

В. И. БЕЛИНИЧЕР, И. Ф. КАНАЕВ, В. К. МАЛИНОВСКИЙ,
Б. И. СТУРМАН
(Новосибирск)

ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ТОКИ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ

1. Известно, что в неоднородных кристаллах под действием света может возникать электрический ток. Теория этого явления хорошо разработана [1]. Однако ряд экспериментов показывает [2, 3], что электрический ток может наблюдаться и при освещении однородного кристалла, если он имеет выделенное направление (полярную ось).

В настоящей работе предполагается, что фотоиндуцированные токи в кристаллах с выделенной осью обусловлены электронами, возбуждаемыми светом в зону проводимости. В случае оптического перехода примесь — зона основным эффектом, ответственным за ток, является асимметрия в вероятностях возбуждения электронов в зону проводимости и их рекомбинации на ловушки в зависимости от квазиимпульса. Эта асимметрия связана с асимметрией ловушек в кристаллах с выделенной осью.

Если рассматривать оптический переход зона — зона, то вероятность возбуждения электронов в зону проводимости так же, как и вероятности рекомбинации, симметрична и за то же время асимметрично рассеяние электронов на примесях и фононах.

2. Фотоиндуцированный ток для переходов примесь — зона. Для описания фотоиндуцированных токов привлечен аппарат кинетических уравнений.

Будем предполагать, что в кристалле имеется зона проводимости и один примесный моноэнергетический уровень, с которого происходит фотовозбуждение электронов. Фотоиндуцированный ток $j_{\Phi}(\mathbf{x})$ следующим образом выражается через функцию распределения электронов в зоне проводимости $f_{\mathbf{k}}(\mathbf{x})$ (\mathbf{k} — вектор квазиимпульса):

$$\mathbf{j}(\mathbf{x}) = \int d^3k f_{\mathbf{k}}(\mathbf{x}) \partial \epsilon(\mathbf{k}) / \partial \mathbf{k}. \quad (1)$$

Здесь $\epsilon(\mathbf{k})$ — закон дисперсии электронов в зоне проводимости; интегрирование по \mathbf{k} происходит в зоне Бриллюэна. В дальнейшем освещение будет считаться однородным.

Можно убедиться, что если вместо $f_{\mathbf{k}}$ в формулу (1) подставить квазиравновесную функцию распределения $f_{\mathbf{k}}^0$ [1] с квазиуровнем Ферми, определяемым интенсивностью освещения $I(\omega)$, где ω — частота света, то ток \mathbf{j} обратится в нуль. Таким образом, для нахождения тока необходимо найти поправку к функции распределения $f_{\mathbf{k}}^0$. Для этого запишем систему кинетических уравнений для функции распределения $f_{\mathbf{k}}$ и заселенности примесных уровней N :

$$\partial f_{\mathbf{k}} / \partial t = I_{\text{и}}(\mathbf{k}) - I_{\text{р}}(\mathbf{k}) - \Gamma_{\mathbf{k}}(f_{\mathbf{k}} - f_{\mathbf{k}}^0) = 0; \quad (2a)$$

$$\partial N / \partial t = \int (I_{\text{р}}(\mathbf{k}) - I_{\text{и}}(\mathbf{k})) d^3k = 0. \quad (2б)$$

Здесь $I_{\text{и}}(\mathbf{k})$ — вероятность фотоионизации электрона в зону проводимости с импульсом \mathbf{k} ; $I_{\text{р}}(\mathbf{k})$ — вероятность рекомбинации электрона с импульсом \mathbf{k} на примесный уровень; $\Gamma_{\mathbf{k}}(f_{\mathbf{k}} - f_{\mathbf{k}}^0)$ есть столкновительный член электрон-фононных соударений, определяющий время термализации электронов в зоне проводимости. Мы записали этот столкнови-

тельный член в операторном виде, явно учитывающем обращение его в нуль для квазиравновесной функции распределения f_k^0 .

Известно, что в реальном кристалле процессы ионизации и рекомбинации сопровождаются поглощением и испусканием фононов. Эти процессы существенно зависят от структуры конкретного кристалла.

Рассмотрим модель, в которой процессы ионизации и рекомбинации являются бесфононными. В этом случае

$$\begin{aligned} I_n(\mathbf{k}) &= N \sum_{\alpha} \int W_{\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{q}) (1 - f_{\mathbf{k}}) J_{\alpha}(\mathbf{q}) d^3q; \\ I_p(\mathbf{k}) &= (N_0 - N) \sum_{\alpha} \int f_{\mathbf{k}} (1 + J_{\alpha}(\mathbf{q})) W_{\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{q}) d^3q. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $J_{\alpha}(\mathbf{q})$ — плотность потока падающего света в зависимости от поляризации, N_0 — концентрация примесных центров в кристалле, $W_{\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{q})$ — плотность вероятности возбуждения электронов с примесных центров в зону фотоном с импульсом \mathbf{q} и поляризацией α . В стационарном состоянии для определения положения квазиуровня Ферми надо воспользоваться условием сохранения числа частиц

$$\int f_{\mathbf{k}} d^3k = N_0 - N. \quad (4)$$

Отношение времени между столкновениями электрона с фононами к времени жизни электрона в зоне проводимости обычно является малым параметром. Поэтому решение системы (2) можно искать в виде $f_{\mathbf{k}} = f_{\mathbf{k}}^0 + \delta f_{\mathbf{k}}$, тогда

$$\delta f_{\mathbf{k}} = \Gamma_{\mathbf{k}}^{-1} (I_n(\mathbf{k}) - I_p(\mathbf{k})). \quad (5)$$

Выражение для тока примет вид

$$\mathbf{j}_{\Phi} = \int d^3k (\partial \varepsilon(\mathbf{k}) / \partial \mathbf{k}) \delta f_{\mathbf{k}}. \quad (6)$$

Чтобы получить конкретное выражение для тока, будем считать переход примесь — зона дипольным p - s -переходом. В этом случае вероятность перехода

$$W_{\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{q}) = (\omega / 2\pi c) |\mathbf{D}e_{\alpha}|^2 \delta(\varepsilon(\mathbf{k}) + \Delta - \hbar\omega), \quad (7)$$

где \mathbf{D} — дипольный момент перехода примесь — зона, e_{α} — вектор поляризации света.

Для нахождения асимметричной части вероятности возбуждения $W_{\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{q})$ необходимо учесть искажение волновой функции электрона в зоне проводимости в окрестности примеси. Простые оценки могут быть получены как в приближении сильной связи, так и в модели свободных электронов. В приближении сильной связи необходимо считать точную волновую функцию в окрестности примеси с блоховской волновой функцией, имеющей на больших расстояниях асимптотику «плоской волны». Мы получим искажение волновой функции в окрестности примеси в приближении свободных электронов по теории возмущений, считая, что асимметрия ловушки связана с ее дипольным моментом d . Возьмем закон дисперсии в виде $\varepsilon(\mathbf{k}) = \hbar^2 k^2 / 2m$; тогда волновая функция в окрестности примеси в приближении $ka \ll 1$ (a — средний радиус примеси) имеет вид

$$\psi_{(\mathbf{x} \sim a)}(\mathbf{x}) = V_c^{-1/2} \left(1 + \frac{em}{\hbar^2 \pi} \frac{d\mathbf{k}}{|\mathbf{k}|} \right) e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}}. \quad (8)$$

Здесь V_c — объем элементарной ячейки кристалла. Дипольный момент перехода D_0 для примеси в состоянии $2P_0$

$$D_0 = [(16\pi/75)(a^3/V_c)]^{1/2} ea/5 [1 + (em/\hbar^2\pi)(d\mathbf{k}/|\mathbf{k}|)]. \quad (9)$$

Комбинируя формулы (6), (5), (3), (7), (9), получим выражение для тока j_0 вдоль оси кристалла, нормированного на коэффициент поглощения κ_0 , в виде

$$j_0/\kappa_0 = \pi^{-1} [1 - (4/\sqrt{\pi})(k_T/k_0)] e^2 k_0 / \hbar \omega (I d \tau_{ct} / \hbar), \quad (10)$$

$$\kappa_0 = 4NV_c m D_0^2 k_0 \omega / \hbar^2 c.$$

Здесь I — интенсивность света; k_0 — импульс электрона, фотовозбужденного в зону проводимости; k_T — характерный тепловой импульс $k_T = (mT/\hbar^2)^{1/2}$; τ_{ct} — характерное время электрон-фононных соударений, равное среднему значению оператора Γ_{\hbar}^{-1} . Концентрация электронов на примесных центрах N определяется из уравнения (26):

$$N = N_0 + N_{\Phi} - (N_{\Phi}^2 + 2N_0 N_{\Phi})^{1/2}, \quad (11)$$

где $N_{\Phi} = \left(\frac{c}{\omega}\right)^3 \frac{k_0 \text{Im}}{c \hbar^2}$. Ток, определенный по формуле (10), является суммой тока ионизации и тока рекомбинации. Эти токи имеют противоположные знаки и при энергии света, для которой $k_0 = (4/\sqrt{\pi})k_T$, ток ионизации равен по величине току рекомбинации, полный ток равен нулю. При малых интенсивностях света $N_0 \gg N_{\Phi}$ фотоиндуцированный ток линеен по интенсивности света и в формуле (10) надо заменить N на N_0 . При больших интенсивностях света фотоиндуцированный ток не зависит от интенсивности света и в формуле (10) надо заменить N на $N_0^2/2N_{\Phi}$.

Оценим численную величину тока для характерных параметров, входящих в формулу (10): $\tau_{ct} = 10^{-13}$ с, $a = 10^{-8}$ см, $d = 0,1 ea$, $N_0 = 10^{-17}$ см $^{-3}$, $m = 10^{-28}$ г, $T = 300^\circ$ К, $\frac{\hbar^2 k_0^2}{2m} = 10^{-12}$ эрг, $\hbar \omega = 5 \cdot 10^{-12}$ эрг,

$$j_0/\kappa_0 [A/\text{см}] = 3 \cdot 10^{-8} [1 - T/7300]^{1/2} (N_0 \cdot 10^{-17}) I [\text{Вт}/\text{см}^2]; N_0 \gg N_{\Phi},$$

$$j_0/\kappa_0 [A/\text{см}] = 1,5 \cdot 10^{-6} [1 - (T/7300)^{1/2}] (N_0 \cdot 10^{-17}); N_0 \ll N_{\Phi},$$

$$\kappa_0 = 0,44 [1/\text{см}], N_{\Phi} = 10^{17} I [\text{Вт}/\text{см}^2].$$

3. Фотоиндуцированный ток для переходов зона — зона. Можно показать, что для перехода зона — зона вероятность возбуждения электронов в зону проводимости симметрична по квазиимпульсу \mathbf{k} . Действительно, дипольный момент перехода имеет вид

$$\mathbf{D}(\mathbf{k}) = \int u_{n\mathbf{k}}^*(x) e \mathbf{x} u_{b\mathbf{k}}(x) d^3x, \quad (12)$$

где $u_{n\mathbf{k}}$, $u_{b\mathbf{k}}$ — функции Блоха в валентной зоне и зоне проводимости соответственно.

В силу общего свойства функций Блоха $\mathbf{D}^*(\mathbf{k}) = \mathbf{D}(-\mathbf{k})$ и, следовательно, вероятность возбуждения симметрична по \mathbf{k} , а ток в приближении, рассмотренном в п. 2, отсутствует. Однако ток возникает в следующем по $\tau_{ct}/\tau_{ж}$ приближении ($\tau_{ж}$ — время жизни электрона в зоне проводимости) из-за наличия у функции распределения неравновесной добавки, связанной с неравновесной ионизацией и рекомбинацией. Столкновительный член, содержащий асимметричное рассеяние, уже не обратится в нуль, что приведет к асимметричному току. Приведем оценку тока для электронов в зоне проводимости; ток для дырок

оценивается аналогично и имеет тот же порядок величины. Система кинетических уравнений в этом случае имеет вид 2а. Ионизационный и рекомбинационный члены в этом случае имеют вид

$$I_n(\mathbf{k}) = \sum_{\alpha} \int W_{\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{q}) (1 - \tilde{f}_{\mathbf{k}}) (1 - f_{\mathbf{k}}) J_{\alpha}(\mathbf{q}) d^3q;$$

$$I_p(\mathbf{k}) = \sum_{\alpha} \int \tilde{f}_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{k}} W_{\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{q}) (1 + J_{\alpha}(\mathbf{q})) d^3q \quad (13)$$

($f_{\mathbf{k}}$ — функция распределения дырок в валентной зоне). Условия, определяющие стационарные функции распределения, имеют вид

$$\frac{\partial f_{\mathbf{k}}}{\partial t} = 0; \int (f_{\mathbf{k}} - \tilde{f}_{\mathbf{k}}) d^3k = 0. \quad (14)$$

Член столкновений в этом случае мы разобьем на две части: $\Gamma_{\mathbf{k}} = \Gamma_{\mathbf{k}}^s + \Gamma_{\mathbf{k}}^a$, здесь $\Gamma_{\mathbf{k}}^s$ отвечает симметричному рассеянию на фононах и примесях, а $\Gamma_{\mathbf{k}}^a$ — асимметричному рассеянию. Естественно предполагать, что $|\Gamma_{\mathbf{k}}^s| \gg |\Gamma_{\mathbf{k}}^a|$. Действительно, за асимметричное рассеяние ответственны только двухфононные процессы и процессы рассеяния на несимметричных примесях, в то время как за симметричное рассеяние отвечают однофононные процессы и симметричное рассеяние на примесях.

Можно убедиться, что за асимметричное рассеяние на фононах отвечает интерференция амплитуд рассеяния, соответствующих диаграмме рис. 1, а с мнимой частью диаграмм рис. 1, б, в. Аналогичное утверждение справедливо для неупругих процессов. Асимметричное

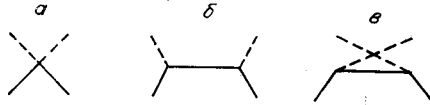


Рис. 1.

рассеяние появляется в интерференции амплитуд рассеяния 1-го и мнимой части 2-го порядка теории возмущений рис. 2. Пусть $\Gamma_{\mathbf{k}}^a = \Gamma_{\mathbf{k}}^{\text{АП}} + \Gamma_{\mathbf{k}}^{\text{АФ}}$, здесь $\Gamma_{\mathbf{k}}^{\text{АП}}$ — асимметричная часть столкновительного члена для рассеяния на примесях, $\Gamma_{\mathbf{k}}^{\text{АФ}}$ — для рассеяния на фононах. Мы приведем вычисление тока для рассеяния на примесях. Ток, связанный с рассеянием на фононах, вычисляется аналогично. Точное выражение интеграла столкновений электронов с примесями следующее:

$$\Gamma_{\mathbf{k}}^{\text{АП}} f_{\mathbf{k}} = \int (f_{\mathbf{k}} - f_{\mathbf{k}'}) T_{\Pi}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') d^3k'. \quad (15)$$

Здесь $T_{\Pi}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ — вероятность асимметричного рассеяния на примеси. В модели, где асимметрия электронного рассеяния связана с дипольным моментом примеси d ,

$$T_{\Pi}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = 32N_0 \delta\left(\frac{k^2 - k'^2}{2m}\right) \frac{d(\mathbf{k} - \mathbf{k}')}{|\mathbf{k} - \mathbf{k}'|} \int \frac{d(\mathbf{k} - \mathbf{k}'') d(\mathbf{k}'' - \mathbf{k}')}{|\mathbf{k} - \mathbf{k}''|^2 |\mathbf{k}'' - \mathbf{k}'|^2} \times \\ \times \delta\left(\frac{k''^2 - k^2}{2m}\right) d^3k''. \quad (16)$$

При выводе (16) использовано приближение свободных электронов в зоне проводимости. Выражение для тока имеет вид

$$\mathbf{j}_{\Phi} = \int \frac{\partial \epsilon}{\partial \mathbf{k}} (\Gamma_{\mathbf{k}}^{s-1}) \Gamma_{\mathbf{k}}^a [(\Gamma_{\mathbf{k}}^{s-1}) (I_n(\mathbf{k}) - I_p(\mathbf{k}))] d^3k. \quad (17)$$

Будем считать, что переход примесь — зона является p - s -переходом и электроны в валентной зоне достаточно локализованы, так что можно использовать приближение $ka \ll 1$, где a — радиус локализации электронов. Необходимо так-



Рис. 2.

же учесть зависимость вероятности возбуждения и рекомбинации от угла вылета электрона θ , так как члены, не зависящие от $\cos^2\theta$, обращают интеграл столкновений в нуль. Учет зависимости $T_{\pi}(\mathbf{k})$, $I_p(\mathbf{k})$ от $\cos^2\theta$ вносит малость порядка $(ka)^2$.

Комбинируя формулы (17), (16), (15), (14), (13), (7), получим следующие оценки по порядку величины для фотоиндуцированного тока при рассеянии на примесях:

$$\frac{j_{\Phi\Pi}}{\kappa_3} \approx (2\pi)^2 \left(1 - \alpha \frac{k_T^2}{k_0^2}\right) \left(\frac{ema}{\hbar^2}\right) \left(\frac{d^2 N_0 \tau_{CT}}{\hbar}\right) \left(\frac{e^2 k_0}{\hbar \omega}\right) \left(\frac{Id \tau_{CT}}{\hbar}\right); \quad (18)$$

$$\kappa_3 \approx 4mD^2 k_0 \omega / \hbar^2 c.$$

Здесь κ_3 — коэффициент поглощения для перехода зона — зона, $\alpha \sim 1$. Фотоиндуцированный ток, обусловленный рассеянием на акустических фононах, оценивается аналогично и имеет вид:

$$\frac{j_{\Phi\Phi}}{\kappa_3} \approx (2\pi)^2 \left[(ka^2) + \beta \frac{mc_s}{\hbar k_0} \left(1 - \gamma \frac{k_T^4}{k_0^4}\right) \right] \left(\frac{m}{M_c}\right) \left(\frac{U}{\hbar c_s k_0}\right)^2 (k_0^3 V_c) \times$$

$$\times \left(\frac{\hbar^2 k_0^2 \tau_{CT}}{M_c}\right) \left(\frac{T}{\hbar c_s k_0}\right)^2 \left(\frac{e^2 k_0}{\hbar \omega}\right) \left(\frac{Id \tau_{CT}}{\hbar}\right). \quad (19)$$

Здесь c_s — скорость звука; $M_c(V_c)$ — масса (объем) элементарной ячейки; β , γ — параметры порядка единицы; U — потенциал ячейки.

Отметим, что поскольку мы пренебрегли зависимостью числа электронов в валентной зоне от интенсивности света, то зависимость фотоиндуцированного тока от интенсивности получалась линейной. Сделаем оценку по порядку величины для приведенных выражений тока. Используем те же параметры для оценок, что и в п. 2, кроме того, примем $c_s = 5 \cdot 10^5$ см/с; $M_c = 5 \cdot 10^{-22}$ г; $V_c = 10^{-22}$ см³. Тогда имеем

$$j_{\Phi\Pi}/\kappa_3 [\text{А/см}] = 10^{-10} (1 - \alpha T/7300) I [\text{Вт/см}^2]; \quad (20)$$

$$j_{\Phi\Phi}/\kappa_3 [\text{А/см}] = 10^{-12} [1 + \beta (1 - \gamma (T/7300)^2)] I [\text{Вт/см}^2],$$

$$\kappa_3 = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}.$$

Сравнивая результаты оценок (11), (20) для фотоиндуцированного тока, можно заключить, что для концентрации примесей 10^{17} см⁻³ механизм возбуждения с примесей 10^2 раз эффективней, чем механизм рассеяния на примесях. В свою очередь, механизм рассеяния на примесях в 10^2 раз эффективнее, чем рассеяние на фононах.

4. Отметим, что в кристаллах с широкой запрещенной зоной $\Delta \gg T$, когда рекомбинация является излучательной, фотоиндуцированные токи обладают общим свойством: ток при малых интенсивностях падающего света, усредненный по поляризации и направлению, должен менять знак в зависимости от частоты падающего света. Это общее свойство — следствие того, что в тепловом равновесии ток отсутствует. Действительно, ток в тепловом равновесии можно представить как сумму токов, индуцированных светом с заданной частотой, направлением и поляризацией, так как тепловой ток при соблюдении указанных выше условий линейно зависит от интенсивности падающего света:

$$\mathbf{j}^T = \sum_{\alpha q} c_{\alpha}(q) I_{\alpha}(q). \quad (21)$$

Поскольку $I_{\alpha}(q)$ — положительные величины, то коэффициенты должны или все быть равны нулю, или менять знак.

При достаточно слабом облучении кристалла фотоиндуцированный ток линейно зависит от интенсивности падающего света. Эта зависимость имеет вид

$$j_{\Phi} = C_{\alpha}(q) I_{\alpha}(q), \quad (22)$$

и, следовательно, сформулированное выше утверждение выполняется. Можно также утверждать, что смена знака происходит при таких частотах падающего света, когда энергия электрона, попавшего в зону проводимости, порядка тепловой энергии T . Действительно, поскольку фотоиндуцированный ток является суммой токов, обусловленных процессами фотоионизации и фоторекомбинации, то с учетом формулы (21) энергия T является характерной энергией, при которой ток ионизации равен току рекомбинации по величине и противоположен по знаку.

5. Фотоиндуцированные токи в сегнетоэлектриках создают в разомкнутом кристалле электрическое поле. Эффект оптического повреждения, связанный с этим полем, обладает рядом особенностей.

Величина максимального поля E_{\max} , появляющегося в кристалле, определяется условием равенства нулю полного тока, т. е. фотоиндуцированный ток должен компенсироваться дрейфовым током j_d :

$$j_{\Phi} = -j_d = -\sigma_{\Phi} E_{\max}, \quad E_{\max} = j_{\Phi} / \sigma_{\Phi}.$$

Для небольших интенсивностей света фотоиндуцированный ток j_{Φ} и фотопроводимость σ_{Φ} линейно зависят от интенсивности света, следовательно, насыщенная величина эффекта оптического повреждения не должна зависеть от интенсивности. Для переходов примесь — зона (11) при $\kappa_0 = 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ получим для $\sigma_{\Phi} (\Omega \text{ см})^{-1} = 10^{-14} I [\text{Вт/см}^2] E_{\max} \approx 3 \cdot 10^4 [\text{В/см}]$.

При очень небольших интенсивностях света фотоиндуцированный ток и фотопроводимость перестают зависеть от интенсивности. Величина максимального поля E_{\max} , следовательно, также не зависит от интенсивности.

В случае промежуточных интенсивностей зависимость $E_{\max}(I)$ определяется спецификой модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. М. Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., «Наука», 1963.
2. A. G. Chynoweth. Surface space-charge layer in barium titanate.—“Phys. Rev.”, 1956, vol. 102, p. 705.
3. A. M. Glassett al. High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in LiNbO_3 .—“Appl. Phys. Lett.”, 1974, vol. 25, p. 233.

Поступила в редакцию 20 марта 1976 г.

УДК 621.38, 836.112.15

Э. Г. КОСЦОВ, А. И. МИШИН

(Новосибирск)

ФОТОЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ ЛОГИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ

1. В современной оптоэлектронике основной логический элемент — оптрон [1—3], использующий двойное преобразование энергии: фотоэлектрическое (свет — электрический сигнал) и противоположное ему —