

©1995

ДВУОСНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ СВЕРХРЕШЕТОК GaAs/AlAs(hhl)

М.В.Белоусов, Е.Л.Ивченко, А.И.Несвижский

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург
(Поступила в Редакцию 26 сентября 1994 г.)

Построена теория диэлектрической проницаемости в экситонной области спектра для периодической гетероструктуры типа GaAs/AlAs, выращенной в направлении с высокими индексами Миллера. Проанализирована зависимость анизотропии силы осциллятора экситонов в плоскости, перпендикулярной оси роста, от кристаллографической ориентации этой оси, от толщины слоев структуры и от зонных параметров композиционных материалов. С помощью теории возмущений выведены простые аналитические выражения, которые с хорошей точностью описывают оптическую анизотропию сверхрешеток GaAs/AlAs(hhl) с произвольными h и l . Для экситонов e_1 -HH1(1s) и e_1 -LH1(1s) разность сил осциллятора в поляризациях $\mathbf{E} \parallel [\bar{1}10]$ и $\mathbf{E} \parallel [l(2\bar{h})]$ имеет противоположные знаки. Модуль этой разности достигает наибольшего значения для структуры с GaAs/AlAs(110), имеет локальный максимум при $l = 2h$ и обращается в нуль для структур с осями роста [001] или [111].

Структуры с квантовыми ямами и сверхрешетки, выращенные из оптически изотропных композиционных материалов в низкосимметричном кристаллографическом направлении, обладают двуосной оптической анизотропией [1-7]. В [7] оптическая анизотропия периодических гетероструктур GaAs/AlAs(113) в плоскости, перпендикулярной оси роста, исследовалась методом резонансной модуляционной спектроскопии отражения. Расчет анизотропии силы осциллятора экситонов e_1 -HH1(1s) и e_1 -LH1(1s) проводился в [7] численно в методе эффективной массы с учетом состояний в верхней валентной зоне Γ_8 и спин-орбитально отщепленной зоне Γ_7 . В настоящей работе развита теория возмущений, позволяющая получать простые аналитические выражения для компонент тензора эффективной диэлектрической проницаемости структуры GaAs/AlAs, выращенной в направлении с высокими индексами Миллера. Сравнение с результатами численного расчета показывает, что полученные приближенные формулы с хорошей точностью описывают зависимость оптической анизотропии от направления роста, толщины слоев и параметров зонной структуры композиционных материалов.

1. Общий симметричный анализ

В короткопериодной гетероструктуре применимо приближение оптически однородной эффективной среды [8,9], позволяющее описывать распространение света в терминах локального тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$. Сверхрешетка GaAs/AlAs, выращенная в направлении $[hhl]$, симметрична к отражению в плоскости $(1\bar{1}0)$. Поэтому в системе координат $x \parallel [l(2\bar{h})]$, $y \parallel [\bar{1}10]$ и $z \parallel [hhl]$ тензор $\epsilon_{\alpha\beta}$ не содержит недиагональных компонент с $\alpha = y$ или $\beta = y$ и имеет вид

$$\hat{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & \epsilon_{xz} \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ \epsilon_{zx} & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где $\epsilon_{zx} = \epsilon_{xz}$. В частных случаях $l = h$ или $l = 0$ структура обладает дополнительными элементами симметрии, запрещающими все недиагональные компоненты $\epsilon_{\alpha\beta}$.

Нормальными световыми волнами при распространении в плоскости $(1\bar{1}0)$ являются обыкновенная волна, поляризованная вдоль оси y , с показателем преломления $n_1 = \sqrt{\epsilon_{yy}}$, и необыкновенная волна $\mathbf{E} \perp y$, показатель преломления которой n_2 в линейном по ϵ_{xz} приближении определяется выражением

$$n_2^2 \approx n_e^2 - 2n_{e,z} \frac{\epsilon_{xz}}{\epsilon_{zz}} \sin \varphi, \quad (2)$$

$$n_e^2 = \epsilon_{xx} + \sin^2 \varphi \left(1 - \frac{\epsilon_{xx}}{\epsilon_{zz}} \right), \quad n_{e,z}^2 = n_e^2 - \sin^2 \varphi,$$

где φ — угол между волновым вектором света \mathbf{q} и осью z .

У нормальных световых волн, распространяющихся в плоскости (y, z) , все три компоненты вектора \mathbf{E} отличны от нуля, а показатели преломления n_1, n_2 не содержат линейных по ϵ_{xz} слагаемых и во втором порядке по ϵ_{xz} определяются выражениями

$$n_1^2 \approx n_0^2 - (\epsilon_{yy} - \epsilon_{xx} + \sin^2 \varphi) \frac{\epsilon_{xz}^2}{n_e^2 - n_0^2}, \quad (3)$$

$$n_2^2 \approx n_e^2 + \epsilon_{yy} \frac{\epsilon_{xz}^2}{n_e^2 - n_0^2} \sin^2 \varphi, \quad (4)$$

где для удобства показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн в среде с $\epsilon_{xz} = 0$

$$n_0^2 = \epsilon_{xx}, \quad n_e^2 = \epsilon_{yy} + \sin^2 \varphi \left(1 - \frac{\epsilon_{yy}}{\epsilon_{zz}} \right).$$

2. ЛН-НН-смешивание при размерном квантовании

Запишем гамильтониан Латтинжера \mathcal{H}_{Γ_8} в объемном полупроводнике в виде суммы изотропной составляющей

$$\mathcal{H}_{\Gamma_8}^0 = \left(A + \frac{5}{4}B \right) k^2 - B(\mathbf{Jk})^2 \quad (5)$$

и анизотропного возмущения

$$V_{\Gamma_8} = - \left(\frac{D}{\sqrt{3}} - B \right) \sum_{i \neq j} \{ J_i J_j \} k_i k_j. \quad (6)$$

Здесь \mathbf{k} — волновой вектор дырки, A , B , D — зонные параметры, J_i — матрицы углового момента в базисе Γ_8 , $i, j = 1, 2, 3$ — главные оси симметрии кристалла [100], [010] и [001], $\{ J_i, J_j \} = (J_i J_j + J_j J_i)/2$.

В качестве решений невозмущенной задачи

$$\mathcal{H}_{\Gamma_8}^0 \hat{C}_{m\mathbf{k}}^{(0)} = E_m^0 \hat{C}_{m\mathbf{k}}^{(0)} \quad (7)$$

с собственными числами

$$E_{\pm 3/2}^0 = (A - B)k^2, \quad E_{\pm 1/2}^0 = (A + B)k^2$$

возьмем четырехкомпонентные столбцы, описывающие состояния с заданной спиральностью

$$\left(\frac{\mathbf{Jk}}{k} \right) \hat{C}_{m\mathbf{k}}^{(0)} = m \hat{C}_{m\mathbf{k}}^{(0)}.$$

В первом порядке по возмущению (6) получим

$$\hat{C}_{m\mathbf{k}} = \hat{C}_{m\mathbf{k}}^{(0)} + \sum_j' \frac{V_{jm}(\mathbf{k})}{E_m^0 - E_j^0} \hat{C}_{j\mathbf{k}}^{(0)}, \quad (8)$$

где

$$V_{jm}(\mathbf{k}) = \hat{C}_{j\mathbf{k}}^{(0)+} V_{\Gamma_8} \hat{C}_{m\mathbf{k}}^{(0)},$$

а штрих означает, что нужно исключить из суммирования состояния с $E_j^0 = E_m^0$. При выборе состояний $|\Gamma_8, m\rangle$ ($m = 3/2, 1/2, -1/2, -3/2$) в базисе Латтинжера-Кона (см. [10]) матричные элементы V_{jm} принимают вид

$$\|V_{jm}(\mathbf{k})\| = \frac{1}{4}(\sqrt{3}B - D)k^2 \begin{bmatrix} u & iv & w & 0 \\ -iv & -u & 0 & w \\ w & 0 & -u & -iv \\ 0 & w & iv & u \end{bmatrix}, \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} u &= \sqrt{3}(1 - \mu^2)(3\mu^2 + 1), & v &= 2\sqrt{1 - \mu^2}\mu(3\mu^2 - 1), \\ w &= (1 - \mu^2)(3\mu^2 - 1), & \mu &\equiv \cos \theta = l/(2l^2 + h^2)^{1/2}. \end{aligned} \quad (10)$$

В соответствии с соображениями симметрии при $\mathbf{k} \parallel [111]$ или $\mathbf{k} \parallel [001]$, т.е. при $l = h$ или $l = 0$, недиагональные компоненты матрицы (9), пропорциональные v или w , обращаются в нуль.

При расчете дырочных состояний в гетероструктуре GaAs/AlAs мы ограничимся приближением бесконечно высоких барьеров, т.е. пренебрежем проникновением волновой функции дырки в барьер. В этом случае задача сводится к нахождению волновой функции дырки в изолированной квантовой яме, и в структуре с плоскими интерфейсами для основного состояния $HH1$ ($m = \pm 3/2$) тяжелой дырки или $LN1$ ($m = \pm 1/2$) легкой дырки на дне подзоны, т.е. при $k_x = k_y = 0$, получаем

$$\psi_{1m}(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{2}{L_z}} \cos \frac{\pi z}{L_z} \sum_{m'} C_{mk, m'} u_{m'}(\mathbf{r}), \quad (11)$$

где L_z — ширина ямы, $u_{m'}(\mathbf{r})$ — блоховские функции представления Γ_8 , $C_{mk, m'}$ — компоненты столбца (8), соответствующие волновому вектору дырки с проекциями

$$\mathbf{k} = \frac{\pi}{L_z} \frac{1}{\sqrt{2h^2 + l^2}} (h, h, l) \quad (12)$$

на главные оси симметрии 1,2,3. Относительно простой вид формулы (11), в которую огибающая $\cos(\pi z/L_z)$ входит в качестве отдельного множителя, связан с тем, что гамильтониан \mathcal{H}_{Γ_8} , а значит, и матричные элементы $V_{jm}(\mathbf{k})$ инвариантны к замене \mathbf{k} на $-\mathbf{k}$. Заметим, что в рассматриваемом приближении для состояний на дне подзоны коэффициенты смешивания $C_{mk, m'}$ не зависят от ширины ямы L_z , поскольку в (8) как матричный элемент $V_{jm}(\mathbf{k})$, так и разность энергий $E_m^0 - E_j^0$ пропорциональны L_z^{-2} . В результате относительная анизотропия силы осциллятора экситона в плоскости (x, y) не зависит от ширины ямы L_z (см. раздел 4). Такая зависимость возникает при учете подмешивания к функции (11) состояний из других зон.

3. Учет спин-орбитально отщепленной зоны

Для учета подмешивания к состояниям $HH1$ и $LN1$ состояний из спин-орбитально отщепленной зоны рассмотрим дырочный гамильтониан размерности 6×6

$$\mathcal{H} = \begin{bmatrix} \mathcal{H}_{\Gamma_8} & \mathcal{H}_{nd} \\ \mathcal{H}_{nd}^+ & \mathcal{H}_{\Gamma_7} \end{bmatrix}, \quad (13)$$

включающий гамильтониан Латтинжера для зоны Γ_8 , эффективный гамильтониан 2×2 для зоны Γ_7 и недиагональные субматрицы \mathcal{H}_{nd} и \mathcal{H}_{nd}^+ , которые описывают взаимодействие зон Γ_8 и Γ_7 , зависящее квадратично от \mathbf{k} . Если величина спин-орбитального расщепления Δ мала по сравнению с шириной запрещенной зоны E_g , то компоненты матриц

\mathcal{H}_{Γ_7} и \mathcal{H}_{nd} определяются теми же зонными параметрами A, B, D , что и гамильтониан \mathcal{H}_{Γ_8} :

$$\mathcal{H}_{\Gamma_7} = Ak^2 + \Delta, \quad \mathcal{H}_{nd} = \begin{bmatrix} \frac{i}{\sqrt{2}}H & -i\sqrt{2}I \\ \frac{i}{\sqrt{2}}(G-F) & i\sqrt{\frac{3}{2}}H \\ -i\sqrt{\frac{3}{2}}H^* & \frac{i}{\sqrt{2}}(G-F) \\ -i\sqrt{2}I^* & -\frac{i}{\sqrt{2}}H^* \end{bmatrix}. \quad (14)$$

Здесь использованы стандартные обозначения [10]

$$H = -iDk_3(k_1 - ik_2), \quad G - F = B(2k_3^2 - k_1^2 - k_2^2),$$

$$I = \frac{\sqrt{3}}{2}B(k_1^2 - k_2^2) - iDk_1k_2, \quad (15)$$

k_1, k_2, k_3 — проекции волнового вектора дырки на главные оси симметрии.

Собственные столбцы \hat{C}_{mk} матрицы (13) состоят из шести компонент $C_{mk, m'}$, где индекс m' нумерует четыре базисных состояния Γ_8 и два состояния Γ_7 . Как и в предыдущем разделе, воспользуемся теорией возмущений, представив гамильтониан (13) в виде

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}^0 + V,$$

$$\mathcal{H}^0 = \begin{bmatrix} \mathcal{H}_{\Gamma_8}^0 & 0 \\ 0 & \mathcal{H}_{\Gamma_7} \end{bmatrix}, \quad V = \begin{bmatrix} V_{\Gamma_8} & \mathcal{H}_{nd}^0 + V_{nd} \\ (\mathcal{H}_{nd}^0 + V_{nd})^+ & 0 \end{bmatrix}. \quad (16)$$

Здесь оператор взаимодействия зон Γ_8 и Γ_7 записан как сумма изотропной составляющей \mathcal{H}_{nd}^0 , т.е. матрицы \mathcal{H}_{nd} при $D = \sqrt{3}B$, и анизотропного возмущения $V_{nd} = \mathcal{H}_{nd} - \mathcal{H}_{nd}^0$, пропорционального разности $D - \sqrt{3}B$.

Разложим состояние m, k по состояниям нулевого приближения

$$\hat{C}_{mk} = \sum_{j=1}^6 f_{mj} \hat{C}_{jk}^{(0)}, \quad (17)$$

где $\hat{C}_{jk}^{(0)}$ — шестикомпонентные столбцы с заданной спиральностью, у которых для состояний $j = 1-4$ (зона Γ_8 , $m = 3/2, 1/2, -1/2, -3/2$) и $j = 5, 6$ (зона Γ_7 , $m = \pm 1/2$) равны нулю соответственно две последних или четыре первых компоненты. Для матричных элементов

$$\mathcal{H}_{nd, mj}^0 = \hat{C}_{mk}^{(0)+} \mathcal{H}_{nd}^0 \hat{C}_{jk}^{(0)},$$

$$V_{nd, mj} = \hat{C}_{mk}^{(0)+} V_{nd} \hat{C}_{jk}^{(0)}.$$

получаем

$$\|\mathcal{H}_{nd,mj}^0\| = i\sqrt{2}Bk^2 \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \\ 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{bmatrix},$$

$$\|V_{nd,mj}\| = \frac{(D - \sqrt{3}B)k^2}{4\sqrt{2}} \begin{bmatrix} v & i2w \\ i2\sqrt{3}u & \sqrt{3}v \\ \sqrt{3}v & i2\sqrt{3}u \\ i2w & v \end{bmatrix}, \quad (18)$$

где функции u , v и w определены в (10). Заметим, что изотропное взаимодействие \mathcal{H}_{nd}^0 смешивает только состояния с одной и той же проекцией углового момента $m = \pm 1/2$.

Введем безразмерные параметры

$$\lambda = \frac{D - \sqrt{3}B}{2B}, \quad \chi = \frac{2Bk^2}{\Delta} = \frac{2\pi^2 B}{L_z^2 \Delta},$$

определяющие соответственно анизотропию гамильтониана Латтинжера и степень смешивания между состояниями в подзоне легких дырок и спин-орбитально отщепленной зоне. Рассчитав коэффициенты разложения f_{mj} в первом порядке по λ и в первом порядке по χ , получим

$$f_{11} = 1, \quad f_{12} = -\frac{i}{4}\lambda v \left(1 - \frac{1}{2}\chi\right),$$

$$f_{13} = \frac{1}{4}\lambda w(1 + \chi), \quad f_{14} = f_{15} = 0, \quad f_{16} = \frac{3i}{4\sqrt{2}}\lambda\chi w; \quad (19)$$

$$f_{21} = -\frac{i}{4}\lambda v, \quad f_{22} = 1, \quad f_{23} = 0, \quad f_{24} = -\frac{1}{4}\lambda w,$$

$$f_{25} = -\frac{i}{\sqrt{2}}\chi \left(1 + \sqrt{\frac{3}{2}}\lambda u\right), \quad f_{26} = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{3}{2}}\lambda\chi v \quad (20)$$

и аналогичные выражения для f_{mj} с $m \neq 1, 2$. Заметим, что вклад в слагаемые, пропорциональные произведению $\lambda\chi$, вносят первый порядок теории возмущений по взаимодействию V_{nd} и второй порядок с учетом взаимодействия \mathcal{H}_{nd}^0 и V_{Γ_8} .

Волновая функция размерно-квантованного состояния $HN1$ или $LH1$ записывается в виде (11), где суммирование следует проводить уже по шести значениям m' .

4. Анизотропия междузонных оптических переходов

Запишем выражение для тензора эффективной диэлектрической проницаемости в периодической структуре GaAs/AlAs(*hh*l) с учетом вкладов *1s*-экситонов, образованных из электрона в нижней подзоне *e1* и дырки *HH1* или *LH1*:

$$\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega) = \varepsilon_b \delta_{\alpha\beta} + \sum_{\nu=HH,LH} \frac{\Omega_{\alpha\beta}^{(\nu)}}{\omega_{\nu} - \omega - i\Gamma_{\nu}}, \quad (21)$$

где ω_{ν} и Γ_{ν} — резонансная частота и затухание экситона *e1*- ν 1(*1s*), ε_b — фоновая диэлектрическая проницаемость, слабо зависящая от частоты ω .

Используем при вариационном расчете экситона однопараметрическую пробную функцию

$$\Psi_{sm}^{(exc)} = \sqrt{\frac{2}{\pi a_{\perp}}} e^{-\rho/a_{\perp}} \Psi_{e1,s}(\mathbf{r}_e) \Psi_{h1,m}(\mathbf{r}_h), \quad (22)$$

где $\Psi_{e1,s}(\mathbf{r}_e)$ и $\Psi_{h1,m}(\mathbf{r}_h)$ — одночастичные волновые функции электрона и дырки, $\rho = [(x_e + x_h)^2 + (y_e - y_h)^2]^{1/2}$ — расстояние между электроном и дыркой в плоскости *x, y*, a_{\perp} — вариационный параметр, различный для экситонов *e1*-*HH1* и *e1*-*LH1*. Для экситона с волновой функцией (22) тензор $\Omega_{\alpha\beta}^{(\nu)}$ определяется выражением

$$\Omega_{\alpha\beta}^{(\nu)} = \frac{8e^2 I_{\nu}}{\hbar \omega_0^2 m_0^2 d a_{\perp}^2} \sum_{sm} p_{\nu m,cs}^{\alpha}(\mathbf{k}) p_{cs,\nu m}^{\beta}(\mathbf{k}), \quad (23)$$

где I_{ν} — квадрат интеграла перекрытия огибающих волновой функции электрона и дырки, который в приближении бесконечно высоких барьеров равен единице, d — период структуры. Междузонный матричный элемент оператора импульса $p_{cs,\nu m}(\mathbf{k})$ связан коэффициентами f_{mj} с матричными элементами оператора импульса, рассчитанными между состояниями с заданной спиральностью:

$$p_{cs,\nu m}^{\beta}(\mathbf{k}) = \sum_{j=1}^6 f_{mj} \langle \Gamma_6, s | \hat{p}_{\beta} | j \rangle.$$

Используя (19), (21) и (23), получаем для относительной анизотропии силы осциллятора экситона *e1*-*HH1*(*1s*) в плоскости *x, y*

$$\begin{aligned} \rho_{HH} &= \frac{\Omega_{xx}^{(HH)} - \Omega_{yy}^{(HH)}}{\bar{\Omega}^{(HH)}} = \frac{4}{\sqrt{3}} f_{13} - \frac{8i}{\sqrt{6}} f_{16} = \lambda \frac{w}{\sqrt{3}} (1 + 4\chi) = \\ &= \frac{1}{2B} \left(\frac{D}{\sqrt{3}} - B \right) (1 - \mu^2) (3\mu^2 - 1) \left(1 + \frac{8\pi^2 B}{L_z^2 \Delta} \right), \end{aligned} \quad (24)$$

где $\bar{\Omega}^{(\nu)}$ — сила осциллятора в пренебрежении смешиванием дырочных состояний.

$$\bar{\Omega}^{(\nu)} = \frac{8e^2 I_\nu p_{cv}^2}{\hbar \omega_0^2 m_0^2 d a_1^2}, \quad (25)$$

p_{cv} — модуль междузонного матричного элемента $\langle S | \hat{p}_z | Z \rangle$. Относительная анизотропия силы осциллятора экситона $e1-LH1(1s)$ определяется выражением

$$\rho_{LH} = 4\sqrt{3}f_{24} = -\sqrt{3}\lambda\chi, \quad (26)$$

в котором не содержится слагаемого, пропорционального $\lambda\chi$. Это означает, что в отличие от (24) линейный по χ вклад в ρ_{LH} имеет коэффициент, разложение которого по λ начинается с квадратичных членов. Для недиагональных компонент тензора $\Omega_{\alpha\beta}^{(HH)}$ находим

$$\Omega_{xz}^{(HH)} = \Omega_{zx}^{(HH)} = -\frac{2i}{\sqrt{3}} f_{12} \bar{\Omega}^{(HH)} = -\frac{1}{2\sqrt{3}} \lambda\nu \left(1 - \frac{1}{2}\chi\right) \bar{\Omega}^{(HH)}. \quad (27)$$

5. Сравнение с экспериментом и результатами точного расчета

На рис. 1 представлена зависимость оптической анизотропии ρ_ν ($\nu = HH, LH$) от ширины квантовой ямы, рассчитанная точно в рамках шестизонной модели $\Gamma_8 + \Gamma_7$ (кривые 1, 3) и по формулам (24), (26) (кривые 2, 4) для зонных параметров, взятых из [11]. Для широких ям ρ_ν является линейной функцией L_z^{-2} . Поэтому для удобства по оси абсцисс отложен квадрат обратной ширины ямы. Различие между наклонами кривых 1 и 2 или 3 и 4 в области малых L_z^{-2} связано с тем, что в приближенных формулах (24), (26) пренебрегается слагаемыми порядка $\lambda^2\chi \propto (D - \sqrt{3}B)^2 L_z^{-2}$. С уменьшением ширины ямы линейный

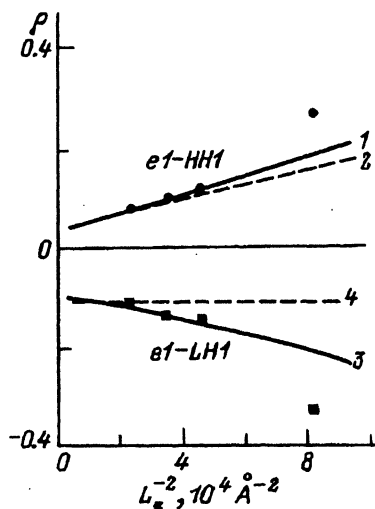


Рис. 1. Относительная анизотропия осциллятора ρ экситонов $e1-HH1(1s)$ и $e1-LH1(1s)$ в периодической гетероструктуре GaAs/AlAs(113) в зависимости от квадрата обратной толщины слоя GaAs.

Сплошная кривая — точный расчет в шестизонной модели $\Gamma_8 + \Gamma_7$; штриховые кривые — расчет по приближенным формулам (24), (26); точки — данные эксперимента [7].

ход кривых 1 и 3 нарушается по мере возрастания роли вкладов в ρ_{HH} и ρ_{LH} , пропорциональных χ^2 и более высоким степеням χ , которые не учитывались при выводе (24), (26). Однако видно, что простые аналитические формулы (24), (26) с хорошей точностью порядка χ описывают оптическую анизотропию структур, выращенных вдоль оси [113], и могут быть использованы для анализа зависимости ρ_{HH} , ρ_{LH} от зонного параметра $D - \sqrt{3}B$, от ширины ямы L_z и от направления роста структуры (или угла θ).

На рис. 1 приведены также экспериментальные точки, полученные для четырех структур GaAs/AlAs(113) с различными L_z . Методика эксперимента и измеренные спектры нормального отражения описаны в предыдущем сообщении [7]. Как видно из рис. 1, значения ρ_ν для трех образцов находятся в согласии с теорией, в которой не использовались подгоночные параметры и в которой пренебрегалось гофрированностью гетерограниц. К аналогичному выводу о том, что корругированность не влияет существенно на оптическую анизотропию, пришли авторы работы [12], которые измерили и сопоставили спектры пьезоотражения двух гетероструктур GaAs/AlAs(113) с плоскими и корругированными интерфейсами, а также провели численный расчет электронных состояний в рамках эмпирического гамильтониана сильной связи. Для четвертого образца с толщиной ямы $L_z = 35 \text{ \AA}$ и толщиной барьера 30 \AA экспериментальное и теоретическое значения заметно различаются (рис. 1). Это расхождение требует дополнительного изучения.

На рис. 2 изображена ориентационная зависимость оптической анизотропии периодических гетероструктур GaAs/AlAs(hhl). Структура с главной осью (111) аксиально изотропна: $\rho_\nu = 0$, так что при прохождении отношения l/h через единицу, т.е. угла θ через $\arccos(1/\sqrt{3})$, происходит изменение знака анизотропии. Она максимальна для структуры GaAs/AlAs(110) и имеет локальный максимум для структуры с осью роста [112], т.е. при $\mu = \cos \theta = \sqrt{2/3}$. Такое поведение анизотропии

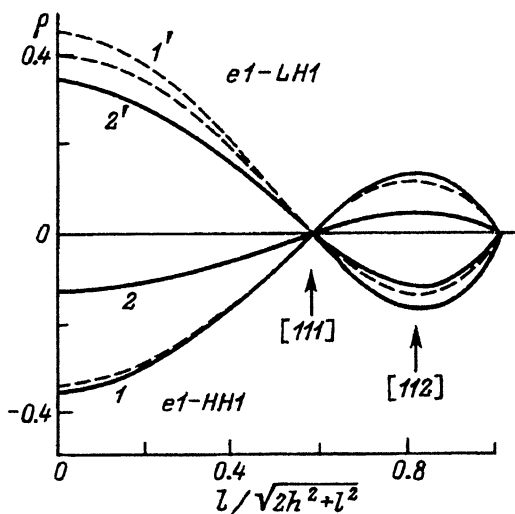


Рис. 2. Оптическая анизотропия силы осциллятора экситонов в плоскости, перпендикулярной оси роста структуры GaAs/AlAs(hhl), в зависимости от индексов Миллера h и l .

1, 2 — точный расчет в шестизонной модели для экситона $e1-HH1(1s)$ в структурах с толщиной слоя GaAs $L_z = 50$ (1) и 200 \AA (2); 1', 2' — то же для экситона $e1-LH1(1s)$. Штриховые линии — расчет по приближенным формулам (24), (26) для структуры с $L_z = 50 \text{ \AA}$.

легко понять, учитывая, что, согласно приближенным формулам (24), (26), $\rho_\nu \propto w = (1 - \mu^2)(3\mu^2 - 1)$, а функция $|w(\mu)|$ в области $0 \leq \mu^2 \leq 1$ имеет максимальное значение 1 при $\mu = 0$ и ее локальный максимум $w = 1/3$ расположен в точке $\mu = \sqrt{2/3}$. Таким образом, для ориентационной зависимости ρ_ν имеется также хорошее согласие между результатами точного и приближенного расчетов.

В заключение заметим, что в данной работе рассмотрение проводилось в приближении бесконечно высоких барьеров. При конечной высоте барьеров возникает дополнительное смешивание состояний тяжелых и легких дырок на гетерогранице ($hh1$), так как коэффициенты в граничных условиях для огибающих волновой функции дырки зависят от параметра анизотропии $D - \sqrt{3}B$. Этот механизм смешивания может вносить вклад в оптическую анизотропию при учете различия зонных параметров в материалах ямы и барьера.

Работа профинансирована Фондом фундаментальных исследований России и Международным научным фондом (гранты № NUB000 и № NWR000).

Список литературы

- [1] Gershoni D., Weiner J.S., Chu S.N.G., Baraff G.A., Vandenberg J.M., Preiffer L.N., West K., Logan R.A. Tanbun-Ek T. Phys. Rev. Lett. **65**, 13, 1631 (1990).
- [2] Gershoni D., Brener I., Baraff G.A., Chu S.N.G., Preiffer L.N., West K. Phys. Rev. **B44**, 4, 1930 (1991).
- [3] Kajikawa Y., Hata M., Isu T., Katayama Y. Surf. Sci. **267**, 501 (1992).
- [4] Nojima S. Phys. Rev. **B47**, 20, 13535 (1993).
- [5] Nötzel R., Ledentsov N.N., Daweritz L., Hobenstein M., Ploog K. Phys. Rev. Lett. **67**, 27, 3812 (1991).
- [6] Nötzel R., Ledentsov N.N., Ploog K. Phys. Rev. **B47**, 3, 1299 (1993).
- [7] Белоусов М.В., Берковец В.Л., Гусев А.О., Ивченко Е.Л., Копьев П.С., Леденцов Н.Н., Несвижский А.И. ФТТ **36**, 4, 1098 (1994).
- [8] Ивченко Е.Л. ФТТ **33**, 8, 2388 (1991).
- [9] Ивченко Е.Л., Несвижский А.И., Йорда С. ФТТ **36**, 7, 2118 (1994).
- [10] Бир Г.Л., Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М. (1972), 584 с.
- [11] Skolnick M.S., Jain A.K., Stradling R.A., Leotin J., Ousset J.C., Askenazy S. J. Phys. C. **9**, 14, 2809 (1976).
- [12] Armelles G., Gonzalez L., Velasco V.R. 22nd Int. Conf. Phys. Semicond. Vancouver, Canada (1994). Abstracts. P. TuP-091.