

## Модель фотоиндуцированной анизотропии в стеклообразных полупроводниках

© Е.В. Емельянова, В.И. Архипов

Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет),  
115409 Москва, Россия

(Получена 23 мая 1996 г. Принята к печати 28 января 1998 г.)

Теоретически рассматривается модель фотоиндуцированной оптической анизотропии в аморфных полупроводниках. Изменение оптических характеристик образца связывается с фотогенерацией близнецовых электронно-дырочных пар. Если пары генерируются линейно поляризованным светом, то дипольные моменты близнецовых пар лежат главным образом в плоскости поляризации, что делает образец оптически анизотропным. Модель связывает оптическую анизотропию образца со средним квадратом проекции дипольного момента единицы объема на ось поляризации излучения  $\langle P_z^2 \rangle$ . Эволюция величины  $\langle P_z^2 \rangle$  определяется кинетикой дрейфа и рекомбинации носителей в близнецовых парах. Рассчитывается кинетика фотоиндуцированной анизотропии при непрерывном облучении образца и релаксация последней при импульсном воздействии поляризованного света.

Фотостимулированные процессы в стеклообразных полупроводниках (фотоиндуцированная анизотропия, фотопотемнение, фотодихроизм) в последнее время привлекают все большее внимание исследователей в связи с перспективой использования этих явлений в волоконно-оптических системах связи при записи и обработке оптической информации [1–4]. Часто фотоиндуцированные изменения оптических характеристик стекол связываются с определенными изменениями в структуре этих материалов, как правило, с возникновением под действием света новых или изменением состояния уже существующих точечных дефектов. В частности, явление фотоиндуцированной анизотропии многие исследователи объясняют перестройкой под действием света собственных дефектов [5]. В рамках этой модели предполагается, что воздействие поляризованным светом приводит к возникновению анизотропного состояния стекла, обусловленного поворотами собственных дипольных моментов дефектов. Для возникновения эффекта необходимо, чтобы энергия светового кванта была не меньше энергии активации поворота диполей. Экспериментальные результаты показывают, что красная граница фотостимулированной анизотропии близка к красной границе фотопроводимости [2,5]. Это обстоятельство позволяет предположить, что возможен электронный механизм анизотропии, причем для возникновения анизотропии необходима генерация неравновесных носителей. Фотогенерация неравновесных электронно-дырочных пар рассматривается также как промежуточный этап формирования фотоиндуцированных структурных дефектов. В связи с этим необходимо заметить, что для неупорядоченных полупроводников характерна малая длина термализации горячих фотоионизированных носителей, так что процесс фотогенерации неравновесных носителей проходит через образование близнецовых пар.

Близнецовая пара представляет собой электрон и дырку, которые рождены в одном и том же акте фотоионизации и связаны собственным кулоновским полем. В

дальнейшем судьба носителей, образующих близнецовую пару, определяется конкуренцией процессов диффузии и дрейфа в собственном поле. Носители могут либо сблизиться под действием поля и рекомбинировать, либо разойтись в процессе диффузии и стать полностью независимыми. Близнецовые пары, очевидно, обладают собственным дипольным моментом, который также изменяется во время эволюции пары. При освещении образца неполяризованным светом все направления начального разлета горячих носителей в плоскости, перпендикулярной волновому вектору, равноправны, и дипольные моменты пар ориентированы в этой плоскости абсолютно хаотично. Если же пары генерируются линейно поляризованным светом, то упомянутая выше симметрия разлета носителей нарушается, возникает преимущественное направление начальной ориентации дипольных моментов близнецовых пар, и в образце возникает макроскопическая фотостимулированная поляризация, которая в свою очередь может вызвать оптическую анизотропию. Таким образом, рассматриваемая модель связывает кинетику фотостимулированной анизотропии с эволюцией дипольных моментов близнецовых пар.

Рассмотрим образец стеклообразного полупроводника, который, начиная с момента времени  $t = 0$ , подвергается воздействию линейно поляризованным светом (анизотропирующее излучение). Воздействие излучения приводит к образованию близнецовых электронно-дырочных (онзагеровских) пар в материале образца. Предположим, что вылет носителей под действием поляризованного света происходит в основном вдоль одной оси (оси  $z$ ), направление которой определяется поляризацией световой волны. Из соображений симметрии очевидно, что вылет носителей равновероятен как в положительном, так и в отрицательном направлении оси  $z$ . Поэтому средний дипольный момент единицы объема,  $\langle \mathbf{P} \rangle$ , так же как и его средняя проекция на любую ось, остаются равными нулю и после фотовозбуждения образца. Следовательно, фотостимулированная анизотропия  $A$  должна определяться

максимальной разностью средних квадратов проекций дипольного момента на две взаимно перпендикулярные оси. В рассматриваемом случае такими осями являются, очевидно, ось  $z$  и любая перпендикулярная ей ось:  $A \sim \langle P_z^2 \rangle - \langle P_\perp^2 \rangle$  ( $P_z, P_\perp$  — соответствующие проекции дипольного момента). Как уже отмечалось выше, эволюция этой величины определяется кинетикой дрейфа, диффузии и рекомбинации носителей в близнецовых парах. В настоящей работе мы рассмотрим эту кинетику при низких температурах, когда эффекты фотоиндуцированной анизотропии проявляются наиболее ярко. В этих условиях можно пренебречь диффузией носителей и считать, что релаксация дипольных моментов близнецовых пар целиком обусловлена дрейфом носителей в связывающем их кулоновском поле.

Кинетика неравновесных носителей в неупорядоченных материалах, как известно, контролируется их захватом на распределенные по энергии локализованные состояния [6,7]. В этом случае в каждый момент  $t$  носители делятся на две группы. Большинство носителей захвачены на локализованные состояния и неподвижны. Перенос заряда осуществляется меньшей частью подвижных носителей, которые в этот момент находятся в делокализованных (проводящих) состояниях. Заметим, что в реальных условиях вклад подвижных носителей в их полную плотность пренебрежимо мал, и функция распределения для полной плотности ( $f$ ) практически совпадает с функцией распределения плотности локализованных носителей ( $f_l$ ). Таким образом, в отсутствие диффузии кинетика носителей в близнецовых парах описывается уравнением Смолуховского для функций распределения полной плотности и плотности подвижных ( $f_c$ ) носителей:

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, t)}{\partial t} - \mu_c \operatorname{div} \left[ \frac{e}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{\mathbf{r}}{r^3} f_c(\mathbf{r}, t) \right] = G(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

где  $\mathbf{r}$  — координата, отсчитываемая от положения неподвижного носителя (например, электрона),  $G(\mathbf{r}, t)$  — темп генерации близнецовых пар,  $\mu_c$  — подвижность носителей в делокализованных состояниях,  $e$  — заряд носителя,  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость.

Уравнение (1) описывает дрейф носителей заряда к своим близнецам. Наличие особенности у кулоновского поля при  $\mathbf{r} = 0$  приводит к тому, что поток носителей  $\Phi$ ,

$$\Phi = - \oint_S dS \mu_c \frac{e\mathbf{r}}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^3} f_c(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

через сферу  $S$  сколь угодно малого радиуса с центром в  $\mathbf{r} = 0$  оказывается отличным от нуля:

$$\Phi = - \frac{\mu_c e}{\epsilon\epsilon_0} f_c(0, t). \quad (3)$$

Носители, приближающиеся к своим близнецам, рекомбинируют с ними и, таким образом, формула (3) дает временную зависимость скорости рекомбинации.

Широкий энергетический спектр локализованных состояний в аморфных полупроводниках,  $g(E)$ , приводит к тому, что в течение длительного времени перенос заряда происходит в условиях неустановившегося равновесного энергетического распределения локализованных носителей. В этих условиях большинство носителей оказываются захваченными на достаточно глубокие состояния, термическое освобождение с которых к моменту  $t$  остается маловероятным. Напомним, что  $t = 0$  соответствует моменту генерации носителей. Очевидно, плотность определенных таким образом "глубоких ловушек",  $g_d(E, t)$ , зависит от времени. Поскольку плотность носителей, захваченных на глубокие ловушки, изменяется только благодаря захвату, для функции энергетического распределения этих носителей справедливо уравнение

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{\varphi_d(E, \mathbf{r}, t)}{g_d(E, t)} \right] = \frac{1}{\tau_0 N_t} f_c(\mathbf{r}, t), \quad (4)$$

где  $\tau_0$  — время жизни носителей в проводящих состояниях до захвата и  $N_t$  — полная плотность локализованных состояний. Интегрируя уравнение (4) по времени, а затем по энергии и учитывая, что до установления теплового равновесия практически все носители находятся на глубоких ловушках, получаем

$$f(\mathbf{r}, t) = \frac{N_d}{\tau_0 N_t} \int_0^t dt' f_c(\mathbf{r}, t'), \quad (5)$$

где  $N_d(t) = \int_0^\infty dE g_d(E, t)$  — полная плотность глубоких ловушек. Вводя обозначения  $\tau(t) = \tau_0 [N_t / N_d(t)]$  и дифференцируя (5) по времени, находим связь между функциями распределения полной плотности носителей и плотности носителей в проводящих состояниях:

$$f_c(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial}{\partial t} [\tau(t) f(\mathbf{r}, t)]. \quad (6)$$

Уравнение (6) представляет собой основное уравнение неравновесного (дисперсионного) транспорта. Обратимся теперь к вычислению функции  $\tau(t)$ , т. е. к вычислению временной зависимости полной плотности глубоких ловушек.

По определению локализованное состояние с энергией  $E$  остается глубокой ловушкой до момента  $t$ , если до этого момента не происходит освобождения носителя с данного состояния. Вероятность  $w(E, t)$  того, что носитель остается локализованным на состоянии с энергией  $E$  до момента  $t$ , описывается распределением Пуассона

$$w(E, t) = \exp \left[ -\nu_0 t \exp \left( -\frac{E}{kT} \right) \right], \quad (7)$$

где  $\nu_0$  — частота попыток освобождения,  $T$  — температура,  $k$  — постоянная Больцмана. Умножая вероятность  $w$  на энергетическое распределение полной плотности

локализованных состояний  $g(E)$  и интегрируя по энергии, получаем временную зависимость полной плотности глубоких ловушек, и следовательно, функцию  $\tau(t)$ :

$$\tau(t) = \tau_0 N_t \left\{ \int_0^\infty dE g(E) \exp \left[ -\nu_0 t \exp \left( -\frac{E}{kT} \right) \right] \right\}^{-1}. \quad (8)$$

В настоящей работе уравнение дисперсионного транспорта используется для описания эволюции дипольного момента близнецовых пар. Подставляя (6) в (1) и интегрируя по времени, получаем дисперсионную форму уравнения Смолуховского:

$$\begin{aligned} f(\mathbf{r}, t) - \mu_c \tau(t) \operatorname{div} \left[ \frac{e}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{\mathbf{r}}{r^3} f(\mathbf{r}, t) \right] \\ = f(\mathbf{r}, 0) + \int_0^t dt' G(\mathbf{r}, t'), \end{aligned} \quad (9)$$

где  $f(\mathbf{r}, 0)$  — функция, описывающая начальную плотность распределения носителей в близнецовой паре, генерированной анизотропирующим излучением. Используя зависимости (6) и (3), находим выражение для темпа рекомбинации близнецов через функцию распределения полной плотности:

$$\begin{aligned} \Phi(t) &= -\frac{e\mu_c}{\epsilon\epsilon_0} \frac{d}{dt} [\tau(t)f(0, t)] \\ &= -R \frac{d}{dt} [\tau(t)f(0, t)], \end{aligned} \quad (10)$$

где  $R$  — константа рекомбинации Ланжевена.

Начальное распределение плотности носителей в близнецовой паре формируется в процессе термализации горячих фотовозбужденных носителей. (Во избежание недоразумения заметим, что в данном случае речь идет о термализации носителей в зоне проводящих состояний до захвата на ловушки). Длина термализации зависит от избыточной энергии горячего носителя, а последняя определяется длиной волны генерирующего излучения. Если пары генерируются импульсом монохроматического линейно поляризованного излучения  $[G(\mathbf{r}, t) \sim \delta(t)]$ , то длину термализации  $r_0$  и направление разлета можно считать одинаковыми для всех пар. С учетом этих приближений в сферических координатах с полярной осью  $z$  начальное распределение может быть записано в виде

$$\begin{aligned} f(\mathbf{r}, 0) &= (1/4\pi r_0^2) \delta(r - r_0) [\delta(\cos \vartheta - 1) \\ &+ \delta(\cos \vartheta + 1)], \end{aligned} \quad (11)$$

где  $\vartheta$  — полярный угол. Граничные условия соответствуют ограниченности функции распределения при  $r = 0$  и отсутствию близнецов на бесконечно большом расстоянии друг от друга:

$$f(0, t) < \infty, \quad f(\infty, t) = 0. \quad (12)$$

Решая уравнение (9) с начальными и граничными условиями (11) и (12), получаем

$$\begin{aligned} f(r, \vartheta, t) &= \frac{\epsilon_0 \epsilon}{\mu_c e \tau(t)} \exp \left[ \frac{4\pi\epsilon_0 \epsilon (r^3 - r_0^3)}{3\mu_c e \tau(t)} \right] \\ &\times [1 - \Theta(r - r_0)] \\ &\times [\delta(\cos \vartheta - 1) + \delta(\cos \vartheta + 1)], \end{aligned} \quad (13)$$

где  $\Theta$  — единичная ступенчатая функция,

$$\Theta(r - r_0) = \begin{cases} 1, & r > r_0, \\ 0, & r < r_0. \end{cases} \quad (14)$$

Интегрирование функции распределения (13) по координате дает временную зависимость плотности пар  $n(t)$ , избежавших рекомбинации к моменту времени  $t$ :

$$n(t) = n_0 [1 - \exp(-z_0)],$$

где  $n_0$  — начальная плотность близнецовых пар и  $z_0 = [4\pi\epsilon_0 \epsilon / 3\mu_c e \tau(t)] r_0^3$ .

Поскольку в рассматриваемом случае проекция дипольного момента на любую ось, перпендикулярную оси  $z$ , равна нулю, анизотропия оказывается просто пропорциональной величине  $\langle P_z^2 \rangle$ :

$$\begin{aligned} \langle P_z^2 \rangle(t) &= n_0 e^2 2\pi \int_0^\infty dr r^2 r^2 \int_0^\pi d\vartheta \sin \vartheta (\cos \vartheta)^2 f(r, \vartheta, t) \\ &= n_0 e^2 \left[ \frac{3\mu_c e \tau(t)}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \right]^{2/3} \exp \left[ \frac{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_0^3}{3\mu_c e \tau(t)} \right] \\ &\times \int_0^{z_0} dz z^{2/3} \exp(z). \end{aligned} \quad (15)$$

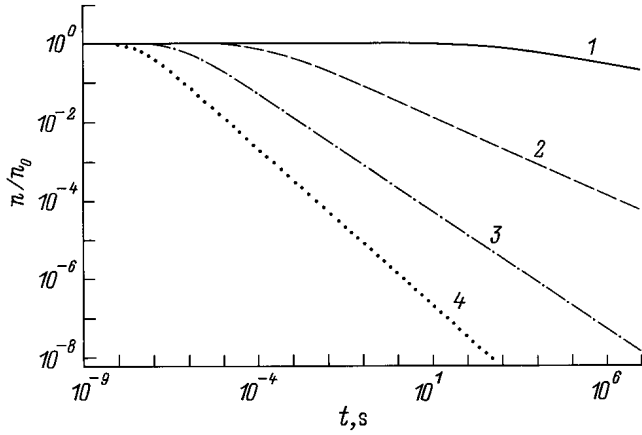
Зависимость  $\langle P_z^2 \rangle(t)$ , описываемая формулой (15), имеет простые асимптотики для малых и больших времен релаксации, соответственно

$$\begin{aligned} \langle P_z^2 \rangle(t) &\simeq n_0 e^2 r_0^2, \quad \tau(t) \ll \frac{4\pi\epsilon_0 \epsilon}{3\mu_c e} r_0^3; \\ \langle P_z^2 \rangle(t) &\simeq n_0 e^2 r_0^2 \frac{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_0^3}{5\mu_c e \tau(t)}, \quad \tau(t) \gg \frac{4\pi\epsilon_0 \epsilon}{3\mu_c e} r_0^3. \end{aligned} \quad (16)$$

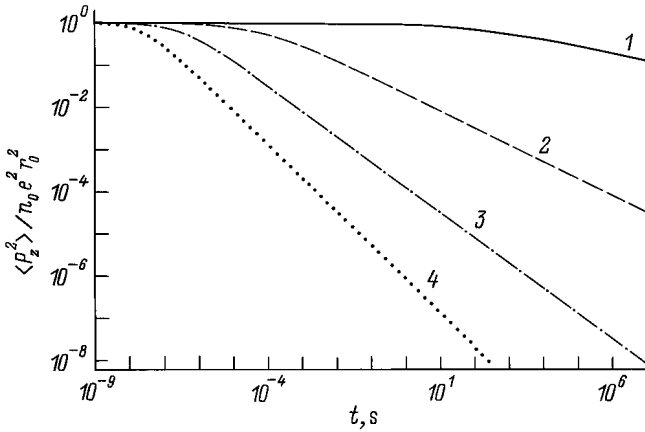
Временную зависимость функции  $\langle P_z^2 \rangle(t)$  проиллюстрируем на примере экспоненциального распределения локализованных состояний по энергии, типичного для многих стеклообразных полупроводников,

$$g(E) = \frac{N_t}{E_0} \exp \left( -\frac{E}{E_0} \right), \quad (17)$$

где  $E_0$  — характерная энергия спектра. В этом случае функция  $\tau(t)$  является степенной,  $\tau(t) = \tau_0 (\nu_0 t)^\alpha$ ,



**Рис. 1.** Временная зависимость плотности близнецовых пар при импульсном воздействии поляризующего излучения для различных значений дисперсионного параметра  $\alpha = kT/E_0$ : 1 — 0.2, 2 — 0.4, 3 — 0.6, 4 — 0.8.  $\sigma I_0 = 10^2 \text{ с}^{-1}$ ,  $r_0 = 5 \cdot 10^{-9} \text{ м}$ ,  $\tau_0 = 10^{-11} \text{ с}^{-1}$ .



**Рис. 2.** Временная зависимость фотостимулированной анизотропии при импульсном воздействии поляризующего излучения для различных значений дисперсионного параметра  $\alpha = kT/E_0$ : 1 — 0.2, 2 — 0.4, 3 — 0.6, 4 — 0.8.  $\sigma I_0 = 10^2 \text{ с}^{-1}$ ,  $r_0 = 5 \cdot 10^{-9} \text{ м}$ ,  $\tau_0 = 10^{-11} \text{ с}^{-1}$ .

$\alpha = kT/E_0$ , и соответственно релаксация фотоиндуцированной анизотропии на больших временах также происходит по степенному закону:  $\langle P_z^2 \rangle(t) \propto t^{-\alpha}$ . Поведение функций  $n(t)$  и  $\langle P_z^2 \rangle(t)$  для материалов с экспоненциальным спектром локализованных состояний (17) после воздействия импульсом поляризующего излучения иллюстрируется кривыми на рис. 1, 2.

Как уже отмечалось выше, возникновение фотоиндуцированной анизотропии часто связывается с собственными дефектами стекла. Далее мы проанализируем временную зависимость анизотропии в режиме длительного облучения, предполагая, что близнецовые пары генерируются лишь вблизи дефектов. В этих условиях

уравнение (9) принимает вид

$$f(\mathbf{r}, t) - \mu_c \tau(t) \operatorname{div} \left[ \frac{e}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{\mathbf{r}}{r^3} f(\mathbf{r}, t) \right] = \int_0^t dt' G(\mathbf{r}, t'), \quad (18)$$

причем функция  $G(\mathbf{r}, t)$  должна быть записана в виде

$$G(\mathbf{r}, t) = (1/4\pi r_0^2) \delta(r - r_0) [\delta(\cos \vartheta - 1) + \delta(\cos \vartheta + 1)] \sigma I_0 [N_{\text{def}} - n(t)], \quad (19)$$

где  $\sigma$  — сечение фотогенерации близнецовой пары вблизи дефекта,  $I_0$  — интенсивность анизотропирующего излучения и  $N_{\text{def}}$  — концентрация дефектов. Решение уравнения (18) для функции распределения имеет вид

$$f(r, \vartheta, t) = \frac{\epsilon_0 \epsilon \sigma I_0}{\mu_c e \tau(t)} \left\{ \int_0^t dt' [N_{\text{def}} - n(t')] \right\} \times \exp \left[ \frac{4\pi\epsilon_0 \epsilon (r^3 - r_0^3)}{3\mu_c e \tau(t)} \right] [1 - \Theta(r - r_0)] \times [\delta(\cos \vartheta - 1) + \delta(\cos \vartheta + 1)]. \quad (20)$$

Интегрируя (20) по  $r$  и  $\vartheta$ , получаем уравнение для полной плотности близнецовых пар:

$$n(t) = \sigma I_0 \left\{ \int_0^t dt' [N_{\text{def}} - n(t')] \right\} [1 - \exp(-z_0)]. \quad (21)$$

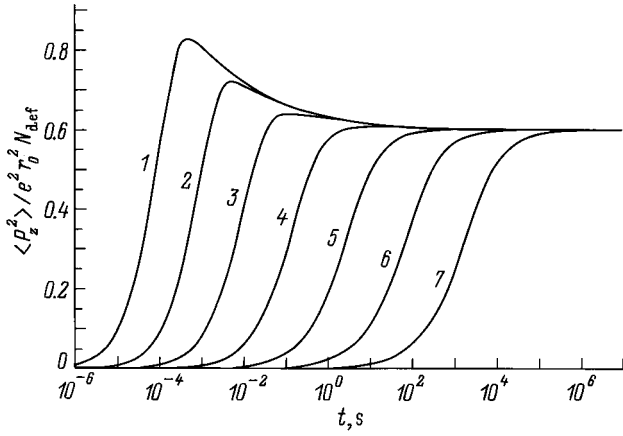
Решение этого уравнения имеет вид

$$n(t) = \sigma I_0 N_{\text{def}} \left\{ 1 - \exp[-z_0(t)] \right\} \int_0^t dt' \times \exp \left\{ -\sigma I_0 \int_{t'}^t dt'' \left\{ 1 - \exp[-z_0(t'')] \right\} \right\}. \quad (22)$$

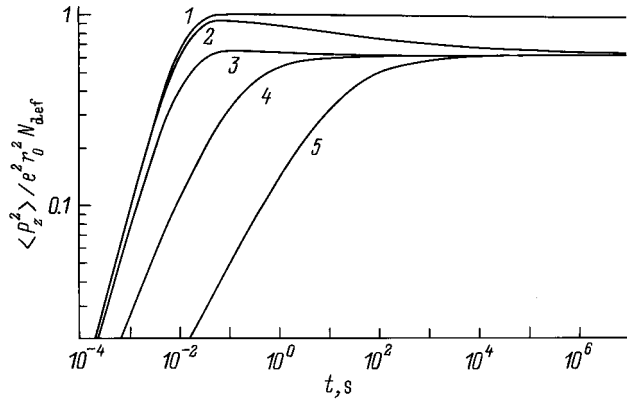
Подставляя (22) в (20), умножая функцию распределения на  $e^2 r^2 \cos^2 \vartheta$  и интегрируя по углу и координате, получаем выражение для среднего квадрата проекции дипольного момента на ось  $z$ :

$$\langle P_z^2(t) \rangle = e^2 r_0^2 \sigma I_0 N_{\text{def}} [z_0(t)]^{-2/3} \exp[-z_0(t)] \times \left\{ \int_0^{z_0(t)} z^{2/3} \exp(z) dz \right\} \int_0^t dt' \exp \left\{ -\sigma I_0 \int_{t'}^t dt'' \left\{ 1 - \exp[-z_0(t'')] \right\} \right\}. \quad (23)$$

Временная зависимость, описываемая формулой (23), имеет следующие характерные участки. При малых временах сближение носителей в парах и близнецовая



**Рис. 3.** Временная зависимость фотостимулированной анизотропии при непрерывном воздействии поляризирующего излучения с различной интенсивностью.  $\sigma I_0$ ,  $\text{с}^{-1}$ : 1 —  $10^4$ , 2 —  $10^3$ , 3 —  $10^2$ , 4 — 10, 5 — 1, 6 —  $10^{-1}$ , 7 —  $10^{-2}$ .  $\alpha = 0.3$ .



**Рис. 4.** Временная зависимость фотостимулированной анизотропии при непрерывном воздействии поляризирующего излучения для различных значений дисперсионного параметра  $\alpha = kT/E_0$ : 1 — 0.1, 2 — 0.2, 3 — 0.3, 4 — 0.4, 5 — 0.5.  $\sigma I_0 = 10^2 \text{ с}^{-1}$ .

рекомбинация еще не начались, и временная зависимость квадрата проекции дипольного момента определяется темпом генерации пар,

$$\langle P_z^2(t) \rangle = N_{\text{def}} e^2 r_0^2 [1 - \exp(-\sigma I_0 t)],$$

$$\tau(t) \ll \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon r_0^3}{3\mu_c e}. \quad (24)$$

Дальнейшее поведение функции  $\langle P_z^2(t) \rangle$  зависит от соотношения характерного времени близнецовой рекомбинации пар и времени полной ионизации дефектов, а последнее в свою очередь определяется интенсивностью освещения. Если близнецовая рекомбинация начинается раньше, чем ионизируется значительная часть дефектов, временная зависимость  $\langle P_z^2(t) \rangle$  определяется конкуренцией между генерацией и рекомбинацией близнецовых пар. В результате  $\langle P_z^2(t) \rangle$  возрастает как сублинейная

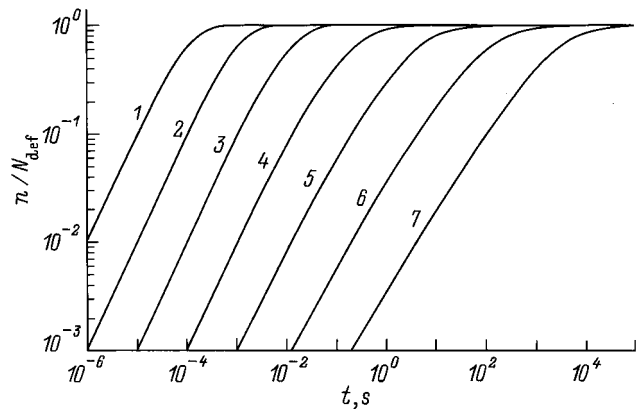
функция времени,

$$\langle P_z^2(t) \rangle = \sigma I_0 N_{\text{def}} e^2 r_0^2 \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon r_0^3}{5\mu_c e} \frac{t}{\tau(t)},$$

$$\frac{4\pi\epsilon_0\epsilon r_0^3}{3\mu_c e \tau(t)} \ll 1, \quad \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon r_0^3}{3\mu_c e \tau(t)} \sigma I_0 t \ll 1. \quad (25)$$

Если интенсивность освещения достаточно велика, так что практически все дефекты оказываются ионизированными раньше, чем происходит сближение носителей в парах и начинается близнецовая рекомбинация, на кривой  $\langle P_z^2(t) \rangle$  при временах, удовлетворяющих условиям  $\tau(t) \ll 4\pi\epsilon_0\epsilon r_0^3/3\mu_c e$ ,  $t \gg 1/\sigma I_0$ , наблюдается квазистационарный участок  $\langle P_z^2(t) \rangle = N_{\text{def}} E^2 r_0^2$ . В пределе больших времен средний квадрат проекции дипольного момента на ось  $z$  выходит на стационарное значение  $\langle P_z^2(t \rightarrow \infty) \rangle = \langle P_z^2 \rangle_{\text{st}} = (3/5) N_{\text{def}} E^2 r_0^2$ , которое не зависит ни от интенсивности генерации, ни от температуры, ни от конкретного вида спектра локализованных состояний.

Временные зависимости функции  $\langle P_z^2(t) \rangle$  показаны на рис. 3,4 для различных значений интенсивности освещения и дисперсионного параметра. При низкой интенсивности анизотропирующего излучения и высокой температуре (т.е. относительно больших дисперсионных параметрах) величина  $\langle P_z^2(t) \rangle$  монотонно возрастает, достигая своего стационарного значения. Если интенсивность излучения достаточно велика, а дисперсионный параметр мал, что соответствует низким температурам, на кривой  $\langle P_z^2(t) \rangle$  наблюдается квазистационарный участок, почти в 2 раза превышающий стационарное значение. Следует заметить, что полная плотность близнецовых пар всегда является монотонно возрастающей функцией времени (см. рис. 5). Таким образом, всплывающий характер кинетики фотостимулированной анизотропии объясняется не превышением плотности близнецовых пар над ее стационарным значением, а тем, что происходит убывание дипольного момента каждой из генерированных пар тогда, когда их полная плотность



**Рис. 5.** Временная зависимость плотности близнецовых пар при непрерывном воздействии поляризирующего излучения с различной интенсивностью.  $\sigma I_0$ ,  $\text{с}^{-1}$ : 1 —  $10^4$ , 2 —  $10^3$ , 3 —  $10^2$ , 4 — 10, 5 — 1, 6 —  $10^{-1}$ , 7 —  $10^{-2}$ .  $\alpha = 0.3$ .

уже не возрастает, так как ионизированы практически все дефекты. Экспериментальное наблюдение немонотонной кинетики фотостимулированной анизотропии в указанных выше условиях могло бы рассматриваться как подтверждение сформулированной в настоящей работе модели.

Авторы благодарны Е. Адриаенсенсу и В.К. Тихомирову за многочисленные полезные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-00091G).

## Список литературы

- [1] В.И. Архипов, Е.В. Емельянова. ФТП, **28**, 1776 (1994).
- [2] В.М. Любин, В.К. Тихомиров. ФТТ, **32**, 1838 (1990).
- [3] А.М. Андриеш, В.В. Пономарь, В.Л. Смирнов, А.В. Мирнос. Квант. электрон., **13**, 1093 (1986).
- [4] *Стеклообразные полупроводники для оптоэлектроники*. Сб. под ред. А.М. Андриеша (Кишнев, Шниинца, 1991).
- [5] В.М. Любин, В.К. Тихомиров. Письма ЖТФ, **15**, 29 (1989).
- [6] В.И. Архипов. ФТП, **20**, 556 (1986).
- [7] V.I. Arkhipov, A.I. Rudenko. Phil. Mag. B, **45**, 189 (1982).

Редактор Л.В. Шаронова

## A model of photoinduced anisotropy in amorphous semiconductors

E.V. Emelianova, V.I. Arkhipov

Moscow Engineering Physics Institute,  
115409 Moscow, Russia

**Abstract** A model of photo-induced optical anisotropy in amorphous semiconductors is proposed. Changes in optical characteristics of a sample are related to generation of geminate electron-hole pairs. If samples are excited by polarized illumination, dipole moments of the pairs are partially oriented. This makes the sample optically anisotropic. Anisotropy is proportional to the average square of the dipole moment projection on the axis of polarization. Dipole moments can decrease owing to carrier drift towards each other and, eventually, the pairs disappear due to the geminate recombination. The model describes kinetics of the induced optical anisotropy under the conditions of continuous and pulsed illumination of the sample.

E-mail: via@scon.mephi.msk.su

Fax: (095) 3242111