УДК 621.315.592

МАГНИТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ЦИРКУЛЯРНЫЙ ФОТОТОК И СПИНОВОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ПОДЗОН ВЫРОЖДЕННОЙ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ A_3B_5 p-ТИПА

Ю. Б. Лянда-Геллер

Построена теория магнитоиндуцированного циркулярного фотогальванического эффекта в негиротропных кристаллах с вырожденной валентной зоной. Объяснена аномально большая величина эффекта, наблюдавшаяся экспериментально.

Как было показано в [1], в кристаллах без центра инверсии при возбуждении циркулярно-поляризованным светом в магнитном поле $\mathbf{H}$ возникает ток, линейный по $\mathbf{H}$ и меняющий направление при изменении знака циркулярной поляризации. Феноменологически магнитоиндуцированный циркулярный фотогальванический эффект (МЦФГЭ) описывается формулой

$$j_\alpha = I\Gamma_{\alpha\beta\gamma}\,(H_\beta \varkappa_\gamma + H_\gamma \varkappa_\beta), \tag{1}$$

где $\mathbf{j}$ — плотность стороннего тока; I — интенсивность; псевдовектор $\boldsymbol{\varkappa} = i\,(\mathbf{e}\times\mathbf{e}^*) = P_{\text{цирк}}\mathbf{q}/q$; $\mathbf{e}$ — вектор поляризации; $\mathbf{q}$ — волновой вектор; $P_{\text{цирк}}$ — степень циркулярной поляризации возбуждающего света. Эффект может наблюдаться и в негиротропных кристаллах, в которых в отсутствие магнитного поля циркулярный фотогальванический эффект [2] не возникает. В частности, в кристаллах класса T_d тензор третьего ранга Γ имеет одну линейно-независимую компоненту $\Gamma = \Gamma_{xyz} = \Gamma_{xzy}$.

Магнитоиндуцированный циркулярный фототок наблюдался Андриановым и Ярошецким [3] в p-GaAs при возбуждении CO_2 лазером. Эффект оказался очень большим: константа $\Gamma = 8.4\cdot10^{-12}$ А/Вт·Э и при $H = 7$ кЭ ток МЦФГЭ сравним по величине с током линейного фотогальванического эффекта [4], наблюдаемым в аналогичных условиях при $H = 0$, а также намного превосходит фототок линейного ФГЭ в холловском направлении.

В [5] мы проанализировали вклад в МЦФГЭ, связанный с квантовыми поправками, пропорциональными $\hbar\Omega_{c,\,L}/\bar{E}$, к вероятности оптических переходов между подзонами тяжелых и легких дырок (Ω_c, Ω_L — циклотронная и ларморовская частоты; $\bar{E}$ — характерная энергия свободных носителей). В работе автора, Ивченко и Пикуса [6] предсказан более эффективный, кинетический механизм МЦФГЭ, обусловленный изменением распределения фотоносителей по импульсу под действием силы Лоренца или прецессией спина при наличии спинового расщепления зонных состояний в кристаллах без центра инверсии. Вклад в константу Γ, связанный с кинетическим механизмом, не содержит малых квантовых параметров и определяется классическими параметрами $\Omega_c\tau_p$ и $\Omega_L\tau_p$, где τ_p — время релаксации носителей по импульсу.

В [5] был рассчитан магнитоиндуцированный циркулярный фототок электронов, возбуждаемых в зону проводимости при междузонных оптических переходах. Мы вычислим кинетический вклад в МЦФГЭ, возникающий при возбуждении кристаллов A_3B_5 p-типа CO_2 лазером, т. е. при оптических переходах между ветвями тяжелых и легких дырок валентной зоны, и сравним результаты расчета с экспериментальными данными [3].

1. Магнитофотогальванический циркулярный ток дырок зоны Γ_8

Магнитоиндуцированный циркулярный фототок рассчитывается по стандартной формуле

$$\mathbf{j} = e \sum_{\mathbf{k}} \mathrm{Sp}\,(\hat{\mathbf{v}}_{\mathbf{k}} \rho_{\mathbf{k}}), \tag{2}$$

где $\hat{\mathbf{v}}_{\mathbf{k}} = \hbar^{-1}\nabla_{\mathbf{k}}\mathcal{H}$ — оператор скорости дырок. В эффективном гамильтониане $\mathcal{H}$ зоны Γ_8 наряду с обычным вкладом

$$\mathcal{H}^{(2)} = \frac{\hbar^2}{2m_0}\left[\left(\gamma_1 + \frac{5}{2}\gamma\right)k^2 - 2\gamma(\mathcal{J}\mathbf{k})^2\right], \tag{3}$$

определяющим спектр легких и тяжелых дырок, мы учтем кубические по $\mathbf{k}$ члены

$$\mathcal{H}^{(3)} = D \sum_{\alpha} \mathcal{J}_\alpha k_\alpha (k_{\alpha+1}^2 - k_{\alpha+2}^2). \tag{4}$$

Здесь $\alpha = x,\ y,\ z$ — главные оси кристалла; $\mathcal{J}_\alpha$ — матрицы операторов углового момента $\mathcal{J}$ в базисе $D_{3/2}$. Проекции момента на направление $\mathbf{o} = \mathbf{k}/k$ для зоны тяжелых дырок с энергией $E_{1\mathbf{k}} = (\hbar^2/2m_0)(\gamma_1 - 2\gamma)k^2$ равны $m = \pm 3/2$, для зоны легких дырок с энергией $E_{2\mathbf{k}} = (\hbar^2/2m_0)(\gamma_1 + 2\gamma)k^2$ равны $m = \pm 1/2$, эффективные массы дырок определяются формулами $m_l^{-1} = m_0^{-1}(\gamma_1 + (-1)^l 2\gamma)$, m_0 — масса свободного электрона.

Матрица плотности дырок $\rho_{\mathbf{k}}$ размерности 4×4 удовлетворяет квантовому кинетическому уравнению

$$G_{\mathbf{k}} + I_{\text{ст}}(\rho) = \frac{e}{\hbar c}\left\{(\hat{\mathbf{v}} \times \mathbf{H})\,\nabla_{\mathbf{k}}\rho_{\mathbf{k}}\right\}_c + \frac{i}{\hbar}\left[(2\varkappa_0\mu(\mathcal{J}\mathbf{H}) + \mathcal{H}^{(2)} + \mathcal{H}^{(3)},\ \rho_{\mathbf{k}}\right]_{\text{к}}, \tag{5}$$

которое может быть выведено тем же методом, что использован в [7]. Здесь $I_{\text{ст}}(\rho)$ — оператор столкновений, $G_{\mathbf{k}}$ — матрица генерации фотодырок, μ — магнетон Бора, $\varkappa_0$ — константа Латтинджера, а символы $\{\ldots\}_c$ и $[\ldots]_{\text{к}}$ соответственно означают коммутатор и симметризацию операторов проекций углового момента (либо их произведений).

В соответствии с правилами отбора для межподзонных матричных элементов оператора скорости компонента матрицы фотогенерации $G_{\mathbf{k}}$, зависящая от степени циркулярной поляризации света, имеет вид

$$G_{\mathbf{k}}^{\varkappa} = W^{\varkappa}_{1/2,\,2;\,3/2,\,1}(\mathbf{k})\left(\frac{2}{3}(\mathcal{J}\mathbf{o})P_1 - 2(\mathcal{J}\mathbf{o})P_2\right), \tag{6}$$

где $P_1 = 1/2 \cdot ((\mathcal{J}\mathbf{o})^2 - 1/4)$ — оператор проецирования на состояния в подзоне тяжелых, а $P_2 = 1/2 \cdot (9/4 - (\mathcal{J}\mathbf{o})^2)$ — оператор проецирования на состояния в подзоне легких дырок, $W_{1/2,\,2;\,3/2,\,1}(\mathbf{k})$ — пропорциональная $P_{\text{цирк}}$ составляющая вероятности перехода из состояния $(1,\ 3/2,\ \mathbf{k})$ в состояние $(2,\ 1/2,\ \mathbf{k})$

$$W^{\varkappa}_{1/2,\,2;\,3/2,\,1}(\mathbf{k}) = \frac{2\pi}{\hbar}\frac{e^2}{c^2}\frac{2\pi c I}{n_\omega \omega^2}\left(\sqrt{3}\,\frac{\hbar k\gamma}{m_0}\right)^2 (\varkappa\mathbf{o})(f_{1\mathbf{k}} - f_{2\mathbf{k}})\,\delta(E_{1\mathbf{k}} - E_{2\mathbf{k}} + \hbar\omega), \tag{7}$$

$$W_{1/2,\,2;\,3/2,\,1}(\mathbf{k}) = \frac{2\pi}{\hbar}\left(\frac{eA_0}{c}\right)^2 |\mathbf{v}_{1/2,\,2;\,3/2,\,1}(\mathbf{k})|^2 (f_{1\mathbf{k}} - f_{2\mathbf{k}})\,\delta(E_{1\mathbf{k}} - E_{2\mathbf{k}} + \hbar\omega), \tag{8}$$

n_ω — показатель преломления на частоте света ω; A_0 — величина вектор-потенциала световой волны; $f_{l\mathbf{k}}$ — функция распределения дырок подзоны l.

Матрица генерации (6) имеет отличные от нуля матричные элементы только между состояниями внутри подзоны тяжелых и внутри подзоны легких дырок. Все недиагональные матричные элементы между подзонами тяжелых и легких дырок равны нулю.

Для расчета магнитоиндуцированного циркулярного ФГЭ необходимо вычислить вклад в матрицу плотности фотодырок, пропорциональный магнитному полю, определяемый составляющей матрицы генерации (6) и учитывающий кубические по $\mathbf{k}$ члены (4). Будем считать, что расщепление спиновых состояний подзон или дополнительное расщепление между ветвями тяжелых и легких дырок за счет $\mathbf{k}^3$-членов либо магнитного поля остается меньшим $\hbar/\tau_p$. Тогда кинетическое уравнение (5) может быть легко решено методом итераций. Для вырожденной валентной зоны в процессе этих итераций должны быть учтены не только компоненты матрицы плотности, описывающие спиновые состояния внутри подзон тяжелых и легких дырок, но и недиагональные компоненты, описывающие смешивание подзон магнитным полем или кубическими членами (4). Учет этих слагаемых необходим, так как рассчитываемый ток пропорционален величине

Коэффициенты C_{jl}, определяющие величину фототока

l	C_{1l}	C_{2l}	C_{3l}
$l=1$	0	$^3/_7$	0
$l=2$	-2	$-^3/_7$	2

$$[Dk_0^3/(\gamma\hbar^2k^2/m_0)]\times\Omega_{c,L}\tau_p=[\hbar\Omega_{c,L}/(\gamma\hbar^2k^2/m_0)]\,Dk_0^3\hbar^{-1}\tau_p,$$

которая, с одной стороны, характеризует отсутствие центра инверсии в кристалле и необходимость магнитного поля для появления эффекта, а с другой стороны, есть произведение параметра, описывающего смешивание состояний подзон за счет членов $\sim D$, на параметр, характеризующий циклотронное (ларморовское) вращение дырок, либо произведение параметра, описывающего смешивание состояний магнитным полем на величину, характеризующую прецессию спина дырок в эффективном поле $\mathbf{k}^3$-членов. Однако итоговый результат расчета не содержит членов, которые были бы физически связаны с недиагональными матричными элементами, и имеет вид

$$\Gamma=\Gamma_1+\Gamma_2,\quad \Gamma_l=e\frac{K}{\hbar\omega}[\tau_2^{(l)}]^2\frac{\Omega_l}{H}\frac{Dk_0^2}{10\hbar}C_l,$$

$$C_l=C_{1l}+C_{2l}\frac{\tau_1^{(l)}}{\tau_2^{(l)}}\frac{\partial\ln\tau_1^{(l)}}{\partial\ln k_0}+C_{3l}2\varkappa_0\frac{m_l}{m_0},\tag{9}$$

где K — коэффициент поглощения света при переходах между подзонами; $\Omega_l=eH/m_lc$ — циклотронная частота дырок подзоны l; $\tau_i^{(l)}$ — время релаксации составляющей функции распределения подзоны l, которая описывается сферическими гармониками i-порядка; $k_0=(1/\hbar)\sqrt{\hbar\omega m_0/\gamma}$; коэффициенты C_{jl} приведены в таблицу. Тот факт, что результат содержит лишь параметры отдельно легких и отдельно тяжелых дырок и, в частности, не включает слагаемых, пропорциональных произведению времени релаксации легких дырок на время релаксации тяжелых, не случаен. Формально мы обсудим его в Приложении, а сейчас рассмотрим физическую природу рассчитанного тока.

В магнитном поле на легкие и тяжелые дырки действует сила Лоренца, поправка к которой за счет действия кубических по k членов равна

$$\Delta\mathbf{F}_{\mathbf{k}}^{(l)}=\frac{e}{c}(\Delta\mathbf{v}^{(l)}\times\mathbf{H}),$$

где

$$\Delta v_\alpha^{(l)}=\frac{\partial\omega_\beta}{\partial k_\alpha}P_l\mathcal{J}_\beta P_l,\quad \omega_\alpha=Dk_\alpha(k_{\alpha+1}^2-k_{\alpha+2}^2).\tag{10}$$

В отличие от обычной составляющей силы Лоренца, обусловливающей вращающий момент, который действует на импульсное распределение дырок, поправка к этой силе, четная по волновому вектору, приводит, вообще говоря, к смещению центра тяжести импульсного распределения и вызывает магнитоиндуцированный ток. Однако, поскольку вклад в фототок обусловлен составляющей матрицы генерации (6) (первое слагаемое в скобках отвечает тяжелым дыркам, второе — легким), после усреднения по всем волновым векторам сила, действующая и на тяжелые, и на легкие дырки, обращается в нуль. Поэтому действие силы (10) связано с тем, что время свободного пробега дырок, рожденных в состоянии с волновым вектором $\mathbf{k}$, зависит от энергии, а следовательно, и от $\Delta \mathbf{F}_\mathbf{k}$ [6]. Хотя число носителей, возбуждаемых в состояниях с волновыми векторами $\mathbf{k}$ и $-\mathbf{k}$, одинаково (формула (6)), время свободного пробега дырок в точках $\mathbf{k}$ и $-\mathbf{k}$ в меру действия силы различно. Соответственно в этих точках $\mathbf{k}$-пространства возникает нескомпенсированный вклад в ток и в отличие от силы $\Delta \mathbf{F}_\mathbf{k}$ этот вклад не обращается в нуль после усреднения по волновому вектору. Слагаемое в (9), пропорциональное коэффициенту C_{2l}, есть результат действия поправки к силе Лоренца.

Другой вклад в ток связан с учетом поправки к скорости $\Delta \mathbf{v}$ в (2). В отсутствие магнитного поля корреляция между импульсом и моментом дырок такова (см. (6)), что учет $\Delta \mathbf{v}$ не приводит к току в соответствии с соображениями симметрии. При этом существенно, что вклады в ток носителей с волновыми векторами $\mathbf{k}$ и $-\mathbf{k}$ имеют один и тот же знак, а обращение в нуль полного фототока происходит после суммирования по всем направлениям. (До сих пор при изучении фотогальванического эффекта считалось, что отсутствие асимметрии, приводящей к току, связано с компенсацией вкладов в ток носителей с волновыми векторами $\mathbf{k}$ и $-\mathbf{k}$). В магнитном поле в результате орбитального движения дырок под действием силы Лоренца или прецессии спина вокруг направления $\mathbf{H}$ корреляция между импульсом и моментом дырок видоизменяется, компенсация вкладов в ток дырок со всевозможными направлениями разрушается и возникает магнитоиндуцированный циркулярный ФГЭ. Отметим при этом, что ларморовская прецессия приводит к вкладу в МЦФГЭ связанному только с легкими дырками.

2. Сравнение теории и эксперимента

Считая, что основным механизмом рассеяния дырок является взаимодействие с оптическими фононами, и учитывая при этом дальнодействующий (полярный) и короткодействующий (деформационный) механизмы релаксации [8], при $T=300$ K и энергии кванта CO_2 лазера $\hbar\omega=117$ мэВ для $m_1=0.51m_0$, $m_2=0.09m_0$ и константы $D=39$ эВ·Å^3 [9] получим значение константы $\Gamma=6\cdot10^{-12}$ А/Вт·Э, что составляет 70 % от наблюдавшегося экспериментально.

Рассчитанный ФГЭ действительно сравним с линейным фототоком, возникающим при $H=0$, уже для полей ~10 кЭ, когда $\Omega_c\tau_p\sim 0.05$. Это связано с тем, что направленная скорость носителей, приводящая к линейному эффекту, не возникает при прямых оптических переходах между подзонами и требует учета интерференции оптических переходов и процессов рассеяния в первом порядке по параметру $(\hbar/\tau_p)/\bar{E}$, в то время как рассмотренный циркулярный ФГЭ связан с прямыми переходами. По этой же причине магнитоиндуцированный циркулярный ток существенно превышает компоненту линейного ФГЭ в холловском направлении.

В заключение я благодарю Е. Л. Ивченко и Г. Е. Пикуса за полезные советы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Сначала покажем, что в итоговом выражении для тока не могут присутствовать слагаемые, пропорциональные произведению времени релаксации дырок тяжелой подзоны на время релаксации дырок в легкой подзоне. Для этого рассмотрим кубические по $\mathbf{k}$ члены (4) не как возмущение, как это сделано в основном тексте статьи, а точно. Тогда вместо двукратно вырожденных подзон тяжелых и легких дырок имеются четыре невырожденных уровня:

$$E_1 = \frac{\hbar^2}{2m_0}\gamma_1 k^2 - \frac{\sqrt{L}}{2} - \sqrt{\beta^2 + L - \beta\sqrt{L}},$$

$$E_{1'} = \frac{\hbar^2}{2m_0}\gamma_1 k^2 + \frac{\sqrt{L}}{2} - \sqrt{\beta^2 + L + \beta\sqrt{L}} \tag{П.1}$$

соответствуют дыркам тяжелой подзоны, а

$$E_2 = \frac{\hbar^2}{2m_0}\gamma_1 k^2 - \frac{\sqrt{L}}{2} + \sqrt{\beta^2 + L - \beta\sqrt{L}}, \qquad E_{2'} = \frac{\hbar^2}{2m_0}\gamma_1 k^2 + \frac{\sqrt{L}}{2} + \sqrt{\beta^2 + L + \beta\sqrt{L}} \tag{П.2}$$

— дыркам легкой подзоны. Здесь

$$L = D^2 k^6 (o_x^2 o_y^2 + o_y^2 o_z^2 + o_z^2 o_x^2 - 9 o_x^2 o_y^2 o_z^2), \qquad \beta = \frac{\hbar^2}{m_0}\gamma k^2.$$

Для того чтобы доказать отсутствие обсуждаемых членов, необходимо продемонстрировать, что компоненты матрицы

$$T_2 \mathrm{H}\left\{\left(\nabla_{\mathbf{k}}(T_{\bar{1}}\rho T_{\bar{1}}) \times \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{k}}\right)\right\} T_2 \tag{П.3}$$

обращаются в нуль. Здесь

$$T_2 = (\mathcal{H} - E_{2'})(\mathcal{H} - E_1)(\mathcal{H} - E_{1'})/(E_2 - E_{2'})(E_2 - E_1)(E_2 - E_{1'}),$$

$$T_{\bar{1}} = T_1 + T_{1'} = \frac{(\mathcal{H} - E_{1'})(\mathcal{H} - E_2)(\mathcal{H} - E_{2'})}{(E_1 - E_{1'})(E_1 - E_2)(E_1 - E_{2'})} + \frac{(\mathcal{H} - E_1)(\mathcal{H} - E_2)(\mathcal{H} - E_{2'})}{(E_{1'} - E_1)(E_{1'} - E_2)(E_{1'} - E_{2'})} \tag{П.4}$$

— проекционные операторы. Используя тождества

$$T_i T_j = T_i \delta_{ij}, \quad \frac{\partial T_i}{\partial \mathbf{k}} = T_i \frac{\partial T_i}{\partial \mathbf{k}} + \frac{\partial T_i}{\partial \mathbf{k}} T_i, \tag{П.5}$$

получаем, что (П. 3) эквивалентно

$$T_2\left((\nabla_{\mathbf{k}} T_{\bar{1}}) T_{\bar{1}}\rho T_{\bar{1}} \times \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{k}}\right) T_2 + T_2\left(\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{k}} \times T_{\bar{1}}\rho T_{\bar{1}}(\nabla_{\mathbf{k}} T_{\bar{1}})\right) T_2 = 0. \tag{П.6}$$

Тождество $(\mathcal{H} - E_1)(\mathcal{H} - E_2)(\mathcal{H} - E_{1'})(\mathcal{H} - E_{2'}) = 0$ позволяет, делая преобразования типа $\mathcal{H} - E_1 = \mathcal{H} - E_2 - E_1 + E_2$, свести выражения вида $T_2(\nabla_{\mathbf{k}} T_{\bar{1}}) T_{\bar{1}}$ к выражениям вида $\left(\text{число} \times \left(T_2 \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{k}} T_{\bar{1}}\right)\right)$, после чего сразу получаем (П. 6). Обращение в нуль компоненты матрицы

$$T_{2'}\left\{\left(\nabla_{\mathbf{k}}(T_{\bar{1}}\rho T_{\bar{1}}) \times \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \mathbf{k}}\right)\right\} \mathrm{H} T_2$$

следует из того, что для матриц плотности любые три величины ρ_{ii}, ρ_{jj}, ρ_{ij} должны удовлетворять неравенству $\rho_{ii}\rho_{jj} \geqslant |\rho_{ij}|^2$ [10].

Использование тождеств (П. 5) также легко позволяет показать, что в выражение для тока время релаксации составляющей функции распределения, описываемой первым полиномом Лежандра, входит только в комбинации $\partial \ln \tau_1^{(l)}/\partial \ln k_0$. Это отражает тот факт, что поправка к силе Лоренца, с действием которой связано появление в токе соответствующих членов, после усреднения по волновому вектору обращается в нуль.

Список литературы

[1] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е. Проблемы современной физики. Л.: Наука, 1979. С. 275—293.
[2] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 27. № 11. С. 640—643.
[3] Андрианов А. В., Ярошецкий И. Д. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. № 4. С. 131—133.
[4] Андрианов А. В., Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е., Расулов Р. Я., Ярошецкий И. Д. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. № 12. С. 2080—2092.
[5] Ивченко Е. Л., Лянда-Геллер Ю. Б., Пикус Г. Е. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 4. С. 990—996; Ferroelectrics. 1988. V. 83. P. 19—27.
[6] Ivchenko E. L., Lyanda-Geller Yu. B., Pikus G. E. / Sol. St. Comm. 1989. In press.
[7] Дьяконов М. И., Хаецкий А. В. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 5. С. 1843—1856.
[8] Лянда-Геллер Ю. Б. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 4. С. 952—955.
[9] Пикус Г. Е., Марущак В. А., Титков А. Н. // ФТП. 1988. Т. 22. № 2. С. 185—200.
[10] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974. 752 с.

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

Поступило в Редакцию
17 января 1989 г.