

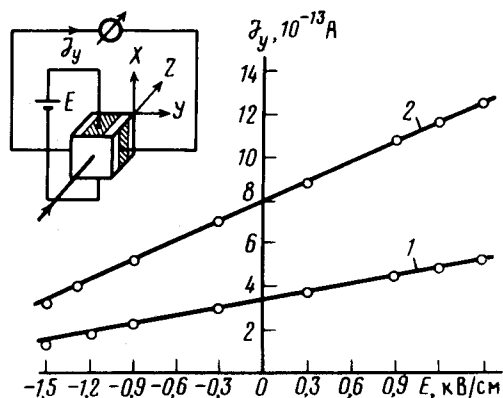
## АНИЗОТРОПНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ

С.Х.Есаян, Е.Л.Ивченко, В.В.Леманов, А.Ю.Максимов

Впервые обнаружена анизотропная фотопроводимость в сегнетоэлектрике  $Pb_5Ge_3O_{11}$ . Индуцируемый электрическим полем поперечный фототок в поле  $E = 1,5$  кВ/см сравним по величине с фотогальваническим током в отсутствие поля. Проанализирован механизм поперечной фотопроводимости в условиях эксперимента.

Анизотропная фотопроводимость, т. е. индуцированная светом анизотропия тензора электропроводности, была предсказана Гальперн и Коганом <sup>1, 2</sup>. В <sup>1, 2</sup> рассмотрены механизмы возникновения фотодс в направлении, перпендикулярном постоянному электрическому полю, при фотоионизации примесных центров в многодолинных полупроводниках и в условиях разогрева изотропной плазмы в поле световой волны. Анизотропная фотопроводимость при межзонном поглощении света была теоретически исследована Белиничером и Новиковым <sup>3</sup> и обнаружена в полупроводнике GaSe в <sup>4</sup>. В данной работе анизотропная фотопроводимость впервые обнаружена в сегнетоэлектриках на примере  $Pb_5Ge_3O_{11}$ .

Кристаллы  $Pb_5Ge_3O_{11}$  исследовались при комнатной температуре (фазовый переход с изменением точечной симметрии  $C_3 \rightarrow C_{3h}$  происходит при  $T_c = 177^\circ C$ ). Образцы для измерения имели размеры  $5 \times 5 \times 4$  мм<sup>3</sup> вдоль осей  $x, y$  и  $z$  соответственно (рисунок). Источником света служил гелий-кадмиевый лазер ЛГМ-11 (длина волны 0,44 мкм, мощность  $10^{-2}$  Вт). Свет распространялся вдоль оптической оси  $C_3 \parallel z$ . На каждую из боковых граней образца были нанесены электроды из серебряной пасты. Постоянное электрическое поле  $E$  прикладывалось вдоль оси  $x$ , а фотоиндуцированный ток измерялся вдоль оси  $y$ .



Вольт-амперные характеристики в условиях наблюдения поперечной фотопроводимости в  $Pb_5Ge_3O_{11}$  для двух значений угла  $\beta_0$ : 1 –  $\beta_0 = 0^\circ$ , 2 –  $\beta_0 = 45^\circ$  (комнатная температура,  $\lambda = 0,44$  мкм)

Измерения проводились по модуляционной методике: с помощью электрооптического модулятора периодически изменялось состояние поляризации падающего света (первоначально линейно поляризованного) с частотой задающего генератора и возникающий в кристалле ток, зависящий от степени линейной поляризации, регистрировался синхронным нановольтметром "Unipan".

В кристалле симметрии  $C_3$  составляющая плотности поперечного о фототока, пропорциональная степени линейной поляризации света  $P_{лин}$ , может быть записана в виде <sup>1)</sup>

$$j_y = IP_{лин} [(\chi_{222} \cos 2\beta - \chi_{111} \sin 2\beta) + E_x (\tilde{\sigma} \cos 2\beta + \sigma_{2112} \sin 2\beta)] , \quad (1)$$

<sup>1)</sup> Отметим, что фотопроводимость  $j_y \sim E_x$  может возникать и при возбуждении циркулярно поляризованным светом, распространяющимся вдоль оси  $z$  <sup>3</sup>.

где  $\tilde{\sigma} = (\sigma_{2122} - \sigma_{2111})/2$ ,  $\chi_{klm}$  – тензор линейного фотогальванического эффекта,  $\sigma_{klmn}$  – тензор фотопроводимости,  $I$  – интенсивность света,  $\beta$  – угол между плоскостью поляризации и осью  $y$ . На рисунке приведены вольт-амперные характеристики  $j_y(E_x)$  при  $\beta_0 = 0^\circ$  и  $45^\circ$ , где  $\beta_0$  – угол между осями линейной поляризации излучения на входе в кристалл и осями  $x, y$ . При определении компонент  $\tilde{\sigma}$  и  $\sigma_{2112}$  из данных, представленных на рисунке, были учтены зависимость интенсивности и поляризации света в образце от  $z$  (коэффициент поглощения  $\alpha \approx 5 \text{ см}^{-1}$ , удельный угол вращения плоскости поляризации вследствие естественной оптической активности  $\rho = \pm 15 \text{ град/мм}$ ) и полидоменность образца (в соседних доменах углы  $\rho$  различаются знаком). В результате получено:  $\sigma_{2112} = 1,3 \cdot 10^{-13} \text{ см/B}^2$ ,  $\tilde{\sigma} = 0,5 \cdot 10^{-13} \text{ см/B}^2$ .

Ток поперечной фотопроводимости  $j_y$  при прямых межзонных переходах возникает с учетом в скорости фотогенерации электронов  $g_k$ , наряду с основным вкладом  $g_k^{(0)} = g(k_x^2, k_y^2)$ , вклада  $g_k^{(2)} = g_k^{(0)} a k_x k_y$ , который описывает оптическое выстраивание импульсов фотоэлектронов с преимущественным распределением вдоль оси, составляющей угол  $(\text{sign } a) 45^\circ$  с осью  $x$ . Кроме того, необходимо учесть зависимость времени релаксации  $\tau$  по импульсу от энергии электрона  $\epsilon$ . Среднее время свободного пробега фотоэлектрона, рожденного в состоянии  $s$  с волновым вектором  $k$ , можно представить в виде

$$t_k = \int_0^\infty dt \exp \left[ - \int_0^t dt' / \tau(\epsilon(t')) \right], \quad (2)$$

где функция  $\epsilon(t)$  описывает изменение энергии электрона во времени под действием электрического поля:  $\epsilon(t) = \epsilon(k_x(t), k_y, k_z)$ ,  $k_x(t) = k_x - (eEt/\hbar)$ . Разлагая  $\tau$  в ряд в окрестности точки  $\epsilon_0$ , в первом порядке по малому параметру  $eEt/\hbar k \ll 1$ , приходим к следующей зависимости  $t_k$  от волнового вектора электрона

$$t_k = \tau \left( 1 - \frac{\partial \tau}{\partial \epsilon} \frac{\hbar k_x}{m^*} e E_x \right), \quad (3)$$

где  $m^*$  – эффективная масса электронов. Поперечный фототок рассчитывается по формуле  $j_y = -2e \sum_k g_k v_y t_k$ , где  $v_y = \hbar k_y / m^*$ , которая предполагает, что после первого акта рассеяния распределение электронов по импульсу полностью изотропизуется. Подставляя (3) в эту формулу и выполняя суммирование по  $k$ , в соответствии с <sup>3</sup> получим

$$j_y = \frac{2}{15} a k_0^2 \frac{e^2}{m^*} \left( \tau^2 \frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln \epsilon} \right)_{\epsilon_0} \alpha \frac{I}{\hbar \omega} E_x, \quad (4)$$

где  $\epsilon_0 = \hbar^2 k_0^2 / 2m^*$ ,  $k_0 = [2\bar{m}(\hbar\omega - E_g)/\hbar^2]^{1/2}$  – волновой вектор электронов, участвующих в оптическом переходе,  $E_g$  – ширина запрещенной зоны,  $\hbar\omega$  – энергия фотона,  $\bar{m}$  – приведенная эффективная масса электрона и дырки. Вклад фотодырок в  $j_y$  описывается формулой, аналогичной (4).

Оценки показывают, что для света, поляризованного под углом  $45^\circ$  к вектору  $E$ ,

$$a k_0^2 \sim (\hbar\omega - E_g) / \bar{E}, \quad (5)$$

где  $\bar{E}$  – энергетическое расстояние между нижней зоной проводимости или верхней валентной зоной (предполагается, что эти зоны простые) и ближайшей другой зоной. Как показывает анализ спектров оптического поглощения, в кристаллах  $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$  при комнатной температуре длина волны  $0,44 \text{ мкм}$  попадает в область края собственного поглощения с экспоненциальной зависимостью коэффициента поглощения от  $\omega$ . Таким образом в условиях эксперимента  $\hbar\omega < E_g$  и, очевидно, межзонные оптические переходы идут с участием нескольких оптических фононов. Поэтому безразмерный параметр  $a k_0^2$  в (4)

сравнительно мал. Полагая для определенности  $m^* = 0,4 m_0$  ( $m_0$  – масса свободного электрона) и  $|\partial \ln \tau / \partial \ln \epsilon| = 0,5$ , при  $\sigma_{2112} = 1,3 \cdot 10^{-13} \text{ см/B}^2$ ,  $\alpha = 5 \text{ см}^{-1}$  и  $a k_0^2 =$

$= 10^{-2} \div 10^{-3}$  получим для подвижности фотоносителей  $\mu(\epsilon_0) = e\tau(\epsilon_0)/m$  \* значения  $300 \div 900 \text{ см}^2 / \text{В} \cdot \text{с}$ . Симметрия  $C_3$ , в отличие, скажем, от симметрии  $C_{3v}, D_{3h}, D_{6h}$ , допускает ток поперечной фотопроводимости, возбуждаемый в поляризации  $e \parallel E$  или  $e \perp E$ . Можно, однако, ожидать, что соответствующий вклад в коэффициент  $a$  имеет малость по сравнению с вкладом, пропорциональным  $e_x e_y$ . Действительно, на опыте коэффициент  $\tilde{\sigma}$  примерно в три раза меньше коэффициента  $\sigma_{2112}$ .

Обнаружение поперечной фотопроводимости в сегнетоэлектрике  $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$  подтверждает плодотворность изучения этого сегнетоэлектрика методами, характерными для физики полупроводников.

Авторы благодарны Г.Е.Пикусу за полезные обсуждения и замечания.

#### Литература

1. Гальперн Ю.С., Коган Ш.М. ФТП, 1968, 2, 1697.
2. Гальперн Ю.С., Коган Ш.М. ЖЭТФ, 1969, 56, 355.
3. Белиничер В.И., Новиков В.Н. ФТП, 1981, 15, 1957.
4. Караман М.И., Мушинский В.П., Шмелев Г.М. ЖТФ, 1983, 53, 1198.

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

Поступила в редакцию  
8 октября 1984 г.