

©1995

ВЛИЯНИЕ МЕЖЗОННОГО И ЭКСИТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА БРЭГГОВСКИХ ОТРАЖАТЕЛЕЙ

М.А.Калитеевский, А.В.Кавокин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 6 марта 1995 г.)

Эффекты поглощения света в брэгговских отражателях на основе полупроводниковой системы GaAs/AlAs проанализированы с помощью метода матриц переноса. Показано, что имеет место существенное искажение спектра отражения многослойной структуры за счет поглощения в слоях GaAs. Максимальное значение коэффициента отражения света от бесконечного брэгговского отражателя зависит немонотонно от коэффициента поглощения, имея минимум. Рассмотрено низкотемпературное отражение света от брэгговского зеркала вблизи частоты экситонного резонанса в слое GaAs. Показано, что амплитуда экситонного резонанса в спектре отражения брэгговской структуры GaAs/AlAs с покрывающим слоем GaAs полуволновой оптической толщины в десятки раз превосходит амплитуду экситонного резонанса в спектре объемного GaAs.

Брэгговские отражатели (БО) широко используются в различных типах оптических приборов, таких как поверхностно-излучающие лазерные диоды, светодиоды, модуляторы отражения и солнечные элементы [1-5]. Как правило, БО изготавливают из материалов, прозрачных в области брэгговского резонанса, чтобы исключить эффекты, связанные с поглощением света. Однако очевидно, что это существенно сужает спектральную область применения БО. Целью данной работы является теоретическое изучение влияния поглощения света на оптические свойства БО, созданных на основе многослойных гетероструктур GaAs/AlAs. Рассмотрены случай межзонного поглощения света и актуальный в низкотемпературной области случай резонансного экситонного поглощения.

1. Основные уравнения

Рассмотрим периодическую структуру, состоящую из N двойных слоев, включающих в себя слои материалов A и B (рис. 1). В общем случае показатель преломления в этих материалах является комплексной величиной

$$\begin{aligned} n_A &= \bar{n}_A + ik_A, \\ n_B &= \bar{n}_B + ik_B, \end{aligned} \quad (1)$$

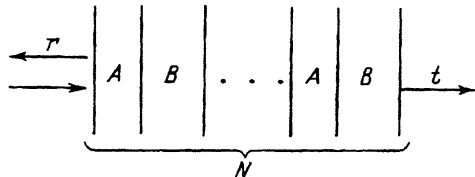


Рис. 1. Схема рассмотренной структуры N двойных слоев, состоящих из слоев A и B каждый.

r, t — амплитудные коэффициенты отражения и пропускания

где $\tilde{n}_{A,B}$ и $k_{A,B}$ есть действительная и мнимая части соответствующих показателей преломления. В дальнейшем мы будем использовать метод матриц переноса [6,7]. Естественным граничным условием на каждой из гетерограниц является условие непрерывности следующего вектора:

$$\Phi = \begin{pmatrix} E_x \\ \frac{1}{q_A} \frac{\partial E_x}{\partial z} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где E_x есть x -компонента электрического поля (для определенности мы рассматриваем линейно поляризованную по оси x световую волну, распространяющуюся в z -направлении), z -направление перпендикулярно плоскости слоев $q_{A(B)} = n_{A(B)} \frac{2\pi}{\lambda}$, где λ — длина волны света в вакууме. Фактор q_A^{-1} введен для того, чтобы получить одинаковые размерности компонент вектора Φ .

Перенос вектора Φ с интерфейса между слоями B и A на период d сводится к действию на Φ матрицы переноса \hat{t} , компоненты которой имеют вид

$$\begin{aligned} t_{11} &= \cos(q_A a) \cos(q_B b) - \frac{n_A}{n_B} \sin(q_A a) \sin(q_B b), \\ t_{22} &= -\frac{n_B}{n_A} \sin(q_A a) \sin(q_B b) + \cos(q_A a) \cos(q_B b), \\ t_{12} &= \cos(q_B b) \sin(q_A a) + \frac{n_A}{n_B} \cos(q_A a) \sin(q_B b), \\ t_{21} &= -\frac{n_B}{n_A} \cos(q_A a) \sin(q_B b) - \cos(q_B b) \sin(q_A a), \end{aligned} \quad (3)$$

где a, b есть толщины слоев A, B соответственно.

Собственные числа матрицы \hat{t} выражаются следующим образом:

$$F^{(\pm)} = \frac{t_{11} + t_{22}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{t_{11} + t_{22}}{2}\right)^2 - 1} \equiv \exp(\pm i Q d), \quad (4)$$

где Q играет роль эффективного волнового вектора света в слоистой структуре. Соответствующие собственные векторы есть

$$\begin{pmatrix} 1 \\ x \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} 1 \\ y \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где $x = \frac{F^{(+)} - t_{11}}{t_{12}}$, $y = \frac{F^{(-)} - t_{11}}{t_{12}}$.

Чтобы отыскать амплитудные коэффициенты отражения от рассматриваемой структуры r и t , необходимо решить систему из двух векторных уравнений, соответствующих граничным условиям на левой и правой границах периодической структуры,

$$\begin{bmatrix} 1 + r \\ i(1 - r) \frac{n_0}{n_A} \end{bmatrix} = A \begin{pmatrix} 1 \\ x \end{pmatrix} + B \begin{pmatrix} 1 \\ y \end{pmatrix}, \quad (6)$$

$$\begin{bmatrix} t \\ i \frac{n_1}{n_A} t \end{bmatrix} = A \exp(iQNd) \begin{pmatrix} 1 \\ x \end{pmatrix} + B \exp(-iQNd) \begin{pmatrix} 1 \\ y \end{pmatrix}, \quad (6a)$$

где n_0 и n_1 — показатели преломления первой и последней сред, ограничивающих БО, соответственно (рис. 1).

Решение уравнений (6), (6a) дает

$$r = \frac{(in_0 - n_A x)(n_{Ay} - in_1) + (in_0 - n_{Ay})(in_1 - n_A x) \exp(2iQNd)}{(in_0 + n_A x)(n_{Ay} - in_1) + (in_0 + n_{Ay})(in_1 - n_A x) \exp(2iQNd)}, \quad (7)$$

$$t = \frac{in_0 - n_A x}{in_1 - n_A x} - r \frac{in_0 + n_A x}{in_1 - n_A x}. \quad (8)$$

Общие выражения (7), (8) могут быть упрощены в нескольких важных частных случаях.

Для $N \rightarrow \infty$

$$r = \frac{in_0 - n_A x}{in_0 + n_A x}, \quad t = 0. \quad (9)$$

При условии брэгговской интерференции

$$\frac{2\pi}{\lambda} \tilde{n}_A a = \frac{2\pi}{\lambda} \tilde{n}_B b = \frac{\pi}{2}, \quad (10)$$

если $k_A = k_B = 0$, мы получаем известные выражения

$$r = \frac{1 - \left(\frac{n_A}{n_B}\right)^{2N}}{1 + \left(\frac{n_A}{n_B}\right)^{2N}}, \quad (11)$$

$$t = \frac{2}{1 + \left(\frac{n_A}{n_B}\right)^{2N}}. \quad (12)$$

Следует заметить, однако, что формулы (11), (12) справедливы лишь в случае отсутствия поглощения света в структуре, в противном случае надо пользоваться выражениями (7), (8).

2. Результаты и выводы

Для исследования влияния поглощения света на спектры БО мы исследовали структуру, схематически изображенную на рис. 1, представляющую собой периодическую структуру GaAs/AlAs, окруженную полубесконечными слоями GaAs. Все слои GaAs считаются поглощающими, а слои AlAs — непоглощающими свет. На рис. 2, *a, b* изображены спектральные зависимости квадрата модуля и фазы коэффициента отражения света при различных величинах коэффициента поглощения от структуры, состоящей из восьми периодов, толщины слоев $a(\text{GaAs}) = 46 \text{ nm}$, $b(\text{AlAs}) = 61 \text{ nm}$. Условие брэгговской интерференции выполнено при длине волны $\lambda = 715 \text{ nm}$. При низких уровнях поглощения хорошо видны основная полоса отражения (плато) и осциллирующие крылья в спектре $|\tau|^2$. При высоком уровне поглощения эта картина кардинально меняется. Плато понижается и амплитуда осцилляций уменьшается. Такого же рода изменения видны в спектре фазы коэффициента отражения.

Одной из основных характеристик БО является максимальная величина коэффициента отражения в основной полосе отражения.

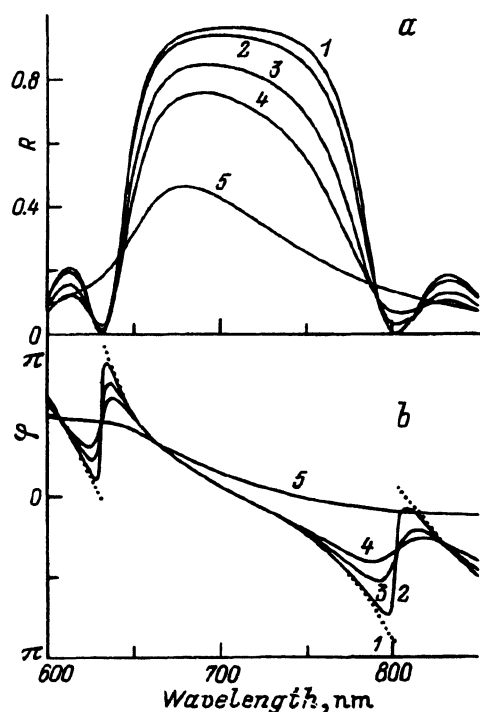


Рис. 2. Зависимости квадрата модуля (*a*) и фазы (*b*) амплитудного коэффициента отражения света от периодической структуры GaAs/AlAs, окруженной полубесконечными слоями GaAs ($N = 10$, $a = 46 \text{ nm}$, $b = 61 \text{ nm}$), для различных уровней поглощения в GaAs.

k : 1 — 0, 2 — 0.01, 3 — 0.05, 4 — 0.1, 5 — 0.5.

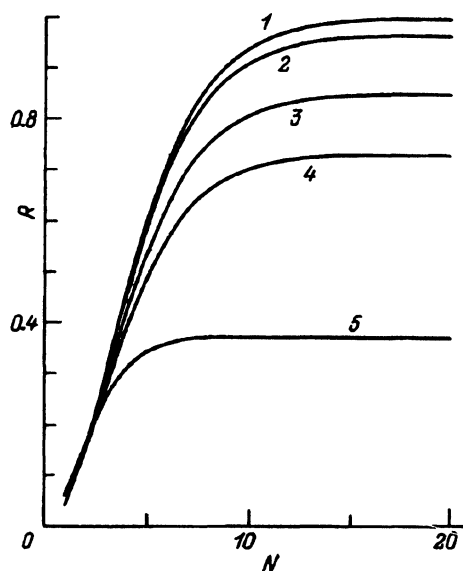


Рис. 3. Коэффициент отражения от БО на основе периодической структуры GaAs/AlAs, окруженной полубесконечными слоями GaAs, как числа периодов N при различных уровнях поглощения в GaAs.

k : 1 — 0, 2 — 0.01, 3 — 0.05, 4 — 0.1, 5 — 0.5.

На рис. 3 показана зависимость коэффициента отражения $R = |r|^2$ на длине волны, соответствующей брэгговскому условию (10), от числа периодов структуры при различных уровнях поглощения в слоях GaAs. Видно, что это всегда насыщающаяся зависимость, причем величина коэффициента отражения в насыщении R_∞ существенно зависит от поглощения и насыщение достигается при меньших N для более высоких уровней поглощения. На рис. 4 показана зависимость коэффициента отражения бесконечного БО R_∞ от k_A . Эта зависимость имеет немонотонный характер. Первоначальное уменьшение R_∞ с ростом k_A обусловлено подавлением брэгговской интерференции за счет поглощения в слоях. Минимум $R_\infty(k_A)$ достигается при $k_A \propto \lambda/a$. Для больших k_A интерференционные эффекты становятся пренебрежимо малы, и рост коэффициента отражения с ростом k_A обуславливается «металлическим» отражением от первой границы.

Важным частным случаем эффекта поглощения света в БО является низкотемпературное экситонное поглощение. Рассмотрим ситуацию, когда брэгговское условие интерференции выполняется на длине волны, близкой к длине волны экситонного резонанса в одном из слоев. Коэффициент отражения света может быть найден в этом случае с использованием развитого ранее формализма и с учетом того, что диэлектрическая проницаемость $\epsilon = n^2$ в поглощающем слое вблизи резонанса может быть представлена в виде

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_B \left(1 + \frac{\omega_{LT}}{\omega_0 - \omega - i\Gamma} \right), \quad (13)$$

где ϵ_B — фоновая диэлектрическая проницаемость, ω_0 и ω_{LT} — частота экситонного резонанса и продольно-поперечное расщепление экситона соответственно, Γ — экситонное затухание.

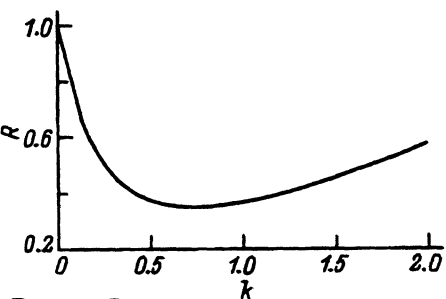


Рис. 4. Зависимость максимальной величины коэффициента отражения бесконечного БО на основе структуры GaAs/AlAs от коэффициента поглощения в слоях GaAs.

Свет падает из полубесконечной среды GaAs.

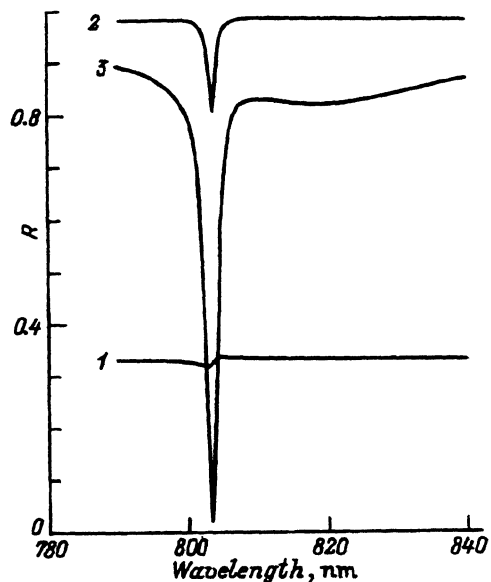


Рис. 5. Спектр отражения света от объемного GaAs (1), восьмипериодного БО GaAs/AlAs на подложке GaAs (2) и такого же БО с покрывающим слоем из GaAs (3) вблизи частоты экситонного резонанса в GaAs.

Свет падает из вакуума.

На рис. 5 изображены рассчитанные спектры отражения объемного GaAs (кривая 1) и БО GaAs/AlAs ($N = 8$) с толщинами слоев a , b , подобранными так, чтобы обеспечить выполнение условия $\frac{2\pi}{\lambda_0} \tilde{n}_A a = \frac{2\pi}{\lambda_0} \tilde{n}_B b = \frac{\pi}{2}$, где $\lambda_0 = \omega_0 c$ (кривая 2). Можно видеть, что амплитуда экситонного резонанса в спектре отражения брэгговской структуры оказывается на порядок больше, чем в спектре объемного GaAs. В обоих случаях мы брали $\hbar\omega_{LT} = 0.1 \text{ meV}$, $\hbar\Gamma = 1 \text{ meV}$ [8]. Более того, почти стопроцентная экситонная модуляция спектра отражения достигнута в случае, если толщина первого слоя GaAs в структуре удовлетворяет условию $l = \frac{\lambda_0}{2\tilde{n}_A}$ (кривая 3). Такое резкое возрастание модуляции спектра обусловлено деструктивной интерференцией волн, отраженных от границ вакуум-покрывающий слой и покрывающий слой-периодическая структура. В отличие от рассмотренного в [9] случая брэгговского экситонного отражения от структуры с квантовыми ямами, когда усиление экситонного резонанса происходит лишь в случае близкого соответствия (расстройка не более Γ) частоты экситонного резонанса и частоты брэгговской интерференции, в нашем случае эффект усиления имеет место при расстройке порядка ширины основной полосы отражения (порядка 5% от частоты резонанса или несколько десятков Γ для GaAs). Обеспечивая колоссальное усиление экситонной особенности в спектре отражения, такие брэгговские структуры могут позволить с высокой точностью определять такие экситонные характеристики, как сила осциллятора и радиационное время жизни, исследовать поляритонный эффект.

В заключение перечислим основные результаты данной работы. В рамках метода матриц переноса рассмотрено влияние поглощения света на оптические свойства БО. Установлено, что максимальная величина коэффициента отражения света от брэгговской структуры зависит немонотонно от коэффициента поглощения. Минимум этой зависимости соответствует переходу от режима интерференционного отражения света к режиму «металлического» отражения. Показано, что в периодической структуре происходит резкое усиление экситонной особенности в спектре отражения в случае, если интерференционное условие выполняется на длине волны, близкой к длине волны экситонного резонанса в одном из компоноющих материалов. В частном случае получена почти стопроцентная экситонная модуляция спектра отражения.

Список литературы

- [1] Saka T., Hirofani M., Kato T., Susava H. J. Appl. Phys. **73**, 380 (1993).
- [2] von Lehmen A., Banwell T., Carrion L., Stoffel N., Florez L., Haribson J. Electron Lett., **28**, 21 (1992).
- [3] Andreev V.M., Komin V.V., Kochnev I.V., Lantratov V.M., Shvarts M.Z. Proc. of the First World Conf. on Photovoltaic Energy Conversion. Hawaii (1994). In press.
- [4] Parry G., Whitehead M., Stevens P., Rivers A., Bames P., Atkinson D., Roberts J.S., Button C., Woodbridge K., Roberts C. Phys. Scripta **35**, 210 (1991).
- [5] Whitehead M., Parry G. Electron. Lett. **22**, 568 (1989).
- [6] Hori J. Spectral Properties of Disordered Chains and Lattices. Oxford (1986).
- [7] Ziman J.M. Models of Disorder: Theoretical Physics of Homogeniously Disordered Systems Cambridge University Press (1979).
- [8] Ивченко Е.Л., Копьев П.С., Кочерешко В.П., Уральцев И.Н., Яковлев Д.Р., Иванов С.В., Мельдер Б.Я., Калитеевский М.А. ФТП **22**, 784 (1988).
- [9] Ивченко Е.Л., Йорда С., Несвижский А.И. ФТТ **36**, 2118 (1994).