

УДК 621.315.592

## МАГНИТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ЦИРКУЛЯРНЫЙ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В $p$ -GaAs

*Е. Л. Ивченко, Ю. Б. Лянда-Геллер, Г. Е. Пижус*

Построена микроскопическая теория магнитоиндуцированного циркулярного фотогальванического эффекта в негиротропных кубических кристаллах  $A_3B_5$  с вырожденной валентной зоной. Проанализированы возможные механизмы эффекта, количественный расчет фототока выполнен для сдвигового фононного механизма. Кроме того, рассчитан магнитный циркулярный дихроизм при оптических переходах между ветвями тяжелых и легких дырок зоны  $\Gamma_8$ .

Как было впервые показано в [1, 2], в гиротропных кристаллах может наблюдаться циркулярный фотогальванический эффект (ФГЭ). От других этот ФГЭ отличается тем, что отвечающий ему фототок пропорционален степени циркулярной поляризации возбуждающего света  $P_{\text{цирк}}$  и меняет полярность при изменении ее знака. Циркулярный ФГЭ вначале был обнаружен в теллуре [3-5], а затем наблюдался в ряде других гиротропных кристаллов [6-12].

В [13], исходя из соображений симметрии, было предсказано, что в негиротропных кристаллах без центра симметрии, в которых обычный циркулярный ФГЭ невозможен, должен возникать магнитоиндуцированный циркулярный фототок  $j$ , описываемый феноменологическим соотношением

$$j_{\alpha} = I \Gamma_{\alpha\beta\gamma} H_{\beta} e_{\gamma}^* \quad (1)$$

Здесь  $\alpha = i$  ( $e \times e^*$ ),  $e$  — вектор поляризации,  $I$  — интенсивность возбуждающего света,  $H$  — магнитное поле. В негиротропных кристаллах тензор  $\Gamma$  симметричен по отношению к перестановке двух последних индексов, тогда как в гиротропных кристаллах этот тензор может иметь и симметричные, и антисимметричные составляющие. В кристаллах класса  $T_d$  тензор  $\Gamma$  имеет одну линейно-независимую компоненту

$$\Gamma_{\alpha\beta\gamma} = \Gamma |\delta_{\alpha\beta\gamma}| \quad (2)$$

где  $\delta$  — единичный антисимметричный тензор 3-го ранга. Индуцированный магнитным полем циркулярный ФГЭ был обнаружен экспериментально в кристаллах  $p$ -GaAs при возбуждении светом  $CO_2$ -лазера [14]. В настоящей работе обсуждаются возможные механизмы этого эффекта в кристаллах  $A_3B_5$   $p$ -типа (раздел 1) и проводится расчет фототока, связанного с одним из таких механизмов, а именно, фононного сдвигового вклада в ток, возникающего при рассеянии фотовозбужденных дырок на продольных оптических (LO) фононах с учетом анизотропной составляющей функции распределения, пропорциональной  $(\mathbf{ok}) \cdot (\mathbf{oH})$ , которая индуцируется магнитным полем при оптических переходах между подзонами тяжелых и легких дырок (здесь  $\mathbf{o} = \mathbf{k}/k$ ,  $\mathbf{k}$  — волновой вектор дырки). Этот механизм подобен сдвиговому механизму линейного ФГЭ, рассмотренному в [15] и обусловленному неравновесной добавкой к функции распределения  $\delta f_{\mathbf{k}} \sim (\mathbf{oe})^2$ . Предварительные результаты данной работы по исследованию циркулярного магнитоиндуцированного ФГЭ кратко изложены в [16].

В настоящей работе также рассчитан магнитный циркулярный дихроизм поглощения света при оптических переходах между ветвями тяжелых и легких дырок зоны  $\Gamma_8$ .

## 1. Механизмы магнитоиндуцированного циркулярного ФГЭ

Тензор  $\Gamma$  в (1) меняет знак при инверсии времени аналогично тензору, описывающему линейный ФГЭ. Поэтому для классификации различных вкладов в магнитоиндуцированный циркулярный ФГЭ применима схема разделения механизмов на баллистические (однофононный и двухфононный) и сдвиговые. Баллистические механизмы обусловлены возникновением у носителей средней скорости, сдвиговые — смещением носителей в реальном пространстве при квантовых переходах.

И те, и другие могут быть обусловлены асимметрией электрон-фотонного взаимодействия (фотонные вклады) или электрон-фононного взаимодействия (фононные вклады).<sup>1</sup>

При расчете каждого из вкладов в (1) нужно учесть в первом порядке по  $\mathbf{H}$  проявление магнитного поля в законе сохранения энергии, а также влияние поля на матричные элементы соответствующих переходов и на равновесную матрицу плотности дырок. При этом удобно сперва вместо однородного магнитного поля  $\mathbf{H}$  рассматривать поле, осциллирующее в пространстве и описываемое векторным потенциалом

$$\mathbf{A}_M(\mathbf{r}) = \mathbf{A}_M^{(0)} \sin(\mathbf{q}\mathbf{r}), \quad \mathbf{A}_M^{(0)} = \frac{1}{c^2} (\mathbf{H} \times \mathbf{q}), \quad (3)$$

а затем переходить к пространственно-однородному пределу  $\mathbf{q} \rightarrow 0$ , ( $\mathbf{q} \perp \mathbf{H}$ ).

Чтобы оценить сдвиговый фононный вклад в фототок (1), учтем магнитоиндуцированную добавку к неравновесной функции распределения дырок

$$\delta f_{lk}^{(H)} = \frac{K_0 I}{\hbar \omega} \tau_p^{(l)} \frac{\delta(E_{lk} - E_l^*)}{g_l(E_l^*)} (\text{ок}) (\text{ок}) \alpha_H^{(l)}. \quad (4)$$

Здесь  $\mathbf{h} = \mathbf{H}/H$ ,  $\alpha_H^{(l)}$  — линейная комбинация параметров  $\hbar \Omega_{c, l}/k_B T$ ,  $\Omega_{c, l}/\omega$  с коэффициентами порядка единицы,  $\Omega_c$  — циклотронная частота,  $\Omega_l$  — частота зеемановского расщепления,  $K_0$  — коэффициент поглощения света при прямых оптических переходах из подзоны тяжелых дырок ( $l=1$ ) в подзону легких дырок ( $l=2$ ) в отсутствие магнитного поля,  $E_l^*$  — начальная и конечная энергия дырки при таком переходе,  $g_l(E)$  — плотность энергетических состояний в подзоне  $l$ ,  $\tau_p^{(l)}$  — время релаксации дырок по импульсу. При рассеянии на  $LO$ -фононах дырки смещаются в реальном пространстве на величину [15]

$$\Delta x_\alpha \simeq \frac{d_0}{C} | \delta_{\alpha\beta\gamma} | \overline{\sigma_{\beta\gamma}^\alpha}, \quad (5)$$

где черта означает усреднение по стационарной функции распределения,  $d_0$  и  $C$  — константы деформационного и полярного взаимодействия дырок зоны  $\Gamma_8$  с  $LO$ -фононами. Из (4), (5) получаем для магнитоиндуцированного фототока соотношение

$$j_\alpha \sim e \frac{d_0}{C} | \delta_{\alpha\beta\gamma} | \chi_{\beta\gamma} \frac{K_0 I}{\hbar \omega} \alpha_H, \quad (6)$$

которое может служить оценкой не только сдвигового фононного, но и двух других вкладов, обусловленных асимметрией взаимодействия дырок с фононами (баллистического однофононного и баллистического двухфононного). Оценка для фотонных вкладов получается из (6) заменой  $d_0/C$  на

<sup>1</sup> В этой схеме можно учесть и рассеяние носителей тока на статических дефектах или друг на друге.

$D^{(1)}/\hbar\omega$  или  $m_2 D^{(3)}/\hbar^{-2}$ , где  $m_2$  — эффективная масса легких дырок,  $D^{(n)}$  — константа при членах  $k^n$  в разложении эффективного гамильтониана электронов в валентной зоне  $\Gamma_8$  по степеням  $k$ .

Заметим, что в (6) не может входить классический параметр  $\Omega_{c,l}\tau_p$  вместо квантового параметра  $\alpha_H$ , так как при этом в правой части (6) появился бы дополнительный диссипативный множитель  $\tau_p$  и выражение для фототока не удовлетворяло бы симметрии к инверсии времени.

Количественный расчет всех вкладов в магнитоиндуцированный циркулярный ФГЭ выходит за пределы одной работы. Поэтому ниже мы рассчитаем коэффициенты пропорциональности в (6) лишь для сдвигового фононного механизма. С этой целью в разделе 2 мы рассчитаем коэффициенты в соотношении (4), а затем в разделе 3 воспользуемся результатами расчета среднего сдвига  $\Delta x_\alpha$ , проведенного в [15] для неравновесной функции распределения дырок с отличной от нуля средней величиной  $\sigma_{\beta\gamma}(\beta \neq \gamma)$ .

## 2. Магнитоиндуцированная анизотропия импульсного распределения фотовозбужденных дырок

Рассматривается бoльцмановский газ дырок с изотропным энергетическим спектром  $E_{lk} = \hbar^2 k^2 / 2m_l$  ( $m_l$  — эффективная масса соответственно тяжелых и легких дырок зоны  $\Gamma_8$ ). Энергия кванта излучения  $\text{CO}_2$  лазера удовлетворяет при  $T \leq 300$  К равенству

$$\hbar\omega / K_B T > 4.$$

Поэтому мы будем учитывать поправки к функции распределения по параметру  $\hbar\Omega_{c,l}/k_B T$  и пренебрегать поправками порядка  $\Omega_{c,l}/\omega$  или  $\alpha_H \times \exp(-\hbar\omega/k_B T)$ .

Функция распределения дырок  $f_{lMk}$  в подзоне  $l$  связана с функцией Грина  $G^{-+}(\omega')$  соотношением

$$f_{lMk} = \frac{i}{2\pi} \lim_{q \rightarrow 0} \int d\omega' [G_{lMk_1, lMk_2}^{-+} + G_{lMk_2, lMk_1}^{-+}]. \quad (7)$$

Здесь

$$\mathbf{k}_1 = \mathbf{k} + \mathbf{q}/2, \quad \mathbf{k}_2 = \mathbf{k} - \mathbf{q}/2, \quad (8)$$

$M$  — проекция углового момента дырки на направление вектора  $k$  ( $M = \pm 3/2$  при  $l=1$  и  $M = \pm 1/2$  при  $l=2$ ), индексы «+» и «-» — дополнительные индексы диаграммной техники Келдыша.

Оператор взаимодействия включает диамагнитное и зеемановское возмущения  $V_1$  и  $V_2$ , оператор электрон-фотонного взаимодействия при  $H=0$   $V_3$  и изменение этого оператора в магнитном поле  $V_4$

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= -\frac{1}{2} \frac{e}{c} [\hat{v} \mathbf{A}_M(\mathbf{r}) + \mathbf{A}_M(\mathbf{r}) \hat{v}], \\ V_2 &= g\mu_0 \mathbf{I} \mathbf{H}, \quad V_3 = -\frac{e}{c} \hat{v} \mathbf{A}(t), \\ V_4 &= \left(\frac{e}{c}\right)^2 m_{\alpha\beta}^{-1} A_\alpha(t) A_{M\beta}(\mathbf{r}). \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Здесь

$$\hat{v} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} \mathcal{H}(\mathbf{k})|_{k=-i\nu}, \quad \hat{m}_{\alpha\beta}^{-1} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2}{\partial k_\alpha \partial k_\beta} \mathcal{H}(\mathbf{k}), \quad (10)$$

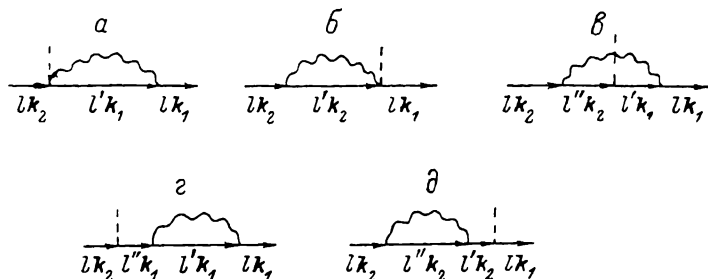
$\mathcal{H}(\mathbf{k})$  — эффективный гамильтониан дырок при  $\mathbf{H}=0$

$$\mathcal{H}(\mathbf{k}) = \left(A + \frac{5}{4} B\right) k^2 - B(\mathbf{I} \mathbf{k})^2, \quad (11)$$

$I_a$  — матрицы операторов проекции углового момента в базисе представления  $D_{3/2}$ ,  $A(t)$  — векторный потенциал световой волны (волновым вектором света пренебрегается).

На рисунке приведены диаграммы, дающие вклад в анизотропную составляющую функции распределения (4). Обычной вершине электрон-фотонного взаимодействия сопоставляется матричный элемент оператора  $V_3$  (с множителем  $\pm i/\hbar$ ). Вершинам со штриховой линией на диаграммах  $a, b$  отвечает матричный элемент оператора  $V_4$ , эти диаграммы учитывают изменение оператора скорости носителей в магнитном поле. Штриховым вершинам на диаграммах  $e, z, d$  соответствуют матричные элементы оператора  $V_1 + V_2$ .

Заметим, что так как амплитуда  $A_M^{(0)}$  векторного потенциала (3) пропорциональна  $q^{-1}$ , то при предельном переходе  $q \rightarrow 0$  нужно удерживать



Диаграммы, приводящие к магнитоиндуцированной анизотропии импульсного распределения дырок.

Сплошная линия — электронная функция Грина, волнистая — фотон, вершине со штриховой линией отвечает множитель, пропорциональный  $\mathbf{H}$ .

линейные по  $q$  члены в выражениях для матричных элементов операторов  $V_i$  равновесной функции распределения  $f_{1k \pm q/2}^{(0)}$  и резонансных знаменателях типа  $(E_{1k_1} - E_{2k_2} + \hbar\omega - i\Gamma)^{-1}$ , где  $\Gamma$  — затухание. Как и в [17], мы используем соотношение

$$\text{Im} (E_{2k} - E_{1k} - \hbar\omega \pm i\Gamma)^{-2} = \pm \frac{\pi}{\hbar} \frac{\partial}{\partial \omega} \delta(E_{2k} - E_{1k} - \hbar\omega). \quad (12)$$

Поскольку здесь поправками порядка  $\Omega_c/\omega$  пренебрегается, то при интегрировании по  $\mathbf{k}$  в подынтегральных выражениях допустима замена

$$f_{1k}^{(0)} \frac{\partial}{\partial \omega} \delta(E_{2k} - E_{1k} - \hbar\omega) \rightarrow -\frac{A-B}{2B} \frac{\hbar}{k_B T} f_{1k}^{(0)} \delta(E_{2k} - E_{1k} - \hbar\omega). \quad (13)$$

Заметим, что при произвольном соотношении между  $\hbar\omega$  к  $k_B T$  в точном выражении для  $\delta f_{ik}^H$  помимо слагаемых, присутствующих в (4), появятся и слагаемые, пропорциональные  $\frac{\partial}{\partial \omega} \delta(E_{2k} - E_{1k} - \hbar\omega)$ .

Удобно наряду с фиксированной системой координат  $x, y, z$  ( $z \parallel \mathbf{q}$ ) ввести систему координат  $x', y', z'$ , где ось  $z' \parallel \mathbf{k}$ , оси  $x'$  и  $y'$  ориентированы вдоль векторов  $(\cos \theta \cos \varphi, \cos \theta \sin \varphi, -\sin \theta)$  и  $(-\sin \varphi, \cos \varphi, 0)$ ,  $\theta$  и  $\varphi$  — полярный и азимутальный углы вектора в системе координат  $x, y, z$ . Спроецируем вектор поляризации света  $\mathbf{e}$  и единичный вектор  $\mathbf{e}^{(0)} = \mathbf{A}_M^{(0)}/A_M^{(0)} |q^{-1} (\mathbf{h} \times \mathbf{q})$  на оси  $x', y', z'$ . Это позволяет записать матричные элементы оператора  $\hat{v}$  в компактном виде

$$e_{v_{M'k, Mk}} = \frac{\hbar k}{m l} e_x \delta_{M'M} + \frac{\sqrt{3} B k}{\hbar} \delta_{|M-M'|, 1} |e'_{z'} + i(M - M') e'_y|. \quad (14)$$

Аналогичные матричные элементы между состояниями с волновым вектором  $\mathbf{k}_1$  или  $\mathbf{k}_2$  отличаются от (14) на величину  $\pm (q/2) \frac{\partial}{\partial k_z} (e_{v_{M'M}})$ , где

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial k_x} (\mathbf{e} \mathbf{v}_{M'M}) &= \frac{\hbar}{m_l} (\cos \theta e'_x - \sin \theta e'_y) \delta_{M'M} + \\ &+ \frac{\sqrt{3} B}{\hbar} \delta_{|M-M'|} \{ \cos \theta [e'_x + i(M-M') e'_y] + \sin \theta e'_z \}. \end{aligned} \quad (15)$$

При выводе (15) учтено, что

$$\frac{\partial e'_x}{\partial k_x} = \frac{\sin \theta}{k} e'_z \frac{\partial e'_z}{\partial k_x} = -\frac{\sin \theta}{k} e'_x, \quad \frac{\partial e'_y}{\partial k_x} = 0, \quad \frac{dk}{\partial k_x} = \cos \theta. \quad (16)$$

Собственные столбцы  $\mathbf{F}_M(\mathbf{k})$  эффективного гамильтониана  $\mathcal{H}(\mathbf{k})$  удовлетворяют дифференциальному соотношению

$$\frac{\partial}{\partial k_x} \mathbf{F}_M(\mathbf{k}) = \frac{i}{k} \sin \theta \sum_{M'} I_{yM'M} \mathbf{F}_{M'}(\mathbf{k}). \quad (17)$$

Используя (17), для матричных элементов операторов  $\hat{\mathbf{v}}(\mathbf{q}) = \frac{1}{2} (e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} \hat{\mathbf{v}} + \hat{\mathbf{v}} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}})$  и  $\hat{m}_{\alpha\beta}^{-1}(\mathbf{q}) = \hat{m}_{\alpha\beta}^{-1} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}}$  получаем

$$\mathbf{e} \mathbf{v}_{M'k_1, M'k_2}(\mathbf{q}) = \mathbf{e} \mathbf{v}_{M'k_1, M'k_2} + \sin \theta \hbar^{-1} \left[ \frac{3}{2} i (\text{sign } M) B e'_y \delta_{MM'} - A e'_z \delta_{|M-M'|} \right], \quad (18)$$

$$\begin{aligned} (m_{\alpha\beta}^{-1}(\mathbf{q}) e_{\alpha} e_{\beta}^{(0)}) & \pm \frac{1}{2} k_1 \pm \frac{3}{2} k_2 = \sqrt{3} \hbar^{-2} \{ B (e'_z e_{\pm}^{(0)})' + e_{\pm}^{(0)} e'_{\pm} \} - \\ & - [2A (\mathbf{e} \mathbf{e}^{(0)} + B e'_{\pm} e_{\pm}^{(0)})] q \sin \theta / 2k, \end{aligned} \quad (19)$$

где  $e'_{\pm} = e'_x \pm i e'_y$ .

Опуская промежуточные выкладки, приведем окончательное выражение для коэффициента  $\alpha_H^{(j)}$ , определяющего анизотропную составляющую (4) функции распределения легких и тяжелых дырок

$$\alpha_H^{(j)} = (-1)^j \alpha_H^{\mathbb{N}}, \quad \alpha_H^{\mathbb{N}} = \frac{3}{8} \frac{\hbar e H}{m_0 c k_B T} \frac{1}{\gamma_2} [\gamma_1^2 + 8\gamma_2^2 - 2k_0 (\gamma_1 + 4\gamma_2)], \quad (20)$$

где  $m_0$  — масса свободного электрона,  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  и  $k_0$  — безразмерные параметры Латтинжера ( $\gamma_1 = 2m_0 A / \hbar^2$ ,  $\gamma_2 = m_0 B / \hbar^2$ ,  $k_0 = g/2$ ), и предполагается, что в плотности состояний  $g_i(E)$  в (4) учтено двухкратное вырождение подзоны  $l$ .

### 3. Связь между циркулярным магнитоиндуцированным и линейным ФГЭ

Согласно [15], анизотропная составляющая  $\delta f_{lk}^{(4\text{ан})}$  функции распределения дырок, возникающая при поглощении линейно-поляризованного света в случае  $H=0$ , отличается от (4) заменой

$$(\text{ок}) (\text{он}) \alpha_H^{(j)} \rightarrow (-1)^j \frac{1}{2} [1 - 3(\mathbf{e} \mathbf{o})^2].$$

Поэтому отношение коэффициента  $\Gamma$  в (2) к коэффициенту  $\chi$ , определяемому линейный ФГЭ в [15], которое для сдвигового фононного вклада равно отношению множителя при члене  $H(x_x h_y + x_y h_x) o_x o_y$  у функции  $\delta f_{lk}^H$  к множителю при члене  $2e_x e_y o_x o_y$  у функции  $\delta f_{lk}^{(\text{лин})}$  составляет

$$\frac{\Gamma}{\chi} \approx -\frac{2}{3} \alpha_H^{\mathbb{N}} H^{-1}. \quad (21)$$

Очевидно, это соотношение сохранится и при учете вкладов [18] в сдвиговый ток при последующих актах рассеяния полной изотропизации анизотропного распределения после первого акта рассеяния не происходит.

Расчет для  $p$ -GaAs при  $T=300$  К и концентрации дырок  $p=2.3 \times 10^{16}$  см $^{-3}$  приводит к значению  $\Gamma=1.10^{-12}$  А/(Вт.Э), тогда как, согласно [14], экспериментальное значение  $\Gamma$  равно  $8.10^{-12}$  А/(Вт.Э). Это показывает, что в магнитоиндуцированном циркулярный фототок существует

венный вклад вносят и другие механизмы, рассмотренные в разделе 1, и что в отличие от линейного ФГЭ, для которого различные вклады в ток в значительной мере компенсируются [19], в данном случае такой компенсации не происходит.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Магнитный циркулярный дихроизм при оптических переходах между ветвями валентной зоны  $\Gamma_8$ . Расчет показывает, что наряду с вкладом (4), пропорциональ-

Магнитный циркулярный дихроизм в  $p$ -GaAs и  $p$ -Ge при  $H = 7$  кЭ,  
 $p = 2.3 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ ,  $\hbar\omega = 0.12$  эВ

	$\zeta$ , %		$K(\sigma_+) - K(\sigma_-)$ , см $^{-1}$		$\gamma_1$	$\gamma_2$	$k_0$
	300 К	77 К	300 К	77 К			
GaAs	0.2	0.8	$2.2 \cdot 10^{-2}$	$4.7 \cdot 10^{-2}$	7.65	2.8	1.7
Ge	0.3	1.3	$5.6 \cdot 10^{-2}$	$1.95 \cdot 10^{-1}$	13.2	5.0	3.35

ным  $(\sigma_x)$   $(\sigma_h)$ , имеется дополнительный изотропный вклад в  $\delta f_{ik}^{(H)} \sim (\chi h)$ . Этот вклад получается из (4) заменой

$$\left. \begin{aligned} (\sigma_x) (\sigma_h) \alpha_H^{(I)} &\rightarrow (-1)^I \beta_H (\chi h), \\ \beta_H &= -\frac{3}{8} \frac{\hbar e H}{m_0 c k_B T} \frac{1}{\gamma_2} (\gamma_1^2 - 4\gamma_2^2). \end{aligned} \right\} \quad (\text{П, 1})$$

Разность между коэффициентами поглощения света при правой  $(\sigma_+)$  и левой  $(\sigma_-)$  циркулярной поляризации в магнитном поле связана с магнитоиндуцированной добавкой  $\delta f_{ik}^{(H)}$  простым соотношением

$$[K(\sigma_+) - K(\sigma_-)] \frac{I}{\hbar\omega} = 2 \sum_{\mathbf{k}} \delta f_{2\mathbf{k}}^{(H)} \frac{1}{\tau_p^{(2)}} = -2 \sum_{\mathbf{k}} \delta f_{1\mathbf{k}}^{(H)} \frac{1}{\tau_p^{(1)}}. \quad (\text{П, 2})$$

Из (4), (20), (П, 1), и (П, 2) получаем для магнитного циркулярного дихроизма

$$\begin{aligned} \zeta \equiv [K(\sigma_+) - K(\sigma_-)] / K_0 &= 2 \left( \frac{1}{3} \alpha_H + \beta_H \right) = \\ &= \frac{1}{8} \frac{\hbar e H}{m_0 c k_B T} \frac{1}{\gamma_2} [20\gamma_2^2 - 2\gamma_1^2 - 2K_0(\gamma_1 + 4\gamma_2)]. \end{aligned} \quad (\text{П, 3})$$

В таблице приведены значения величины  $\zeta$  и разности  $K(\sigma_+) - K(\sigma_-) = K_0 \zeta$  для  $p$ -GaAs и  $p$ -Ge при  $\hbar\omega = 0.12$  эВ (для излучения  $\text{CO}_2$  лазера),  $H = 7$  кЭ,  $T = 77$  и 300 К,  $p = 2.3 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ . Там же указаны использованные при расчете значения констант  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  и  $k_0$ .

## Л и т е р а т у р а

- [1] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е. Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 27, № 11, с. 640—643.
- [2] Belinicher V. I. Phys. Lett., 1978, vol. 66A, N 3, p. 213—216.
- [3] Аснин В. М., Бакун А. А., Данишевский А. М., Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е., Рогачев А. А. Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 28, № 2, с. 80—84.
- [4] Asnin V. M., Bakun A. A., Danishevskii A. M., Ivchenko E. L., Pikus G. E., Rogachev A. A. Sol. St. Commun., 1979, vol. 30, N 3, p. 565—570.
- [5] Аверкиев Н. С., Аснин В. М., Бакун А. А., Данишевский А. М., Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е., Рогачев А. А. ФТП, 1984, т. 18, № 4, с. 639—654.
- [6] Грачев А. И., Петров М. П. Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 30, № 1, с. 18—21; ФТТ, 1980, т. 22, № 6, с. 1671—1675.

- [17] Леманов В. В., Есаян С. Х., Максимов А. Ю., Габриэлян В. Т. Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 34, № 8, с. 444—446.
- [18] Fridkin V. M., Batirov T. M., Konstantinova A. F., Verkhovskaya K. A., Okorochov A. I. Ferroel. Lett., 1982, vol. 44, N 1, p. 27—31.
- [9] Фридкин В. М., Лазарев В. Г., Шленский А. Л. Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, № 4, с. 153—155.
- [10] Казанский П. Г., Прохоров А. М., Черных В. А. Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, № 9, с. 370—372.
- [11] Одулов С. Г., Стурман Б. И. ЖЭТФ, 1987, т. 92, № 6, с. 2016—2033.
- [12] Марцинкявичус С. Автореф. канд. дис. Вильнюс, 1986.
- [13] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е. В сб.: Проблемы современной физики. Л.: Наука, 1979, с. 275—293.
- [14] Андрианов А. В., Ярошецкий И. Д. Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 40, № 4, с. 131—133.
- [15] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е., Расулов Р. Я. ФТТ, 1984, т. 26, № 11, с. 3362—3368.
- [16] Андрианов А. В., Ивченко Е. Л., Лянда-Геллер Ю. Б., Пикус Г. Е., Ярошецкий И. Д. Тезисы X Всесоюзной конференции по физике полупроводников. Минск, 1985, ч. I, с. 79—80.
- [17] Ивченко Е. Л., Лянда-Геллер Ю. Б., Пикус Г. Е., Расулов Р. Я. ФТП, 1984, т. 18, № 1, с. 93—101.
- [18] Лянда-Геллер Ю. Б. ФТТ, 1985, т. 27, № 4, с. 952—955.
- [19] Лянда-Геллер Ю. Б., Расулов Р. Я. ФТТ, 1985, т. 27, № 4, с. 945—951.

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

Поступило в Редакцию  
22 сентября 1987 г.