \text{ meV}$). При $\hbar\Gamma = 5 \text{ meV}$ отчетливо видно, что расщепление возникает при $\hbar\omega_{LT}$ больше некоторой конечной величины ($\approx 0.1 \text{ meV}$). Это соответствует точке перехода от режима «слабой связи» к режиму «сильной связи». Такой переход изучен в МР со встроенной квантовой ямой [5,6]. В режиме «слабой связи» поляритонное расщепление меньше ширины модуляции спектра на частоте оптической локализованной моды, и взаимодействие света с экситоном сводится к усилению модуляции спектра. В режиме «сильной связи» поляритонное расщепление достаточ-

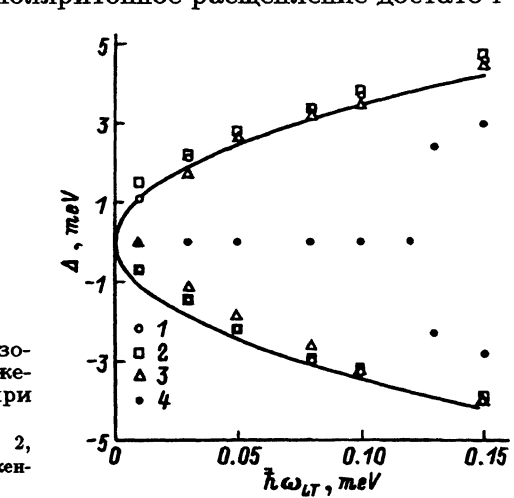


Рис. 4. Зависимость положения резонансных особенностей спектра отражения от силы осциллятора экситона при различных величинах $\hbar\Gamma$. $\hbar\Gamma$ (meV): 1 — 0.5, 2 — 1, 3 — 2, 4 — 5. Сплошной линией показан приближенный расчет при $\Gamma = 0$ по формуле (15).

но велико, так что можно наблюдать расщепление Раби. В нашем случае параметром, определяющим точку перехода, является отношение ω_{LT}/Γ . Переход происходит при $\omega_{LT}/\Gamma \approx 0.02$ (при коэффициентах отражения от брэгговских зеркал $R = 0.98$).

Аналитическая оценка зависимости расщепления от параметров задачи может быть получена из уравнения (1) с использованием следующих упрощающих предположений. Во-первых, положим $\Gamma = 0$ (это оправдано, поскольку, как видно из численного расчета, расщепление слабо зависит от Γ при $\hbar\Gamma = 0 \div 2 \text{ meV}$). Во-вторых, как и в [6], будем аппроксимировать фазу коэффициентов отражения от БО линейной по частоте функцией

$$f_1 = f_2 = \frac{\tilde{n}_c L_{DBR}}{c}(\omega - \omega_c), \quad (14)$$

где $L_{DBR} = \frac{\lambda_c}{2} \frac{n_A n_B}{\tilde{n}_c |n_B - n_A|}$, c — скорость света, ω_c и λ_c — частота и длина волны, соответствующие условию брэгговской интерференции

$$q_A a = q_B b = \frac{\pi}{4}.$$

И наконец, в-третьих, отбросим члены второго порядка малости по параметру $\frac{\omega_{LT}}{\delta}$, где δ — расщепление мод.

В таком случае нетрудно получить следующее выражение для δ :

$$\delta = \frac{\sqrt{q_{c0} L_c (\pi + (q_{c0} + q_{c1}) L_{DBR} + k_{c0} L_c) + \left(\frac{q_{c0} L_c}{2}\right)^2 \omega_{LT}^2}}{q_{c0} (L_{DBR} + L_c)}, \quad (15)$$

где

$$q_{c0} = \frac{\omega_0 n_c}{c}, \quad q_{c1} = \frac{\omega_c n_c}{c}.$$

При малых ω_{LT} второй член в числителе под корнем в уравнении (15) мал, и мы получаем корневую зависимость δ от ω_{LT} , что вполне соответствует результату численного расчета (сплошная линия на рис. 4).

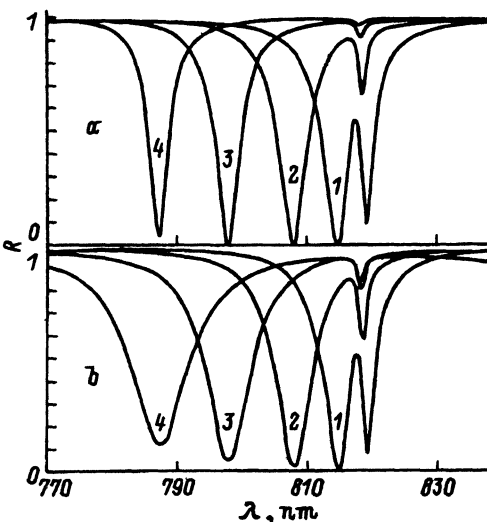


Рис. 5. Спектры отражения ТЕ- (а) и ТМ-волн (б) от МР.

Угол падения: 1 — 15°, 2 — 30°, 3 — 45°, 4 — 60°. Используются параметры экситонного резонанса: $\hbar\omega_{LT} = 0.1 \text{ meV}$, $\hbar\Gamma = 1 \text{ meV}$.

Рассмотрим, наконец, наклонное отражение света от МР вблизи частоты экситонного резонанса в «полости». На рис. 5, *a, b* показан набор спектров отражения ТЕ- и ТМ-волн (соответственно) от структуры, описанной ранее, при различных углах падения. При изменении угла падения меняется частота оптической локализованной моды; таким образом, меняя угол, можно наблюдать антипересечение мод и фактически измерять дисперсию поляритонных мод. Особенностью спектров отражения ТМ-волн является постепенное уменьшение амплитуды модуляции, соответствующей локализованной световой моде, по мере приближения к углу Брюстера, что объясняется уменьшением коэффициента отражения от первого БО.

В заключение перечислим основные полученные результаты. Развита методика расчета спектров отражения света от поглощающих МР при нормальном и наклонном падении как для экситонного, так и для межзонного механизмов поглощения. Показано, что глубина модуляции спектра на частоте локализованной оптической моды уменьшается с возрастанием уровня межзонного поглощения. Получены спектры отражения вблизи антипересечения экситонной и оптической мод в МР, обнаружившие ярко выраженный поляритонный эффект. Показано, что поляритонное расщепление спектра отражения при антипересечении исчезает при малых величинах отношения силы осциллятора экситона к его затуханию, что соответствует точке перехода от режима «сильной связи» к режиму «слабой связи». Показано, что, меняя угол падения света, можно измерять дисперсию поляритонных мод в МР.

Список литературы

- [1] Bjork G., Machida S., Yamamoto Y., Igeta K. Phys. Rev. **B44**, 669 (1991).
- [2] Houdre R., Stanley R.P., Oesterle U., Pegems M., Weisbuch C. J. de Physique IV, Coll. **C5**, 3, 51 (1993).
- [3] Zhu Y., Gauthier D.J., Morin S.E., Wu Q., Carmichael H.P., Mossberg T.W. Phys. Rev. Lett. **64**, 2499 (1990).
- [4] Weisbuch C., Nishioka M., Ishikawa A., Arakawa Y. Phys. Rev. Lett. **69**, 3314 (1992).
- [5] Jorda S. Phys. Rev. **B50**, 18690 (1994).
- [6] Savona V., Andreani L.C., Schwendimann P., Quatropani A. Solid State Commun. **93**, 733 (1995).
- [7] Калитеевский М.А., Кавокин А.В. ФТТ **37**, 9, 2721 (1995).
- [8] Евстропов В.В., Калитеевский М.А., Липко А.Л., Синицин М.А., Паренков Б.В., Шерняков Ю.М., Явич В.С. ФТП **30**, 1 (1996).