

ВЛИЯНИЕ ЦЕНТРОВ Mn_{Ga} В GaAs НА ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ ВБЛИЗИ КРАЯ ОСНОВНОЙ ПОЛОСЫ ПОГЛОЩЕНИЯ

Аверкиев Н. С., Гуткин А. А., Максимова О. Г., Осипов Е. Б.

Развита теория, описывающая влияние парамагнитных примесных центров на межзонный эффект Фарадея в полупроводниках типа GaAs. Детальные расчеты проведены для случая, когда таким центром является Mn_{Ga} , связывающий в нейтральном состоянии дырку, обменным образом взаимодействующую с пятью $3d$ -электронами остова Mn. Показано, что имеющиеся экспериментальные данные по эффекту Фарадея в p -GaAs с концентрацией Mn $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при низкой температуре могут быть объяснены в рамках предложенной теории. При 300 К наблюдавшееся дополнительное вращение плоскости поляризации, по-видимому, вызвано сужением запрещенной зоны кристалла вследствие ионизации акцептора Mn.

В ряде работ [1-6] показано, что многие свойства центра в Mn_{Ga}^0 могут быть объяснены обменным взаимодействием связанной на центре дырки (полный момент $3/2$) с пятью $3d$ -электронами остова Mn (полный спин $5/2$). Это взаимодействие антиферромагнитно, так что основному уровню отвечает величина полного момента дырки и $3d^5$ -электронов $F=1$. Кроме этой модели, существует и альтернативное рассмотрение, которое основывается на предположении, что Mn_{Ga}^0 связывает дырку в $3d$ -оболочке, в силу чего электронная конфигурация остова соответствует $3d^4$ [7, 8]. Такая модель применялась для объяснения экспериментально наблюдаемой величины межзонного эффекта Фарадея в GaAs: Mn [8]. Согласно [8], дополнительный поворот плоскости поляризации, связанный с появлением в кристалле центров Mn_{Ga}^0 , обусловлен изменением волновых функций валентной зоны под действием магнитного момента Mn_{Ga}^0 в магнитном поле. Примерно одинаковая величина эффекта при температурах 2 и 300 К объясняется тем, что основным состоянием $3d^4$ -электронов Mn_{Ga}^0 является синглет 1A_1 . Магнитный момент такого состояния в магнитном поле определяется подмешиванием возбужденных состояний, т. е. имеет диамагнитную природу, и не зависит от температуры (парамагнетизм Ван-Флека). Однако эта модель противоречит эксперименту [6, 7], показывающему, что вклад центров Mn_{Ga}^0 в магнитную восприимчивость при увеличении температуры от 4 до 300 К уменьшается на 2 порядка.

Цель настоящей работы — теоретическое рассмотрение эффекта Фарадея в p -GaAs: Mn в рамках обменной модели центра Mn_{Ga}^0 , которая, естественно, описывает экспериментально полученную температурную зависимость магнитной восприимчивости Mn_{Ga}^0 , а также другие свойства этого центра. Сопоставление расчетов с данными эксперимента [8] показывает, что вклад Mn в межзонный эффект Фарадея при низких температурах полностью определяется воздействием магнитного момента Mn^0 на ν -зону, тогда как при температуре 300 К доминирующим фактором является сужение ширины запрещенной зоны из-за возрастания концентрации свободных дырок вследствие ионизации центров Mn_{Ga} .

Угол вращения плоскости поляризации θ для света с частотой ω , распространяющегося вдоль магнитного поля H (ось z), выражается через действительную часть недиагональной компоненты тензора электропроводности $\sigma_{xy}(\omega)$ [9]:

$$\frac{\theta}{l} = \frac{2\pi}{cn_0} \text{Re } \sigma_{xy}(\omega), \quad (1)$$

где c — скорость света, n_0 — показатель преломления, l — длина образца. В случае доминирующей роли межзонных переходов выражение для $\sigma_{xy}(\omega)$, полученное в приближении эффективной массы в рамках теории линейного отклика, имеет вид [10, 11]

$$\sigma_{xy} = \sum_{a,b} \frac{e^2}{im_0^2\omega} \frac{\rho_a^0 - \rho_b^0}{E_a - E_b - \hbar\omega} \langle b | \hat{p}_x | a \rangle \langle a | \hat{p}_y | b \rangle, \quad (2)$$

где a и b — наборы квантовых чисел, характеризующих состояния электронов в зоне проводимости и в валентной зоне во внешнем магнитном поле, E_a и E_b — энергии этих состояний, $\langle b | \hat{p}_i | a \rangle$ — матричный элемент оператора проекции импульса, $\rho_{a(\delta)}^0$ — равновесная функция распределения носителей, e и m_0 — заряд и масса свободного электрона.

Волновая функция для состояний вблизи дна зоны проводимости GaAs подобна обычной волновой функции электрона в магнитном поле [12], а энергия, отсчитываемая от вершины валентной зоны, имеет вид

$$E_{c n, m_s}(k_x) = E_g + \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) + \mu_0 g_s H m_s + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_c}, \quad (3)$$

где m_c , g_s и k_x — эффективная масса, g -фактор и проекция квазиимпульса электрона на ось z , $m_s = \pm 1/2$, n — номер уровня Ландау, ω_c — циклотронная частота.

Для определения волновых функций и энергии электронов в валентной зоне будем пренебрегать гофрировкой этой зоны и воспользуемся результатами работы [13]. Согласно [13], для валентной зоны типа зон Ge, Si, GaAs эти волновые функции ψ_n^i в случае идеального кристалла могут быть представлены в виде

$$\psi_n^i = [C_{n, 3/2}^i U_{n+3/2} + C_{n, 1/2}^i U_{n+1/2} + C_{n, -1/2}^i U_{n+2} + C_{n, -3/2}^i U_{n+3}]. \quad (4)$$

Здесь φ_α — блоховские амплитуды в вершине валентной зоны для различных проекций α полного момента, U_n — волновая функция гармонического осциллятора в состоянии с номером n ($n=0, 1, 2, \dots$).

Коэффициенты $C_{n, \alpha}^i$ определяются из условия нормировки

$$\sum_{\alpha} |C_{n, \alpha}^i|^2 = 1 \quad (5)$$

и системы линейных уравнений

$$\begin{aligned} (a_1 - E_n^i) C_{n, 3/2}^i + a_5 C_{n, 1/2}^i + a_6 C_{n, -1/2}^i &= 0, \\ a_5 C_{n, 3/2}^i + (a_2 - E_n^i) C_{n, 1/2}^i + a_7 C_{n, -3/2}^i &= 0, \\ a_6 C_{n, 3/2}^i + (a_3 - E_n^i) C_{n, -1/2}^i + a_8 C_{n, -1/2}^i &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где E_n^i представляет собой энергию состояния с волновой функцией ψ_n^i и находится как собственное значение матрицы

$$\begin{pmatrix} a_1 & a_5 & a_6 & 0 \\ a_5 & a_2 & 0 & a_7 \\ a_6 & 0 & a_3 & a_8 \\ 0 & a_7 & a_8 & a_4 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

в которой

$$\begin{aligned} a_1 &= -\left(\frac{B}{2} + A\right) \frac{2}{\lambda^2} \left(n + \frac{1}{2}\right) + (B - A) k_x^2 + \frac{3}{2} \mu_0 g_h H, & a_5 &= \frac{\sqrt{6} B}{\lambda} \sqrt{n+1} k_x, \\ a_2 &= \left(\frac{B}{2} - A\right) \frac{2}{\lambda^2} \left(n + \frac{3}{2}\right) - (B + A) k_x^2 + \frac{1}{2} \mu_0 g_h H, & a_6 &= \frac{\sqrt{3} B}{\lambda^2} \sqrt{(n+2)(n+1)}, \\ a_3 &= \left(\frac{B}{2} - A\right) \frac{2}{\lambda^2} \left(n + \frac{5}{2}\right) - (B + A) k_x^2 - \frac{1}{2} \mu_0 g_h H, & a_7 &= \frac{\sqrt{3} B}{\lambda^2} \sqrt{(n+3)(n+2)}, \\ a_4 &= -\left(\frac{B}{2} + A\right) \frac{2}{\lambda^2} \left(n + \frac{7}{2}\right) + (B - A) k_x^2 - \frac{3}{2} \mu_0 g_h H, & a_8 &= -\frac{\sqrt{6} B}{\lambda^2} k_x \sqrt{n+1}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь λ — магнитная длина $(\hbar c/eH)^{1/2}$, A и B — параметры, определяющие массы легкой и тяжелой дырок [13], g_h — g -фактор дырок.

Используя приведенные выше энергии и волновые функции состояний в v - и c -зонах и подставляя в (1) выражение (2), получаем

$$\frac{\theta}{l} = \frac{e^3 H |p_{cv}|^2}{2\pi c^2 n_0 m_0^2} \int dk_z \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{i=1}^4 \left\{ \frac{|C_{n, 3/2}^i|^2}{(E_{c, n, 1/2} - E_n^i)^2 - \hbar^2 \omega^2} + \frac{|C_{n, 1/2}^i|^2/3}{(E_{c, n+1, -1/2} - E_n^i)^2 - \hbar^2 \omega^2} - \frac{|C_{n, -1/2}^i|^2/3}{(E_{c, n+2, 1/2} - E_n^i)^2 - \hbar^2 \omega^2} - \frac{|C_{n, -3/2}^i|^2}{(E_{c, n+3, -1/2} - E_n^i)^2 - \hbar^2 \omega^2} \right\}, \quad (9)$$

где $p_{cv} = \langle x | \hat{p}_x | s \rangle$ — межзонный матричный элемент оператора импульса (для GaAs $p_{cv} = 1.4 \cdot 10^{-14}$ ед. СГС [14]).

Введение глубоких центров в идеальный кристалл вызывает дополнительное вращение плоскости поляризации света вблизи длинноволнового края межзонных переходов при низкой температуре. Это вращение может быть обусловлено переходами электронов центр— c -зона и v -зона—центр или изменением состояний v - и c -зон под действием ориентации центров в магнитном поле. Для GaAs: Mn переходы с участием центра не дают существенного вклада в эффект Фарадея в области энергий фотонов вблизи ширины запрещенной зоны из-за отсутствия электронов на центре Mn_{Ga}^0 в первом случае и большой разницы между энергией фотонов и пороговой энергией перехода — во втором (пороговая энергия фотоэмиссии дырок с центра $Mn_{Ga}^0 \sim 0.11$ эВ). Изменение состояний v -зоны под действием выстраивания центров Mn_{Ga}^0 в магнитном поле может быть учтено путем добавления к гамильтониану, описывающему состояния дырок в v -зоне в магнитном поле [13], оператора обменного взаимодействия $\hat{\mathcal{H}}_{обк}$ между дыркой в v -зоне и центром Mn_{Ga}^0 , усредненного по состояниям этих центров [15]:

$$\hat{\mathcal{H}}_{обк} = I \langle F_z \rangle J_z, \quad (10)$$

где $\langle F_z \rangle$ — среднее значение проекции на ось z полного момента Mn_{Ga}^0 , I — константа обменного взаимодействия, включающая в себя действие всех центров. Поскольку оператор (10) имеет отличные от 0 только диагональные матричные элементы, такое добавление приводит к изменению a_1 , a_2 , a_3 и a_4 в (7), (8) соответственно на величины $3/2 I \langle F_z \rangle$, $1/2 I \langle F_z \rangle$, $-1/2 I \langle F_z \rangle$, $-3/2 I \langle F_z \rangle$.

Величина $\langle F_z \rangle$ зависит от температуры и при низких температурах, когда все центры находятся в состоянии с $F=1$ [3], равна

$$\langle F_z \rangle = \frac{\exp(-x) - \exp(x)}{1 + \exp(x) + \exp(-x)}, \quad (11)$$

где $x = \mu_0 g_1 H / k_0 T$, g_1 — g -фактор состояния Mn_{Ga}^0 с $F=1$ ($g_1 \approx 2.75$ [3-5]).

При температурах ~ 300 К и в полях < 5 Т для Mn_{Ga}^0 $\langle F_z \rangle \approx 0$ ($\mu_0 g_1 (2, 3, 4) H / kT \ll 1$ [3]).

Изменения состояний c -зоны под действием центров Mn сводятся только к изменению энергии (3) на величину $I_c \langle F_z \rangle m_c$, где I_c — константа обменного взаимодействия электронов в c -зоне с центрами Mn_{Ga}^0 , учитывающая влияние всех центров. При вычислении $\Delta\theta$, связанного с Mn_{Ga}^0 , мы будем предполагать, что $I_c = 0$, поскольку оценки для соединений $Mn_x Cd_{1-x} Te$, зонная структура которых подобна структуре GaAs, дают $I_c \ll I$ [15].

Используя (9) и описанную выше процедуру определения входящих в него параметров, можно рассчитать $\theta(H, \omega)$, если известна величина константы обменного взаимодействия. При этом следует заметить, что кулоновское взаимодействие виртуальных электрона и дырки приводит к отличию величины θ/l от значения, вычисленного согласно (9), в области частот вблизи $(E_g - E_0)/\hbar$, где E_0 — энергия связи экситона. Однако, как показано в Приложении, если $\hbar\omega < E_g - 5E_0$, это различие несущественно.

Развитая выше теория была использована для объяснения экспериментальных данных по эффекту Фарадея при 2 К в p -GaAs: Mn с концентрацией

Mn $5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ [8]. Для GaAs $E_0 \approx 5$ эВ и практически все данные [8] относятся к диапазону частот $\omega \ll (E_g - 5E_0)/\hbar$. Для вычислений θ/l использовались следующие значения параметров: $A = -2.99 \cdot 10^{-27}$ эрг·см 2 , $B = -2.09 \times 10^{-27}$ эрг·см 2 , $g_c = -0.44$, $g_s = 2.4$, $m_c = 0.07m_0$, $n_0 = 3.4$. Величина E_g при низкой температуре (2–10 К) считалась не зависящей от концентрации Mn и практически равной 1.519 эВ. К сожалению, детальное сопоставление расчетов с экспериментальными данными по спектральному распределению обусловленного Mn изменения коэффициента Вердье $[\Delta\theta(H, \omega)/Hl]$ затруднено, поскольку в [8] приведен только диапазон магнитных полей, использованных в экспериментах ($H=0-5$ Т). В этом диапазоне, как видно из экспериментальных данных [8] и как предсказывает рассмотренная теория [см. выражение (11)], зависимость $\Delta\theta(H, \omega)$ от H нелинейна. В связи с этим мы проводили расчеты $\Delta\theta(H, \omega)/l$ для $H=5$ и 0.5 Т. Согласие с данными [8] (рис. 1, а) до-

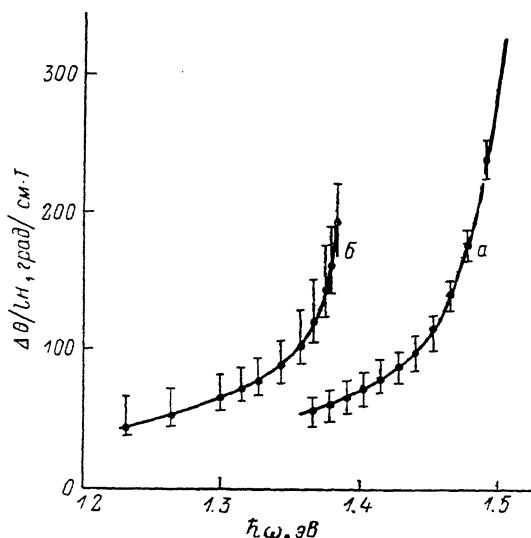


Рис. 1. Спектральная зависимость связанного с легированием Mn дополнительного угла поворота плоскости поляризации света в кристалле GaAs.

Т, К: а—2, б—300. Точки — эксперимент [8], сплошные линии — расчет. а — разность между величинами, вычисленными согласно выражениям (9) и (11) для $T=2$ К, $E_g=1.519$ эВ, $H=5$ Т при $I=0$ и $2.2 \cdot 10^{-15}$ эрг. б — разность между величинами, вычисленными согласно выражению (9) при $E_g^* = 1.43$ и $E_g^* = 1.4205$ эВ для $\langle F_s \rangle = 0$ ($T=300$ К).

стигалось при $I=2.2 \cdot 10^{-15}$ эрг (для $H=5$ Т) и $I=1.3 \cdot 10^{-15}$ эрг (для $H=0.5$ Т). Другим фактором, который также может вносить некоторую неопределенность в полученную такой аппроксимацией величину I , может быть влияние случайных электрических и деформационных полей, расщепляющих состояние $F=1$ Mn 0 уже при $H=0$. Такое расщепление можно учесть, введя эффективную температуру образца T^* , превышающую температуру измерений (2 К [8]). Как показывают расчеты, это уменьшает нелинейность зависимости $\Delta\theta(H, \omega)$ от H и увеличивает I , необходимое для согласования расчета с экспериментом. Данные по зависимости $\Delta\theta(H, \omega)$ от H [8] объясняются при $T^*=2-10$ К. Аппроксимация спектров $\Delta\theta(H, \omega)$ при $T^*=10$ К дает $I \approx 4.4 \cdot 10^{-15}$ эрг (для $H=5$ Т) и $I \approx 3.9 \cdot 10^{-15}$ эрг (для $H=0.5$ Т). Таким образом, результаты эксперимента объясняются, если I лежит в интервале $(1.3 \div 4.4) \cdot 10^{-15}$ эрг. В расчете на один атом Mn это значение по порядку величины совпадает с константой обменного взаимодействия Mn с ν -зоной в соединениях Mn $_x$ Cd $_{1-x}$ Te [16] и других подобных им полупроводниках. При 300 К, как уже упоминалось, $\langle F_s \rangle = 0$ и дополнительное вращение плоскости поляризации света, связанное с обменным взаимодействием, должно отсутствовать. Однако при такой температуре вследствие ионизации акцепторов Mn $_{Ga}$ в образцах с концентрацией Mn $5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ концентрация свободных дырок составляет $7 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$. Это приводит к сужению запрещенной зоны, что при заданной частоте света $\hbar\omega < E_g$

вызывает увеличение угла поворота плоскости поляризации в магнитном поле по сравнению с образцом чистого GaAs, концентрация свободных носителей в котором низка. Результаты эксперимента [8] при 300 К описываются расчетом при $\langle F_x \rangle = 0$, если принять, что сужение ширины запрещенной зоны вследствие ионизации центров Mn составляет 9.5 мэВ (рис. 1, б). Указанная величина сужения представляется разумной [17]. Проведенный анализ показывает, что модель центра Mn_{Ga}^0 , в которой слабо связанная дырка обменным образом взаимодействует с пятью d -электронами Mn, может объяснить существующие экспериментальные данные по влиянию Mn на эффект Фарадея в GaAs.

Приложение

Выражения для величины α_{xy} в присутствии магнитного поля могут быть получены не только в рамках теории линейного отклика, но и более формально. Для этого надо вычислить поляризационный оператор $\Pi_{xy}(r, r', \omega)$ [18] и в случае пренебрежения волновым вектором света q проинтегрировать по $d^3r d^3r'$ (рис. 2, а).

Кулоновское взаимодействие между электронами в валентной зоне и в зоне проводимости перенормирует одну из вершин петлевой диаграммы (рис. 2, б).

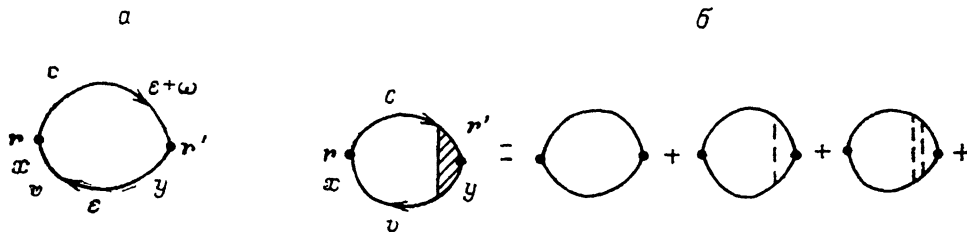


Рис. 2. Петлевые диаграммы, необходимые для расчета эффекта Фарадея при межзонных переходах.

а — без учета, б — с учетом кулоновского взаимодействия. Верхняя линия относится к зоне проводимости, а нижняя — к валентной.

В вычислении ряда (рис. 2, б) и состоит учет экситонных эффектов. (Отметим, что на рис. 2 приведена одна из диаграмм, дающих вклад в Π_{xy} , другая часть возникает при замене направления стрелок на противоположное). Как известно, подобный ряд для $\text{Im} \sum_i \Pi_{ii}$ определяет межзонный коэффициент поглощения света и выражается через квадрат волновой функции относительного движения электрона и дырки в экситоне в нуле. Вычисление Π_{xy} проще всего провести для простых сферических зон в модели, учитывающей воздействие магнитного поля лишь на спины частиц в валентной зоне. Такой расчет с учетом кулоновского взаимодействия дает

$$\text{Im} \Pi_{xy} = \beta \sum_{\mathbf{m}} |\Phi_{\mathbf{m}}(0)|^2 \{ (\hbar\omega - E_g - E_{\mathbf{m}} + \mu_0 g_{\mathbf{h}} H)^{-1} - (\hbar\omega - E_g - E_{\mathbf{m}} - \mu_0 g_{\mathbf{h}} H)^{-1} - (\omega \rightarrow -\omega) \}, \quad (\text{II. 1})$$

где $g_{\mathbf{h}}$ — g -фактор дырки, β — постоянная, определяемая квадратом межзонного матричного элемента импульса. Различные знаки у первого и второго слагаемых в фигурных скобках соответствуют различным проекциям спина дырки, а замена знака у ω — замене направления стрелок на рис. 2. Величины $\Phi_{\mathbf{m}}(0)$ и $E_{\mathbf{m}}$ в рассматриваемой модели определяются из уравнения Шредингера, описывающего относительное движение электрона и дырки в нулевом магнитном поле,

$$\left(\frac{\hat{p}^2}{2m^*} + V(r) - E_{\mathbf{m}} \right) \Phi_{\mathbf{m}}(r) = 0, \quad (\text{II. 2})$$

где $m^{*-1} = m_c^{-1} + m_{\mathbf{h}}^{-1}$, $V(r)$ — энергия кулоновского взаимодействия.

Выражение (П.1) можно упростить, рассматривая только частоты, близкие к частоте $(E_g + E_m)/\hbar$, и предполагая, что $|\mu_0 g_n H| \ll (\hbar\omega - E_g - E_m)$. Тогда, принимая во внимание только связанные состояния электрона и дырки [для которых $E_m = -E_0/m^2$, $\Phi_m^2(0) = (\pi a_0^3 m^3)^{-1}$, $a_0 = \hbar^2 \kappa / m^* e^2$], можно получить следующее выражение для экситонного вклада $\text{Im } \Pi_{xy}^{\text{ex}}$:

$$\text{Im } \Pi_{xy}^{\text{ex}} = \beta (2\mu_0 g_n H) (2\pi a_0)^{-1} (E_g - \hbar\omega)^{-1} (E_g - \hbar\omega - E_0)^{-1}. \quad (\text{П. 3})$$

Проводя аналогичный расчет для переходов валентная зона—зона проводимости без учета кулоновского взаимодействия, получим

$$\text{Im } \Pi_{xy}^{\text{ex}} = \sqrt{q} (q - 1) / 4 \text{Im } \Pi_{xy}^{\text{ex}}, \quad (\text{П. 4})$$

где $q = (E_g - \hbar\omega) / E_0$. Поскольку угол θ пропорционален $\text{Im } \Pi_{xy}^{\text{ex}}$, из (П.4) следует, что при $q > 5$ для оценки величины эффекта Фарадея можно не учитывать кулоновского взаимодействия.

Список литературы

- [1] Карлик И. Я., Меркулов И. А., Мирлин Д. Н., Никитин Л. Н., Перель В. И., Сапега В. Ф. // ФТТ. 1982. Т. 24. В. 12. С. 3550—3557.
- [2] Аверкиев Н. С., Гуткин А. А., Осипов Е. Б., Решиков М. А. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 10. С. 1847—1853.
- [3] Аверкиев Н. С., Гуткин А. А., Осипов Е. Б., Решиков М. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 3. С. 765—774.
- [4] Schneider J., Kaufmann U., Wikenning W., Baeumler M., Kohl F. // Phys. Rev. 1987. V. 59. N 2. P. 240—243.
- [5] Мастеров В. Ф., Штельмах К. Д., Барбашев М. Н. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 4. С. 654—656.
- [6] Frey Th., Maier M., Schneider J., Gehrle M. // J. Phys. C. 1988. V. 21. N 25. P. 5539—5545.
- [7] Андрианов Д. Г., Большева Ю. Н., Лазарева Г. В., Савельев А. С., Якубеня С. М. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 5. С. 810—813.
- [8] Hannel A. M., Twardowski A., Godlewski M. // Acta Phys. Polon. 1985. V. A67. N 2. P. 313—315.
- [9] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982. 620 с.
- [10] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 640 с.
- [11] Shen Y. R. // Phys. Rev. 1987. V. 133. N 2A. P. 511—515.
- [12] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Т. 3. М., 1979. 769 с.
- [13] Luttinger J. M. // Phys. Rev. 1956. V. 102. N 4. P. 1030—1041.
- [14] Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. М., 1970. 482 с.
- [15] Galazka R. R. // Pastyry Fiziky. 1977. V. 28. P. 601—610.
- [16] Gaj J. A., Planel R., Fishman G. // Sol. St. Commun. 1979. V. 29. N 5. P. 435—438.
- [17] Trankle L., Leier H., Forchel A., Haug H., Ell C., Weimann G. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 4. P. 419—422.
- [18] Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М., 1962. 444 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 24.04.1990
Принята к печати 14.05.1990