УДК 621.315.592

ЦИРКУЛЯРНЫЙ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ НЕГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Ю. Б. Лянда-Геллер, Г. Е. Пикус

Построена теория циркулярного фотогальванического эффекта (ЦФГЭ) в деформированных кристаллах A_3B_5, возникающего при возбуждении электронов из вырожденной валентной зоны Γ_8 в зону проводимости Γ_6. Ток возникает как за счет снятия спинового вырождения в зоне проводимости и подзонах тяжелых и легких дырок, так и за счет членов разной четности в матричном элементе оптического перехода. Показано, что при релаксации спина оптически ориентированных электронов также появляется ток, пропорциональный степени поляризации.

Циркулярный фотогальванический эффект (ЦФГЭ), т. е. возникновение фототока, меняющего направление при изменении знака циркулярной поляризации возбуждающего света, наблюдается только в гиротропных кристаллах [1]. В [2], исходя из соображений симметрии, было показано, что в нецентросимметричных негиротропных кристаллах ЦФГЭ может возникать при одноосной деформации. В таких кристаллах, как отмечалось еще в [3] и было обнаружено в [4], деформация приводит и к возникновению гиротропии.

В настоящей работе мы рассчитаем ток ЦФГЭ, возникающий при междузонных оптических переходах в кристаллах класса симметрии T_d с вырожденной валентной зоной Γ_8 и зоной проводимости Γ_6. Заметим, что в отличие от ЦФГЭ, индуцированного магнитным полем [4], который возникает только при переходах электронов из вырожденной валентной зоны Γ_8, в деформированных кристаллах эффект появляется и при переходах из спин-отщепленной зоны Γ_7.

Мы рассмотрим два предельных случая — малой деформации, когда энергия возбуждаемых дырок в зоне Γ_8 существенно превышает расщепление этой зоны в точке $\mathbf{k}=0$, и большой деформации, когда имеет место обратное соотношение и дырки возбуждаются только в верхней из расщепленных подзон, т. е. в нижней дырочной зоне. Имея в виду, что время релаксации импульса для электронов обычно намного больше, чем время релаксации дырок, мы, как и в [5], будем учитывать только ток, создаваемый электронами.

К настоящему времени не имеется сведений о наблюдении ЦФГЭ на деформированных кристаллах класса T_d. Однако ЦФГЭ наблюдался на кристаллах $CdGeP_2$ [6] класса симметрии D_{2d}, которые можно рассматривать как кристаллы T_d, одноосно деформированные по направлению [100]. Как и в кристаллах класса C_{6v}, в этих кристаллах кристаллическое расщепление сравнимо с орбитально-долинным, и поэтому в отличие от случая сильной деформации, рассмотренного ниже, для них необходимо учитывать смешивание состояний валентных зон Γ_8 и Γ_7.

1. Функция генерации электронов и общие соотношения для тока

При расчете функции генерации в междузонном гамильтониане $\Gamma_6 \times \Gamma_8$ необходимо учесть как члены, линейные по волновому вектору $\mathbf{k}$, так и квадратичные члены. Последние получаются из обычного гамильтониана, приведенного, например, в [7], заменой k_i на $k_i - i\alpha\, k_{i+1}k_{i+2}$, где $\alpha = \hbar m_0 | p m_{cv}$ [8, 9]. Функция генерации электронов, возбуждаемых при переходах с тяжелой или легкой ветви валентной зоны Γ_8

$$G_{mm'} \sim \sum_n (\mathbf{ev})_{mn} (\mathbf{ev})^*_{m'n},$$

просуммированная по спиновым индексам ветви, содержит четыре слагаемых

$$G = G_0 + \delta G_0 + \delta G_{1\mathbf{k}} + \delta G_{1\varepsilon\mathbf{k}}, \tag{1}$$

$$G_0 = \frac{1}{6\mathscr{E}} \left\{ 2\mathscr{E} \mp \left[B \left(3 \sum_i |e_i|^2 k_i^2 - k^2 \right) + 2\sqrt{3}\, D \sum_{i>j} \{e_i e_j^*\}\, k_i k_j + \right.\right.$$
$$\left.\left. + b \left(3 \sum_i |e_i|^2 \varepsilon_{ii} - \varepsilon \right) + 2\sqrt{3}\, d \sum_{i>j} \{e_i e_j^*\}\, \varepsilon_{ij} \right]\right\}, \tag{2}$$

$$\delta G_0 = -\frac{1}{6} (\sigma\varkappa) \mp \frac{1}{6\mathscr{E}} \left\{ \sum_i \sigma_i \varkappa_i L_i + 2\sqrt{3} \sum_{i>j} \{\varkappa_i \sigma_j\}\, M_{ij} \right\}, \tag{3}$$

$$\delta G_{1\mathbf{k}} = \mp \frac{a}{2\mathscr{E}} (B + D\sqrt{3}) \sum_i \varkappa_i \theta_i, \tag{4}$$

$$\delta G_{1\varepsilon\mathbf{k}} = \mp \frac{a}{2\mathscr{E}} \sum_i \varkappa_i \left(b\varphi_i + \frac{d}{\sqrt{3}} \psi_i \right). \tag{5}$$

Здесь $\mathbf{e}$ — вектор поляризации; $\varkappa = i\,(\mathbf{e}\times\mathbf{e}^*) = \mathbf{P}_{\text{цирк}}\mathbf{q}\,|q$ — псевдовектор, определяющий степень циркулярной поляризации возбуждающего света; $\mathbf{q}$ — его волновой вектор; символом $\{\ \}$ обозначено симметризованное произведение, $\{AB\} = (AB+BA)/2$. Кроме того, введены следующие обозначения:

$$L_i = B\,(3k_i^2 - k^2) + b\,(3\varepsilon_{ii} - \varepsilon), \quad M_{ij} = Dk_i k_j + d\varepsilon_{ij}, \quad \varphi_i = k_i\,(\varepsilon_{i+1\,i+1} - \varepsilon_{i+2\,i+2}),$$

$$\psi_i = \varepsilon_{i\,i+1} k_{i+1} - \varepsilon_{i\,i+2} k_{i+2}, \quad \theta_i = k_i\,(k_{i+1}^2 - k_{i+2}^2), \quad \mathscr{E}^2 = \mathscr{E}_{\mathbf{k}} + \mathscr{E}_{\varepsilon\mathbf{k}} + \mathscr{E}_{\varepsilon},$$

$$\mathscr{E}_{\mathbf{k}} = \frac{B^2}{2} \sum_i (k_i^2 - k_{i+1}^2)^2 + D^2 \sum_{i>j} k_i^2 k_j^2,$$

$$\mathscr{E}_{\varepsilon\mathbf{k}} = bB \sum_i (3k_i^2 \varepsilon_{ii} - k^2\varepsilon) + 2Dd \sum_{i>j} k_i k_j \varepsilon_{ij},$$

$$\mathscr{E}_{\varepsilon} = \frac{b^2}{2} \sum_i (\varepsilon_{ii} - \varepsilon_{i+1\,i+1})^2 + d^2 \sum_{i>j} \varepsilon_{ij}^2.$$

В дальнейших расчетах мы примем $\mathscr{E}_{\mathbf{k}}^{1/2} = \bar{B}k^2$, где $\bar{B}^2 = 1/5\,(2B^2 + D^2)$. Для удобства мы также здесь и ниже считаем все константы B, D, $\bar{B}$, b и d положительными. При таком выборе верхний знак в (2)—(5) соответствует верхней валентной зоне.

Ток циркулярного ФГЭ определяется обычным соотношением

$$\mathbf{j} = -e \frac{I}{\hbar\omega} \sum_{i,\,l} v_i^l \tau^l K_l. \tag{6}$$

Здесь l — номер валентной подзоны; I, ω — интенсивность и частота возбуждающего света; K_l — коэффициент поглощения света, связанный с возбуждением из подзоны l; τ^l — среднее время релаксации соответствующей компоненты функции распределения; v_i^l — средняя направленная скорость возбуждаемого электрона, обусловленная соответствующим слагаемым функции генерации G_i^l

$$\mathrm{v}_i^l = \frac{\int \mathrm{Sp}\, G_i^l \delta(\mathscr{H}(\mathbf{k}) - \Delta)\, \mathrm{v}\tau d^3k}{\tau \int \mathrm{Sp}\, G_0 \delta(\mathscr{H}(\mathbf{k}) - \Delta)\, d^3k}, \tag{7}$$

где $\Delta = \hbar\omega - E_g$. В гамильтониане электронов $\mathscr{H}^c(\mathbf{k})$ наряду с обычным параболическим членом $\mathscr{H}_c^{(0)} = \hbar^2k^2/2m$ мы учитываем слагаемое $\mathscr{H}'_c$, которое определяет спиновое расщепление зоны проводимости

$$\mathscr{H}'_c = \sum_i \sigma_i R_i, \quad | R_i = \gamma_c \theta_i + \frac{1}{2} C_3 \varphi_i. \tag{8}$$

Слагаемое $\mathscr{H}'_c$ необходимо учитывать и при вычислении скорости электронов $\mathbf{v} = \hbar^{-1}\nabla_{\mathbf{k}}\mathscr{H}^c(\mathbf{k})$.

Здесь и далее предполагается, что спиновые расщепления малы по сравнению с $\hbar/\tau$. При этом выражение для $\delta(\mathscr{H}_0 + \mathscr{H}' - \Delta)$ можно записать в виде

$$\delta(\mathscr{H}_0 + \mathscr{H}' - \Delta) = \left(1 - \mathscr{H}' \frac{\partial}{\partial \Delta}\right) \delta(\mathscr{H}_0 - \Delta). \tag{9}$$

Аналогичное разложение можно использовать при учете малых поправок к $\mathscr{H}_0$, пропорциональных $\mathscr{E}_{\varepsilon\mathbf{k}}/\mathscr{E}_{\mathbf{k}}$ в случае малых деформаций или $\mathscr{E}_{\varepsilon\mathbf{k}}/\mathscr{E}_\varepsilon$ в случае больших.

Мы далее считаем, что время релаксации τ^l зависит только от энергии электрона $E_{c0} = \hbar^2k^2/2m$, где m — эффективная масса электрона, и равно соответственно τ_1^l или τ_2^l для компонент функции генерации, являющихся сферическими гармониками первого или второго порядка. Наряду с этим функция генерации может содержать и компоненту $G(\mathscr{H}_c)$, зависящую от полной энергии электрона $\mathscr{H}_c(\mathbf{k}) = E_{c0} + \mathscr{H}'$. Очевидно, что эта компонента сохраняется при упругом рассеянии и не дает вклада в ток [16].

Поэтому указанную компоненту $G(\mathscr{H}_c)$ необходимо исключить из функции генерации. Если

$$G(\mathbf{k}) = F(\mathbf{k})\, \delta(E_0(\mathbf{k}) + \mathscr{H}'_c - \Delta),$$

где $E_0 = \hbar^2k^2/2\mu$, $1/\mu = 1/m + 1/m_l^v$, то

$$G_0 = \frac{1}{4\pi} \int F(\mathbf{k})\, d\Omega\, \delta\left(E_0(\mathbf{k}) + \frac{m}{\mu} \mathscr{H}'_c - \Delta\right). \tag{10}$$

Если же приведенная масса μ зависит от направления импульса возбуждаемого электрона $\mathbf{\Omega}_0 = \mathbf{k}_0/k_0$, то и энергия рождаемого электрона $E_0(\mathbf{k}) = \hbar^2k^2/2\mu(\mathbf{\Omega}_0)$ зависит от $\mathbf{\Omega}_0$. В этом случае в соответствии с (10) из

$$G(\mathbf{k}_0) = F(\Omega_0)\, \delta_{\Omega\Omega_0} \delta(E_0(\mathbf{k}) + \mathscr{H}'_c - \Delta)$$

необходимо исключить

$$G_0 = \frac{1}{4\pi} F(\Omega_0)\, \delta\left(\frac{\hbar^2k^2}{2\mu(\Omega_0)} + \frac{m}{\mu(\Omega_0)} \mathscr{H}'_c - \Delta\right). \tag{11}$$

Вклад в ток дает не только спиновое расщепление зоны проводимости, но и аналогичное расщепление подзон валентной зоны, которое также необходимо учесть в δ-функции. В рамках двухзонной модели это расщепление описывается гамильтонианом

$$\mathscr{H}'_v = \sum_i \mathscr{J}_i R_i^v, \quad R_i^v = \gamma_v \theta_i + C_5 \varphi_i, \tag{12}$$

где $\mathscr{J}_i$ — матрицы оператора углового момента $\mathscr{J}$ в базисе $\mathscr{D}_{3/2}$. При этом константы γ_v и C_5 связаны с γ_c и C_3 соотношениями [8, 9]

$$\gamma_v = -\gamma_c (1 + E_g/\Delta_{s0}), \quad C_5 = -{}^1\!/_2 C_3 (1 + E_g/\Delta_{s0}), \tag{13}$$

где $\Delta_{so}=E_{\Gamma_8}-E_{\Gamma_7}$ — спин-орбитальное расщепление зоны Γ_{15}. При учете спин-орбитального смешивания состояний валентной зоны Γ_{15} и вышележащей зоны проводимости $\Gamma_{15}^c \mathscr{H}_v$ включает в себя и другие слагаемые

$$\delta\mathscr{H}_v' = C_8\left[2\sqrt{3}\sum_i \mathscr{J}_i\varphi_i - \frac{1}{4\sqrt{3}}\sum_i \mathscr{J}_i^3\varphi_i + 3\sum_i V_i\chi_i - \frac{1}{4}\sum_i \mathscr{J}_i\psi_i + \sum_i \mathscr{J}_i^3\psi_i\right],$$

$$V_i = \{\mathscr{J}_i(\mathscr{J}_{i+1}^2 - \mathscr{J}_{i+2}^2)\},\quad \chi_i = k_i(\varepsilon_{ii} - \varepsilon/3), \tag{14}$$

и аналогичные слагаемые, кубичные по $\mathbf{k}$. Обычно константа C_8 существенно меньше, чем C_5. Поэтому мы будем учитывать слагаемые (14) лишь при таких деформациях, когда $\varphi_i=0$. Кроме того, мы не будем учитывать линейное по $\mathbf{k}$ расщепление валентной зоны в отсутствие деформации, которое может быть существенным только при малых Δ (обычно при $\Delta < 1$—5 мэВ).

Для расчета вклада, связанного со спиновым расщеплением валентной зоны, необходимо найти составляющую функции генерации, просуммированную по спиновым индексам зоны проводимости и зависящую от спиновых индексов каждой из подзон валентной зоны

$$G_{nn'}' \sim \sum_m (\mathbf{ev})_{mn}^* (\mathbf{ev})_{mn'}.$$

Следует также учитывать вклад в функцию генерации, обусловленный смешиванием состояний этих подзон за счет слагаемых (12) или (14).

Как видно из (9), при учете вклада, связанного с расщеплением валентных подзон, необходимо вычислить величину $Q=\mathrm{Sp}\,(G'\mathscr{H}_v)$. Результат вычисления имеет вид

$$Q = \frac{1}{4\mathscr{E}^2}\sum_i \varkappa_i\Bigg[-R_i\left\{\frac{1}{3}(\mp\mathscr{E} - L_i)^2 + M_{ii+1}^2 + M_{ii+2}^2\right\} +$$
$$+ R_{i+1}\left\{\frac{1}{\sqrt{3}}\left(\mp 2\mathscr{E} - \frac{1}{2}L_i\right)M_{ii+1} - \frac{\sqrt{3}}{2}N_iM_{ii+1} - M_{i+1\,i}M_{i+1\,i+2}\right\} +$$
$$+ R_{i+2}\left\{\frac{1}{\sqrt{3}}\left(\mp 2\mathscr{E} - \frac{1}{2}L_i\right)M_{ii+2} + \frac{\sqrt{3}}{2}N_iM_{ii+2} - M_{ii+1}M_{i+1\,i+2}\right\}\Bigg], \tag{15}$$

где компоненты L_i и M_{ij} определены выше, а

$$N_i = B(k_{i+1}^2 - k_{i+2}^2) + b(\varepsilon_{i+1\,i+1} - \varepsilon_{i+2\,i+2}).$$

Дополнительный вклад в функцию генерации δQ, связанный с расщеплением (14), при $\varphi_i=0$ определяется формулой

$$\delta Q = \frac{1}{4\mathscr{E}^2}\sum_i \varkappa_i\Bigg[-\psi_i\left\{(\mp\mathscr{E} - L_i)\left(\mp\mathscr{E} - \frac{L_i}{2}\right) + M_{ii+1}^2 + M_{ii+2}^2\right\} +$$
$$+ \psi_{i+1}\left\{\left(\mp\mathscr{E} - \frac{L_i}{4}\right)\sqrt{3}\,M_{ii+1} - 2M_{i+1\,i+2}M_{i+2\,i} - \frac{5\sqrt{3}}{4}N_iM_{ii+1}\right\} +$$
$$+ \psi_{i+2}\left\{\left(\mp\mathscr{E} - \frac{L_i}{4}\right)\sqrt{3}\,M_{ii+2} - 2M_{i+1\,i+2}M_{i+1\,i} + \frac{5\sqrt{3}}{4}N_iM_{i\,i+2}\right\} +$$
$$+ \chi_{i+1}\left\{\frac{1}{\sqrt{3}}\left(\mp\mathscr{E} - \frac{L_i}{4}\right)M_{ii+1} - \frac{\sqrt{3}}{4}N_iM_{ii+1} - M_{i+1\,i+2}M_{ii+2}\right\} +$$
$$+ \chi_{i+2}\left\{-\frac{1}{\sqrt{3}}\left(\mp\mathscr{E} - \frac{L_i}{4}\right)M_{ii+2} - \frac{\sqrt{3}}{4}N_iM_{ii+2} + M_{i+1\,i+2}M_{ii+1}\right\} +$$
$$+ \chi_i(\mp\mathscr{E} + L_i)\frac{N_i}{2}\Bigg]. \tag{16}$$

Учет смешивания подзон валентной зоны за счет слагаемых (12) приводит к поправке к функции генерации, равной

$$G'' = \mp \frac{1}{12\mathcal{E}^2} \sum_i \varkappa_i \left[R_i \left\{ 4\left(\mathcal{E}^2 - \frac{L_i^2}{4}\right) - 3\left(M_{ii+1}^2 + M_{ii+2}^2\right) \right\} + \right.$$

$$+ 3R_{i+1} \left\{ \frac{1}{2\sqrt{3}} L_i M_{ii+1} - \frac{\sqrt{3}}{2} N_i M_{ii+1} - M_{ii+1} M_{i+1\,i+2} \right\} +$$

$$\left. + 3R_{i+2} \left\{ \frac{1}{2\sqrt{3}} L_i M_{ii+2} + \frac{\sqrt{3}}{2} N_i M_{ii+s} - M_{ii+1} M_{i+1\,i+2} \right\} \right]. \tag{17}$$

Наконец, смешивание подзон за счет (14) дает вклад

$$\delta G'' = \mp \frac{1}{12\mathcal{E}^2} \sum_i \varkappa_i \left[\psi_i \left\{ 3\left(\mathcal{E}^2 - \frac{L_i^2}{4}\right) - 3\left(M_{ii+1}^2 + M_{ii+2}^2\right) \right\} + \right.$$

$$+ \psi_{i+1} \left\{ \frac{3\sqrt{3}}{4} M_{ii+1} L_i - 6M_{i+1\,i+2} M_{i+2i} - \frac{15\sqrt{3}}{4} N_i M_{ii+1} \right\} +$$

$$+ \psi_{i+2} \left\{ \frac{3\sqrt{3}}{4} M_{ii+2} L_i - 6M_{i+1\,i+2} M_{i+1i} + \frac{15\sqrt{3}}{4} N_i M_{ii+2} \right\} +$$

$$+ \chi_i N_i \frac{L_i}{2} + \chi_{i+1} \left\{ \frac{\sqrt{3}}{4} L_i M_{i+1i} - \frac{3\sqrt{3}}{4} N_i M_{i+1i} - 3M_{i+1\,i+2} M_{i+2i} \right\} +$$

$$\left. + \chi_{i+2} \left\{ -\frac{\sqrt{3}}{4} L_i M_{i+2i} - \frac{3\sqrt{3}}{4} N_i M_{i+2i} + 3M_{i+1\,i+2} M_{i+1i} \right\} \right]. \tag{18}$$

В формулах (15)—(18), как и выше, верхний знак перед $\mathcal{E}$ соответствует верхней валентной зоне.

Вклады в ток компонент Q, δQ, G'' и $\delta G''$ определяются формулами (6), (7). При этом в (7), как и для $\delta G_{1\mathbf{k}}$ и $\delta G_{1\varepsilon\mathbf{k}}$, определяемых соответственно (4) и (5), в скорости $\hat{\mathbf{v}}$ нужно учитывать лишь основное слагаемое $\hat{\mathbf{v}}^0 = \hbar\mathbf{k}/m$.

2. Малые деформации

При малых деформациях ток ЦФГЭ определяется тензором T

$$j_i = I T_{iklm} \varkappa_k \varepsilon_{lm}. \tag{19}$$

В кристаллах класса T_d тензор T имеет две линейно-независимые компоненты [2]

$$T_1 = T_{xyxy} = -T_{yxxy}, \quad T_2 = T_{xxyy} = -T_{yyxx}. \tag{20}$$

Эти компоненты можно выразить через средние значения направленной скорости электрона $v^l_{1,2}$, рассчитанные по (7) при значениях $\varkappa_i$ и ε_{ij}, выбранных в соответствии с (19), например при $\varkappa_i = \varkappa_z$ и $\varepsilon_{yz} \neq 0\ (v_1)$ или $\varepsilon_{xx} = -\varepsilon_{yy} \neq 0\ (v_2)$

$$T_{1,2} = -\frac{e}{\hbar\omega} K \bar{\tau} \bar{v}_{1,2} = -\frac{e}{\hbar\omega} \sum_{l=1,2} K_l \tau^l v^l_{1,2}. \tag{21}$$

Здесь $l=1$ соответствует верхней валентной зоне, т. е. зоне тяжелых дырок; а $l=2$ зоне легких дырок; $K_l = K\mu_l^{3/2}/(\mu_1^{3/2} + \mu_2^{3/2})$; $\mu_l^{-1} = m^{-1} + m_l^{-1}$; m_l — эффективная масса дырки в зоне l; K — коэффициент поглощения, обусловленный межзонными переходами; $\tau^l = \tau(E_l)$; $E_l = \Delta\mu_l/m$,

$$\bar{\tau} = \sum_l \tau^l \mu_l^{3/2} \Big/ \sum_l \mu_l^{3/2}.$$

Если $\tau^l \sim E_l^\nu \sim \mu_l^\nu$, то

$$\bar{v}_{1,2} = \sum_{l=1,2} \mu_l^{3/2+\nu} v^l_{1,2} \Big/ \sum_l \mu_l^{3/2+\nu}. \tag{22}$$

Таблица 1

Значения v_1

1а	$-\frac{1}{70}\frac{\gamma_c\mu}{\hbar^3}\frac{Dd}{\bar B^2}[2(B-\sqrt{3}D)\pm 7\bar B]\,\varphi_1(\tau_2)$
1б	$-\frac{1}{14}\frac{\gamma_c\mu^2}{\hbar^3 m}\frac{Dd}{\bar B^2}\left(\frac{D}{\sqrt{3}}\mp\bar B\right)\varphi_2(\tau_1)$
2	$\frac{1}{40}\frac{C_3\mu}{\hbar\bar B m}\left[\pm(2B+\sqrt{3}D)-5\bar B\left(\frac{m}{\mu}-1\right)\right]\varphi_1(\tau_1)$
3	$\pm\frac{1}{210}\frac{\gamma_c}{\hbar}\frac{Dd}{\bar B^3}\left[(B-\sqrt{3}D)\frac{2\tau_2}{\tau_1}+\sqrt{3}D\frac{\mu}{m}\varphi_1(\tau_1)\right]$
4	$-\frac{1}{70}\frac{a\mu}{\hbar m}\frac{Dd}{\bar B^3}\left(B+\frac{D}{\sqrt{3}}\right)(3\bar B\mp\hbar^2/\mu)$
5	$\mp\frac{\sqrt{3}}{12}\frac{a\hbar}{m}\frac{d}{\bar B}$
6	$-\frac{1}{140}\frac{C_5\mu}{\hbar m}\frac{1}{\bar B^2}[17B^2+8D^2-2\sqrt{3}BD\mp 7\bar B(2B+\sqrt{3}D)]\,\varphi_1(\tau_1)$
7, 11	$\frac{1}{1540}\frac{\gamma_v\mu}{\hbar m}\frac{Dd}{\bar B^2}\left[\frac{1}{\bar B^2}(12B^2+15D^2-8\sqrt{3}BD\mp 22\bar B D/\sqrt{3})-11(7-3\sqrt{3}B/D)\right]\varphi_1(\tau_1)$
8	$\pm\frac{1}{308}\frac{\gamma_v\mu^2}{\hbar^3 m}\frac{Dd}{\bar B}\left\{11+\frac{1}{\bar B^2}\left[4B^2+5D^2-\frac{2D}{\sqrt{3}}(4B\pm 11\bar B)\right]\right\}\varphi_2(\tau_1)$
9	$\mp\frac{1}{840}\frac{C_5\hbar}{m}\frac{1}{\bar B^3}(36B^2+19D^2+4\sqrt{3}BD)$
10	$\mp\frac{1}{4620}\frac{\gamma_v\hbar}{m}\frac{Dd}{\bar B^3}\left[11(1+3\sqrt{3}B/D)-\frac{1}{\bar B^2}(12B^2+15D^2-8\sqrt{3}BD)\right]$

$$\varphi_1(\tau)=\frac{\tau}{\tau_1}\left(1+\frac{2}{3}\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right),\qquad \varphi_2(\tau)=1+\frac{4}{15}\left[\left(4+\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right)\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}+\frac{\partial^2\ln\tau}{\partial(\ln E)^2}\right]$$

Таблица 2

Значения v_2

1а	$\frac{3}{70}\frac{\gamma_c\mu}{\hbar^3}\frac{Bb}{\bar B^2}[2(2B+\sqrt{3}D)\mp 7\bar B]\,\varphi_1(\tau_2)$
3	$\mp\frac{\gamma_c}{\hbar}\frac{Bb}{\bar B^3}\left[2(2B+\sqrt{3}D)\frac{\tau_2}{\tau_1}-\sqrt{3}D\frac{\mu}{m}\varphi_1(\tau_1)\right]$
4	$-\frac{3}{70}\frac{a\mu}{\hbar m}\frac{Bb}{\bar B^3}(B+D/\sqrt{3})(3\bar B\mp\hbar^2/\mu)$
5	$\mp\frac{1}{2}\frac{a\hbar}{m}\frac{b}{\bar B}$
6	$\frac{3}{70}\frac{C_8}{\hbar}\frac{\mu}{m}\frac{1}{\bar B^2}\left[\frac{35}{2}\bar B^2+11B^2+\frac{7}{2}D^2-\sqrt{3}BD\pm\bar B(21B-7\sqrt{3}D)\right]\varphi_1(\tau_1)$
7, 11	$\frac{3}{1540}\frac{\gamma_v\hbar}{m}\frac{Bb}{\bar B^3}\left[-22(2-\sqrt{3}D/B)+\frac{1}{\bar B^2}\left(12B^2+15D^2-8\sqrt{3}BD\mp\frac{22}{\sqrt{3}}\bar B D\right)\right]\varphi_1(\tau_1)$
9	$\mp\frac{1}{70}\frac{C_8\hbar}{m\bar B^3}\left[35\bar B^2-11B^2-\frac{7}{2}D^2+\sqrt{3}BD\right]$
10	$\mp\frac{1}{1540}\frac{\gamma_v\hbar}{m}\frac{Bb}{\bar B^3}\left[22(2+\sqrt{3}D/B)-\frac{1}{\bar B^2}(12B^2+15D^2-8\sqrt{3}BD)\right]$

Компоненты $v^l_{1,\,2}$ содержат ряд вкладов $v^l_{1,\,2i}$, связанных с приведенными выше вкладами в функцию генерации.

В табл. 1, 2 приведены значения v^l_{1i} и v^l_{2i}. Объясним происхождение различных составляющих v_i. Вклады 1—3 связаны с δG_0, определяемой (3). При расчете вкладов 1—2 в δG_0 сохраняются лишь члены, не зависящие от деформации. Вклад 1а соответствует учету слагаемого $\gamma_c\,(\sigma\theta)$ в (8) в $\mathbf{v}=\hbar^{-1}\,\nabla_{\mathbf{k}}\mathcal{H}$, вклад 1б —учету этого слагаемого в δ-функции. В δ-функции при этом одновременно учитывается линейный по деформации ε вклад в $\mathcal{H}_0(\mathbf{k})$, пропорциональный $\mathcal{E}_{\varepsilon\mathbf{k}}/\mathcal{E}_{\mathbf{k}}$.Компонента средней скорости 2 связана с учетом слагаемого $1/2C_3\,(\sigma\varphi)$ в (8). Компонента 3 происходит от линейных по ε членов δG_0, в том числе от получающихся разложением энергии по степеням $\mathcal{E}_{\varepsilon\mathbf{k}}/\mathcal{E}_{\mathbf{k}}$. В (8) при этом нужно сохранить слагаемое $\gamma_c(\sigma\theta)$. Вклады 4 и 5 связаны с составляющими функции генерации $\delta G_{1\mathbf{k}}$ и $\delta G_{1\varepsilon\mathbf{k}}$, определяемыми соответственно формулами (4) и (5). В первом из них учитывается либо линейный по ε вклад в $\mathcal{H}_0\,(\mathbf{k})$ в δ-функции, либо линейные по ε слагаемые в разложении $\mathcal{E}$. Вклады 6—8 обусловлены расщеплением валентных подзон. Компонента 6 связана с учетом в (15) или (16) линейных по деформации членов в (12) или (14), вклады 7, 8 — соответственно с учетом кубического по $\mathbf{k}$ члена в (12) в выражении для R_i и линейных по ε членов в других множителях (15) или в гамильтониане $\mathcal{H}_0(\mathbf{k})$ под знаком δ-функции.

Вклады 9, 10 и 11 связаны со смешиванием валентных подзон: 9 связан с учетом в (17) или (18) линейных по ε членов в (12) или (14), 10 и 11 — соответственно с учетом кубических членов в (12) и линейных по деформации членов в (17) или $\mathcal{H}_0\,(\mathbf{k})$.

В двухзонной модели (см., например, [7-9]), константы γ_v и C_5 связаны с γ_c и C_3 соотношениями (13), а

$$a=\gamma_c\frac{m}{\hbar^2\Delta_{s0}}\,(3E_g+2\Delta_{s0}).$$

В этой модели также

$$A=B=\frac{D}{\sqrt{3}}=\frac{\hbar^2}{2m}\,\frac{E_g+\Delta_{s0}}{3E_g+2\Delta_{s0}}\,,$$

т. е.

$$\mu_1=m,\quad \mu_2=m\,\frac{3E_g+2\Delta_{s0}}{5E_g+4\Delta_{s0}}.$$

При $\Delta_{s0}\gg E_g$

$$\gamma_v=-\gamma_c,\quad C_5=-\frac{1}{2}\,C_3,\quad a=\gamma_c\,\frac{2m}{\hbar^2}\,,\quad A=B=\frac{D}{\sqrt{3}}=\frac{\hbar^2}{4m}\,,\quad \mu_1=2\mu_2=m. \tag{23}$$

В табл. 3 приведены выражения для $v^l_{1,\,2}$, рассчитанные по формулам табл. 1, 2 в приближении (23). Это приближение достаточно хорошо применимо для InSb.

Таблица 3

v^l_i в двухзонной модели при $S_1=\frac{\gamma_c m b}{\hbar^3}$, $\quad S_2=\frac{C_3}{\hbar}$, $\quad S=\frac{C_8}{\hbar}$

v^1_1	$-\frac{1}{70}\,\{8(15+2\tau_2/\tau_1)-3\varphi_1(\tau)\,(10-3\tau_2/\tau_1)\}S_1+\frac{1}{8}\,[2+\varphi_1(\tau)]S_2$
v^2_1	$\frac{1}{140}\,\{4(33+8\tau_2/\tau_1)-3\varphi_1(\tau)\,(6-11\tau_2/\tau_1)\}S_1-\frac{1}{4}S_2$
v^1_2	$-\frac{1}{70}\,\{4(53-10\tau_2/\tau_1)+3\varphi_1(\tau)\,(2+3\tau_2/\tau_1)\}S_1-\frac{3}{35}[7-18\varphi_1(\tau)]S_3$
v^2_1	$\frac{1}{70}\left\{2(79+20\tau_2/\tau_1)+3\varphi_1(\tau)\left(1+\frac{19}{2}\,\tau_2/\tau_1\right)\right\}\,S_1+\frac{3}{35}\,[7+18\varphi_1(\tau)]S_3$

3. Большие деформации

При больших деформациях вклад в ток дают только переходы из верхней $l=1$ из расщепившихся валентных зон. При этом выражения (3)—(5), (15)—(18) можно разложить по степеням k^2/ε, т. е. по величине $\Delta/\mathscr{E}_\varepsilon^{1/2}$. Соответственно имеются вклады в ток, линейные по ε, не зависящие от величины ε и обратно пропорциональные ε. При деформации по [001] мы учтем линейные по ε вклады, пропорциональные C_8, и вклады, не зависящие от ε. Такой же вклад мы учтем для случая растяжения по [111], когда вклад, линейный по ε, отсутствует. При сжатии по [111] и деформации по [110] мы сохраним только линейные по ε вклады.

1) Деформация по [001]. При $\varepsilon_{zz}-\varepsilon_{xx}=\varepsilon_{zz}-\varepsilon_{yy}=\varepsilon_1$ ток ЦФГЭ возникает только при распространении света в плоскости, перпендикулярной [001]. Если вектор $\varkappa_\perp$ образует угол φ с осью [100], то ток направлен в этой же плоскости под углом $-\varphi$ к этой оси, т. е.

$$j_x=\frac{eI}{\hbar\omega}K\langle v\tau\rangle\varkappa_x,\quad j_y=-\frac{eI}{\hbar\omega}K\langle v\tau\rangle\varkappa_y.$$

Учет расщепления валентной зоны, определяемого (14), в соответствии с (16) и (18) приводит к вкладу в $\langle v\tau\rangle$, линейному по деформации

$$\langle v\tau\rangle=-\frac{6}{5}\frac{C_8}{\hbar}(|\varepsilon_1|-\varepsilon_1)\langle\tau_1\rangle_1\left(1+\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right). \tag{24}$$

Для расчета вклада, не зависящего от величины ε, необходимо сохранить в (3) только слагаемые нулевого порядка по ε; члены того же порядка сохраняются в (5) и в (15). Смешивание валентных подзон при этом не учитывается, так как оно дает вклад, пропорциональный $1/\varepsilon$.

Учет расщепления зоны проводимости и валентной зоны приводит к вкладу

$$\langle v\tau\rangle=\frac{4}{15}\left(1-\frac{\varepsilon_1}{|\varepsilon_1|}\right)\frac{\Delta}{m\hbar^3}(\mu_\parallel-\mu_\perp)\times$$
$$\times\left\{(\gamma_c+\gamma_v)\mu_\perp\langle\tau_1\rangle_1\left(1+\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right)-\gamma_c m\langle\tau_2\rangle_2\right\}, \tag{25}$$

а учет $\delta G_{1\varepsilon\mathbf{k}}$ к вкладу

$$\langle v\tau\rangle=-\frac{4}{5}\frac{\varepsilon_1}{|\varepsilon_1|}\frac{\mu_\perp}{m}\frac{\Delta a}{\hbar}\langle\tau_1\rangle_3. \tag{26}$$

Здесь

$$\mu_\perp^{-1}=m^{-1}+\frac{2}{\hbar^2}\left(A+\frac{B}{2}\frac{\varepsilon_1}{|\varepsilon_1|}\right),\quad \mu_\parallel^{-1}=m^{-1}+\frac{2}{\hbar^2}\left(A-B\frac{\varepsilon_1}{|\varepsilon_1|}\right).$$

Так как при сильной деформации из-за анизотропии валентной зоны энергия рождаемого электрона E зависит от направления его волнового вектора $\mathbf{k}$ и в системе главных осей тензора μ^{-1} определяется формулой

$$E(\Omega)=\frac{\Delta}{m}(\mu_{xx}\Omega_x^2+\mu_{yy}\Omega_y^2+\mu_{zz}\Omega_z^2), \tag{27}$$

где $\Omega=k/k$, то в (24)—(26) входят усредненные значения τ

$$\langle\tau\rangle_1=15\int\frac{d\Omega}{4\pi}\tau(E(\Omega))\Omega_x^2(\mu_\perp\Omega_y^2-\mu_\parallel\Omega_z^2)/(\mu_\perp-\mu_\parallel), \tag{28}$$

$$\langle\tau\rangle_2=3\int\frac{d\Omega}{4\pi}\tau(E(\Omega))(\mu_\perp\Omega_x^2-\mu_\parallel\Omega_z^2)/(\mu_\perp-\mu_\parallel), \tag{29}$$

$$\langle\tau\rangle_3=3\int\frac{d\Omega}{4\pi}\tau(E(\Omega))\Omega_x^2. \tag{30}$$

Обращение вкладов (24) и (25) в нуль при $\varepsilon_1>0$ обусловлено тем, что в этом случае переходы из верхней валентной зоны в поляризации $\mathbf{e}\parallel[001]$

при $\alpha=0$ запрещены. Учет слагаемых $\sim\alpha$, как и членов более высокого порядка по k, приводит к разрешению таких переходов. (При растяжении по [001] $K_\parallel$ имеет два вклада: $\sim\Delta^2/(b\varepsilon_1)^2$ и $\sim\alpha^2\Delta$. Обычно первый из них более существен). При сжатии $k_\parallel : k_\perp=4:1$. Из-за сильного дихроизма степень циркулярной поляризации $\varkappa$ уменьшается по мере распространения света в глубь кристалла. Если толщина кристалла превышает глубину поглощения K^{-1}, то среднее значение $\bar\varkappa$ при сжатии составляет 74 %, а при растяжении 43 % от значения на поверхности кристалла.

2) Деформация по [110]. Мы пренебрежем относительным растяжением или сжатием по оси [001] и будем учитывать только сдвиговую деформацию $\varepsilon_{xy}=1/2\varepsilon_2$. Основной вклад в ток в этом случае обусловлен линейным по ε расщеплением зоны проводимости и валентной зоны. При учете первого вклада необходимо исключить из G компоненту G_0, определяемую (10). В системе осей $\xi \parallel [110]$, $\eta \parallel [1\bar{1}0]$ и $\zeta \parallel [001]$, в которой тензор μ^{-1} диагонален, $\varepsilon_{\xi\xi}-\varepsilon_{\eta\eta}=\varepsilon_2$, ток возникает при распространении света в плоскости, перпендикулярной [001],

$$\langle v_\xi\tau\rangle=\frac{1}{13}\frac{\varkappa_\eta}{\hbar}\langle\tau_1\rangle_\xi\left(1+\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right)\times$$
$$\times\left[\frac{1}{2}C_3\left(1-\frac{\mu_{\xi\xi}}{m}\right)(3\sqrt{3}\,|\varepsilon_2|-\varepsilon_2)-C_5\frac{\mu_{\xi\xi}}{m}(2\sqrt{3}\,|\varepsilon_2|-5\varepsilon_2)\right], \tag{31}$$

$$\langle v_\eta\tau\rangle=\frac{1}{13}\frac{\varkappa_\xi}{\hbar}\langle\tau_1\rangle_\eta\left(1+\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right)\times$$
$$\times\left[\frac{1}{2}C_3\left(1-\frac{\mu_{\eta\eta}}{m}\right)(3\sqrt{3}\,|\varepsilon_2|+\varepsilon_2)-C_5\frac{\mu_{\eta\eta}}{m}(2\sqrt{3}\,|\varepsilon_2|+\varepsilon_2)\right]. \tag{32}$$

При этом

$$\mu_{\xi\xi}^{-1}=m^{-1}+\frac{2}{\hbar^2}\left(A|-\frac{D}{2}\frac{\varepsilon_2}{|\varepsilon_2|}\right),\quad \mu_{\eta\eta}^{-1}=m^{-1}+\frac{2}{\hbar^2}\left(A+\frac{D}{2}\frac{\varepsilon_2}{|\varepsilon_2|}\right),$$
$$\mu_{\zeta\zeta}^{-1}=m^{-1}+2A/\hbar^2,$$

а $\langle\tau_1\rangle_{\xi,\eta}$ определяется формулой (30).

3) Деформация по [111]. В системе главных осей $\xi \parallel [1\bar{1}0]$, $\eta \parallel [11\bar{2}]$, $\zeta \parallel [111]$, в которой тензор μ^{-1} диагонален, для случая

$$\varepsilon_{xy}=\varepsilon_{xz}=\varepsilon_{yz}=\varepsilon_3/3,\quad \varepsilon_{\xi\xi}-\varepsilon_{\zeta\zeta}=\varepsilon_{\xi\xi}-\varepsilon_{\eta\eta}=\varepsilon_3$$

при $\varepsilon_3<0$ основной вклад в ток дает линейное по ε расщепление зоны проводимости и валентной зоны. Как и при сжатии по [100], ток возникает при распространении света в плоскости, перпендикулярной направлению деформации, но направление тока сдвинуто в этой плоскости на угол $\pi/2$ относительно направления $\varkappa$, т. е. при $j_\xi\sim-\varkappa_\eta$, $j_\eta\sim\varkappa_\xi$. При этом

$$\langle v_\xi\tau\rangle=-\frac{\sqrt{3}}{15}\frac{\varkappa_\eta}{\hbar}(|\varepsilon_3|-\varepsilon_3)\langle\tau_1\rangle_\xi\left(1+\frac{\partial\ln\tau}{\partial\ln E}\right)[3C_3(1-\mu_\perp/m)-2C_5\mu_\perp/m],$$
$$\mu_\perp^{-1}=m^{-1}+\frac{2}{\hbar^2}\left(A+\frac{D}{2\sqrt{3}}\frac{\varepsilon_3}{|\varepsilon_3|}\right),\quad \mu_\parallel^{-1}=m^{-1}+\frac{2}{\hbar^2}\left(A-\frac{D}{\sqrt{3}}\frac{\varepsilon_3}{|\varepsilon_3|}\right). \tag{33}$$

При $\varepsilon_3>0$ (растяжение) этот вклад в ток обращается в нуль и остается лишь вклад, не зависящий от величины ε и связанный с учетом $\delta G_{1\varepsilon\mathbf{k}}$ (5)

$$\langle v_\xi\tau\rangle=\frac{4\sqrt{3}}{45}a\varkappa_\eta\frac{\mu_\perp\Delta}{\hbar m}\left(4\frac{\varepsilon_3}{|\varepsilon_3|}-1\right)\langle\tau\rangle_\xi. \tag{34}$$

Обращение в нуль вклада (33) при $\varkappa>0$, как и при деформации по [100], связано с обращением в нуль при $\alpha=0$ соответствующего коэффициента поглощения $K_\parallel$

4. Обсуждение результатов

В табл. 4 приведены значения $\bar{v}_{1,2}$, рассчитанные по формулам табл. 1, 2 для ряда соединений A_3B_5 при различных механизмах рассеяния: рассеянии на акустических фононах и деформационном механизме взаимодействия ($\tau \sim E^\nu$, $\nu=1/2$, $\tau_2=\tau_1$), пьезоэлектрическом взаимодействии, рассеянии на полярных оптических колебаниях ($\nu=-1/2$, $\tau_2=2\tau_1/3$) и рассеянии на ионизованных примесях ($\nu=3/2$, $\tau_2=\tau_1/3$). Использованные при расчетах параметры этих кристаллов приведены в табл. 5. Оценим теперь величину ЦФГЭ для разомкнутого образца InP, сжатого по оси [111]. Пусть свет распространяется по [11$\bar{2}$] и эдс измеряется по [1$\bar{1}$0].[1] Согласно

Таблица 4

$\bar{v}_1$ и $\bar{v}_2$ (10^7 см/с) для соединений A_3B_5

Соединение	Механизм рассеяния: акуст. фононы, деформационный		акуст. фононы, пьезоэл., оптич. фононы, полярный		ионизованные примеси	
	$\bar{v}_1$	$\bar{v}_2$	$\bar{v}_1$	$\bar{v}_2$	$\bar{v}_1$	$\bar{v}_2$
InSb	20.9	—8.4	10.5	—4.9	31.4	—10.05
InP	7.7	—2.4	5.7	—1.34	24.6	—3.1
GaSb	21.2	—1.95	10.7	—1.26	30.4	—2.2
GaAs	6.7	0.85	8.4	0.08	8.95	1.62

Таблица 5

Параметры кристаллов A_3B_5, использованные при расчетах

Соединение	$\frac{m}{m_0}$ [10]	$\gamma_1 = \frac{2m_0}{\hbar^2}\lvert A\rvert$ [10]	$\gamma_2 = \frac{m_0}{\hbar^2}\lvert B\rvert$ [10]	$\gamma_3 = \frac{m_0}{\hbar^2}\frac{\lvert D\rvert}{\sqrt{3}}$ [10]	$\lvert b\rvert$, эв [10]	$\lvert d\rvert$, эв [10]	γ_c, * эв · Å³ [8]	γ_v, * эв · Å³ [8]
InSb	0.014	40.1	18.1	19.2	2.0	5.0	220	—248
InP	0.8	6.28	2.08	2.76	2.0	5.0	—8	77
GaSb	0.041	11.8	4.03	5.28	2.0	4.6	187	—249
GaAs	0.066	7.65	2.41	3.28	2.0	4.5	24.5	—74

Таблица 5 (*продолжение*)

Соединение	C_3, * эв · Å [8]	C_5, * эв · Å [8]	C_8, * эв · Å [8]	α, * Å [8]	$S_1 = \frac{\gamma_c m b}{\hbar^3}$, 10^7 см/с	$S_2 = \frac{C_3}{\hbar}$, 10^7 см/с	$S_3 = C_8/\hbar$, 10^7 см/с
InSb	44.6	—30.1	—0.16	0.64	1.23	64.2	0.24
InP	2.6	—57.1	—2.05	0.77	2.55	3.74	3.1
GaSb	19.7	—28.4	—0.74	1.85	3.05	28.3	1.12
GaAs	5.2	—19.6	—0.47	1.04	1.94	7.48	0.71

* В обозначениях [8]: γ_c соответствует $\gamma_c^{\text{эксп}} = \gamma_c + \delta/\gamma_c$, γ_v соответствует $\gamma_v + \delta\gamma_v$, C_3 соответствует $C_3^{\text{эксп}} = C_3 + \delta C_3$, $C_5 - C_5 + \delta C_5$, $C_8 = \frac{\sqrt{3}}{10}\frac{b}{d}\delta C_5$.

[1] Во всех геометриях, при которых отличен от нуля поперечный ток ЦФГЭ, т. е. ток в направлении, перпендикулярном направлению распространения света, одновременно в том же направлении имеется и ток линейного ФГЭ, а в рассматриваемой геометрии и поперечный ток увлечения. При изменении поляризации вращением пластинки $\lambda/4$ эти токи имеют вдвое меньший период по сравнению с токами ЦФГЭ, и в рассматриваемой геометрии они обращаются в нуль в той точке, где $\varkappa=1$.

(22), в условиях, когда световая концентрация носителей превышает темновую, эта эдс равна

$$E_{\perp} = -\frac{2}{\sqrt{3}} \frac{m}{e\tau_{ж}} \frac{\bar{\tau}_1}{\tau_т} v_1 \varepsilon_3, \qquad (35)$$

где $\tau_т$ — время релаксации импульса для тепловых электронов, $\tau_ж$ — их время жизни. Для рассеяния на ионизованных примесях

$$\bar{\tau}_1/\tau_т = \left(\frac{\Delta}{2.2k_Б T}\right)^{3/2} \left(\mu_1^3 + \mu_2^3\right)/m^{3/2}\left(\mu_1^{3/2} + \mu_2^{3/2}\right).$$

Согласно табл. 4, при $\Delta = 3k_Б T$, $\varepsilon_3 = 10^{-4}$, $\tau_ж = 10^{-9}$ с $E_{\perp} = 3.3 \cdot 10^{-3}$ В/см. При больших деформациях, т. е. при $\Delta < (d/\sqrt{3})\varepsilon_3$, согласно (33), (34), при сжатии по [111] в тех же условиях $E_{\perp} = 5.6 \cdot 10^{-3}$ В/см; при растяжении по [111] $E_{\perp} = 3.4 \cdot 10^{-5}$ В/см. Сильная зависимость $E_{\perp}$ от знака деформации при $\Delta < \mathscr{E}_в^{1/2}$ в принципе позволяет измерять эдс ЦФГЭ при больших знакопеременных деформациях как при стоячих, так и при бегущих волнах.

В заключение отметим, что наряду с рассмотренным «кинетическим» током, возникающим при генерации носителей, ток циркулярного ФГЭ может возникать в процессе спиновой релаксации и при рекомбинации оптически ориентированных носителей. Величины этих вкладов зависят от соотношения времени жизни и времени спиновой релаксации. Они могут быть легко отделены при использовании ларморовой прецессии в слабом магнитном поле, не приводящем к возникновению магнитоиндуцированных ФГЭ, и могут наблюдаться в такой геометрии, когда кинетический вклад отсутствует. При этом изменения направления и степени ориентации носителей в магнитном поле могут независимо контролироваться по эффекту Ханле. Эти новые механизмы ФГЭ будут рассмотрены в отдельной работе.

Мы благодарны Е. Л. Ивченко за полезные советы при обсуждении.

Список литературы

[1] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е. Проблемы современной физики. Л.: Наука, 1980. С. 275—293.
[2] Ivchenko E. L., Lyanda-Geller Yu. B., Pikus G. E. // Ferroelectrics. 1988. V. 83. P. 19—27.
[3] Львов В. С. // ФТТ. 1967. Т. 15. № 1. С. 273—276.
[4] Соловьев Л. Е. // Опт. и спектр. 1979. Т. 46. № 5. С. 1020—1023. Соловьев Л. Е. Чайка М. О. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 4. С. 970—974.
[5] Ivchenko E. L., Lyanda-Geller Yu. B., Pikus G. E. // Sol. St. Comm. 1989. V. 69. N 6. P. 663—665.
[6] Бабонас Г. А., Марцинкявичус С. А., Нормантас Э. С. // Тез. V Всес. конф. «Тройные полупроводники и их применение». Кишинев, 1987. С. 85.
[7] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.: Наука, 1972.
[8] Пикус Г. Е. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1988. Т. 52. С. 493—496.
[9] Пикус Г. Е., Марущак В. А., Титков А. Н. // ФТП. 1988. Т. 22. № 1. С. 185—200.
[10] Landolt-Börnstein Tables. Berlin. 1982. V. 17a. 642 p.

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

Поступило в Редакцию
30 мая 1989 г.