

НОВЫЙ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Е.Л.Ивченко, Г.Е.Пихус

Показано, что в гиротропных кристаллах при освещении их циркулярно поляризованным светом возникает фототок, направление которого изменяется при изменении знака поляризации. Рассчитана величина этого тока для теллура при междузонном и внутризонном поглощении света.

Как известно, фотогальванический эффект может быть связан с неоднородным освещением (например, эффект Дембера) или неоднородностью образца (вентильная фотоэдс). В однородных кристаллах при стационарном однородном освещении фотоэдс может вызываться увлечением электронов фотонами [1 - 3], оптическим выпрямлением [4], анизотропией возбуждения или рассеяния, связанной с асимметрией примесного потенциала [5]. Обычно при изучении указанных эффектов рассматривается случай неполяризованного или линейно поляризованного света.

В настоящей работе показано, что в гиротропных кристаллах при освещении их циркулярно поляризованным светом возникает фототок, направление которого меняется при изменении знака поляризации. Этот эффект описывается тензором второго ранга.

$$j_{\alpha} = l \gamma_{\alpha\beta} \kappa_{\beta}, \quad (1)$$

где $\vec{\kappa} = i [\mathbf{e} \mathbf{e}^*]$, \mathbf{e} - вектор поляризации, l - интенсивность света. Тензор $\vec{\gamma}$ отличен от нуля только в гиротропных кристаллах, в которых компоненты полярного и аксиального векторов преобразуются по эквивалентным представлениям, и аналогичен гирационному тензору \mathbf{g} , определяющему естественную оптическую активность.

Соотношение (1) инвариантно к инверсии времени. Поэтому рассматриваемый эффект не связан в принципе с диссипативными процессами, в отличие от исследованных в [4] и [5] эффектов, которые описываются тензором: $\vec{\lambda}$: $j_{\alpha}^{\prime} = l \lambda_{\alpha\beta\gamma} [(e_{\beta} e_{\gamma}^* + e_{\gamma} e_{\beta}^*)/2]$;

Мы провели расчет тензора $\vec{\gamma}$ для кристаллов теллура (симметрия D_3), зонная структура которого показана на рис. 1. Зона проводимости T_e двукратно вырождена в точке M , а в валентной зоне вырождение полностью снимается, и спектр электронов и дырок имеет вид [6, 7].

$$\epsilon_c(\mathbf{k}) = A_c k_z^2 + B_c k_{\perp}^2 \pm \beta_c k_z, \quad (2)$$

$$\epsilon_v(\mathbf{k}) = A_k k_z^2 + B_k k_{\perp}^2 - (E - \Delta), \quad E = (\Delta^2 + \beta^2 k_z^2)^{1/2}.$$

Знак \pm соответствует двум ветвям зоны проводимости со значениями проекции момента $m_z = \pm 1/2$. Волновая функция дырок представляет суперпозицию состояний с $m_z = \pm 3/2$

$$\psi_v = C_{3/2} |3/2\rangle - C_{-3/2} |-3/2\rangle, \quad C_{\pm 3/2} = \left(\frac{E \mp \beta k_z}{2E} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

При распространении света вдоль главной оси z в Те возникает продольный фототок

$$j_z = I \gamma_{zz} \kappa_z \equiv I \gamma_{zz} \mathcal{P}_{\text{цирк}}, \quad (4)$$

где $\mathcal{P}_{\text{цирк}}$ — степень циркулярной поляризации излучения (при этом $j_z^* = 0$, так как $\lambda_{z\alpha\beta} \equiv 0$).

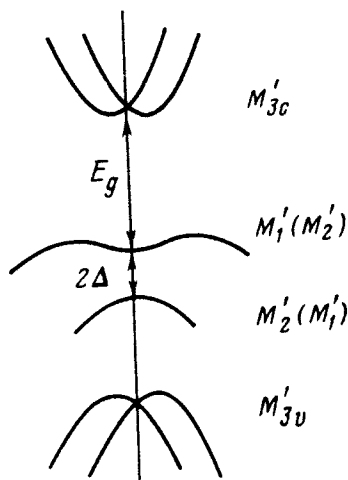


Рис. 1. Структура энергетических зон теллура вблизи экстремумов $M(P)$

Междузонные переходы. При возбуждении циркулярно поляризованным светом с $\hbar \omega > E_g$ в зависимости от знака поляризации генерируются электроны только с $m_z = 1/2$ при $\mathcal{P}_{\text{цирк}} = -1$ либо с $m_z = -1/2$ при $\mathcal{P}_{\text{цирк}} = 1$. При этом вероятность перехода пропорциональна соответственно $C_{-3/2}^2$ или $C_{3/2}^2$. Таким образом, момент количества движения фотона передается электрону и дырке. Из-за особенностей спин-орбитального взаимодействия их спиновая ориентация сопровождается направленным движением, т.е. появлением у рождаемых светом носителей средней скорости \bar{v}_z^e и \bar{v}_z^h , что и приводит к возникновению фототока. При этом

$$\gamma_{zz} = eK(-\bar{v}_z^e \tau_p^e + \bar{v}_z^h \tau_p^h), \quad (5)$$

где K — коэффициент поглощения, τ_p^e , τ_p^h — времена релаксации фотоносителей по импульсу.

При учете линейных по k членов только в зоне проводимости (т.е. при $\beta = 0$) величины \bar{v}_z^e не зависят от частоты возбуждающего света

$$\bar{v}_z^e = \bar{v}_z^h = -\frac{\beta_c}{\hbar} \frac{A}{A_c + A} \mathcal{P}_{\text{цирк}}. \quad (6)$$

Однако основной вклад должны давать линейные по k члены валентной зоны, так как $\beta \gg \beta_c$ [8]. При $\beta_c = 0$ \bar{v}_z^e и \bar{v}_z^h определяются выражениями ($\mathcal{P}_{\text{цирк}} = 1$).

$$\bar{v}_z^e = v_0 \frac{A_c}{A} \frac{a}{2} F_1(\eta_M), \quad \bar{v}_z^h = v_0 \left[-\frac{a}{2} F_1(\eta_M) + F_2(\eta_M) \right]. \quad (7)$$

Здесь $F_1(\eta) = [\sqrt{1+\eta^2} - \eta^{-1} \ln(\eta + \sqrt{1+\eta^2})]$, $F_2(\eta) = 1 - \eta^{-1} \arctg \eta$,

$\eta = \beta k_z / \Delta$, $v_0 = \beta / \hbar = 4 \cdot 10^7$ см/сек, $a = 2 A \Delta / \beta^2 = 0,765$ [6], η_M — максимальное значение $|\eta|$, определяемое условием ($k_{\perp} = 0$)

$$E_g + \epsilon_c(\eta_M) + \epsilon_v(\eta_M) = \hbar \omega.$$

На рис. 2 показана зависимость $\bar{v}_z^{eh}(\omega)$, рассчитанная по (7) при $A = 0,363 \cdot 10^{-14}$ эв \cdot см² и $A_c/A = 1$.

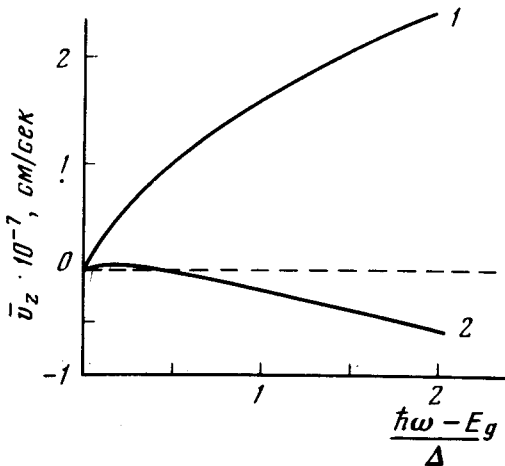


Рис. 2. Частотная зависимость средней скорости электронов (кривая 1) и дырок (кривая 2), генерируемых при междузонном поглощении циркулярно поляризованного света

Оценки показывают, что рассматриваемый эффект при междузонных переходах намного превышает эффект увлечения, а отношение ЭДС, зависящей от знака $\mathcal{P}_{\text{цирк}}$, к ЭДС Дембера имеет порядок $(v_0 / \bar{v}_e) \sqrt{\tau_p^e / \tau_0}$, где v_e — средняя тепловая скорость фотоэлектронов, τ_0 — их время жизни.

Внутризонные переходы. В области частот $\hbar \omega < E_g$ поглощение света связано с переходами дырок внутри валентной зоны. Расчет показывает, что рассматриваемый эффект отсутствует при прямых оптических переходах между ближайшими ветвями валентной зоны M_1^* и M_2^* (рис. 1). Однако он возникает при непрямых переходах (внутри одной ветви или между ветвями) с одновременным рассеянием дырок на фононных или примесных центрах, если в качестве виртуальных состояний при таких переходах учесть состояния в зоне симметрии M_3^* (в частности, в зоне проводимости M_{3c}^*). Оценки показывают, что как при возбуждении светом с частотой $\omega > \omega_{\text{опт}}$, когда рассеяние происходит преимущественно с

участием оптических фононов ($\omega_{\text{опт}}$ — частота оптического фонона), так и при $\omega < \omega_{\text{опт}}$, когда рассеяние происходит на акустических фононах, фототок (4) по величине сравним с током увлечения.

Отметим, что в гиротропных кристаллах при освещении неполяризованным светом в продольном магнитном поле H_z возникает фототок, знак которого зависит от знака поля. Однако этот эффект для теллура меньше рассмотренного выше эффекта по параметру $g_1 \mu_0 H_z / \Delta$, где g_1 — g -фактор дырок, определяющий относительное смещение экстремумов зоны M_1' в магнитном поле [6].

Обратный эффект. В гиротропных кристаллах возможен и обратный эффект: пропускание тока должно приводить к частичной ориентации свободных носителей, в результате чего рекомбинационное излучение при междузонном возбуждении неполяризованным светом должно быть частично поляризованным по кругу. Как показывает расчет, в кристаллах Те степень поляризации $\mathcal{P}_{\text{цирк}} \sim v_{\text{др}}/v_0$, где $v_{\text{др}}$ — дрейфовая скорость дырок. При этом также должно наблюдаться вращение плоскости поляризации линейно-поляризованного света, пропорциональное плотности тока.

В заключение авторы благодарят А.А.Рогачева за полезные обсуждения, стимулировавшие постановку настоящей работы.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 апреля 1978 г.

Литература

- [1] Н.Е. Barlow. Proc. IRE, **46**, 1411, 1958.
- [2] Л.Э. Гуревич, А.А. Румянцев. ФТТ, **9**, 75, 1967.
- [3] А.А. Гринберг. ЖЭТФ, **58**, 989, 1970.
- [4] R.H. Herman, R. Vogel. Proc. XIth Int. Conf. Semicond. Phys., Warsaw, 1972, p.870; G. Ribakovs, A.A. Gundjian. J. Appl. Phys., **48**, 4601, 1977.
- [5] A.M. Glass, D. von der Linde, T.J. Negran. Appl. Phys. Lett., **25**, 233, 1974; В.И. Белиничер, В.К. Малиновский, Б.И. Стурман. ЖЭТФ, **73**, 692, 1977.
- [6] М.С. Бреслер, В.Г. Веселаго, Ю.В. Косичкин, Г.Е. Пикус, И.И. Фарбштейн, С.С. Шалыт. ЖЭТФ, **57**, 1479, 1969.
- [7] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус. ФТТ, **16**, 1933, 1974.
- [8] Л.С. Дубинская, И.И. Фарбштейн. ФТТ, **20**, 753, 1978.