

НЕРАВНОВЕСНЫЙ ФОТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ МАТЕРИАЛАХ

Архипов В. И., Никитенко В. Р., Руденко А. И.

Известно, что воздействие света на полупроводники и диэлектрики может приводить к заметному изменению диэлектрической проницаемости этих материалов [1]. В ряде работ возникновение этого эффекта связывалось с неравновесной заселенностью локализованных состояний, дипольные моменты которых существенно изменяются при захвате носителя [2-4]. В настоящей работе предлагается модель фотодиэлектрического эффекта, основанная на теории близнецовой рекомбинации в неупорядоченных материалах [5, 6].

Согласно онзагеровской модели близнецовой рекомбинации [7, 8], освещение полупроводникового образца создает в его объеме электрон-дырочные пары, связанные кулоновским взаимодействием. Внешнее электрическое поле, приложенное к образцу, обуславливает выстраивание дипольных моментов генерированных пар. В результате возникает изменяющаяся со временем неравновесная поляризация материала. Характерное время релаксации неравновесной поляризации определяется временем жизни близнецовых пар. Следует заметить, что близнецовая рекомбинация в аморфных материалах происходит в условиях сильного влияния процессов локализации и делокализации носителей. В характерном для таких материалов случае широкого энергетического спектра локализованных состояний эти процессы приводят к дисперсионному режиму транспорта носителей [5, 6]. Таким образом, для количественного описания кинетики фотодиэлектрического эффекта в неупорядоченных полупроводниках и диэлектриках необходимо решать задачу о нестационарной близнецовой рекомбинации носителей в режиме дисперсионного транспорта для зависящего от времени внешнего электрического поля.

Математическая постановка этой задачи включает уравнение Смолуховского

$$\partial f(\mathbf{r}, t) / \partial t - D_c \Delta f_c(\mathbf{r}, t) + \mu_c \nabla \{ [E_0(t) - (er/Er^3)] f_c(\mathbf{r}, t) \} = 0, \quad (1)$$

а также уравнение, связывающее функцию распределения носителей $f(\mathbf{r}, t)$ и функцию распределения делокализованных носителей $f_c(\mathbf{r}, t)$,

$$f_c(\mathbf{r}, t) = (\partial' / \partial t) [\tau(t) f(\mathbf{r}, t)]. \quad (2)$$

В уравнениях (1) и (2) \mathbf{r} — координата носителя, t — время, $E_0(t)$ — зависящее от времени внешнее электрическое поле, μ_c и D_c — подвижность и коэффициент диффузии делокализованных носителей, e — заряд носителя, ϵ — равновесная диэлектрическая проницаемость. Функция $\tau(t)$ определяется энергетическим спектром локализованных состояний $g(\mathcal{E})$ и температурой T :

$$\tau(t) = \tau_0 \left\{ \int_{\mathcal{E}_*(t)}^{\infty} d\mathcal{E} [g(\mathcal{E}) / N_t] \right\}^{-1}, \quad \mathcal{E}_*(t) = kT \ln(\nu_0 t), \quad (3)$$

где N_t — полная плотность локализованных состояний, τ_0 — время жизни носителей в делокализованных состояниях, ν_0 — частота попыток освобождения, k — постоянная Больцмана.

Подставляя соотношение (2) в (1) и интегрируя по времени, получим уравнение геминальной рекомбинации в режиме дисперсионного транспорта для случая переменного внешнего электрического поля

$$f(\mathbf{r}, t) - \tau(t) \{ D_c \Delta f(\mathbf{r}, t) + \mu_c \nabla [(er/Er^3) f(\mathbf{r}, t)] \} + \mu_c \int_0^t dt' (E_0(t'), \nabla \{ (\partial / \partial t') [\tau(t') f(\mathbf{r}, t')] \}) = f(\mathbf{r}, 0), \quad (4)$$

здесь $f(\mathbf{r}, 0)$ — начальное распределение носителя в паре. В дальнейшем мы рассмотрим случай сферически симметричного распределения $f(\mathbf{r}, 0)$ с начальным разделением носителей в паре r_0

$$f(\mathbf{r}, 0) = (1/4\pi r_0^3) \delta(r - r_0). \quad (5)$$

Получение общего аналитического решения задачи (4), (5) представляет значительную трудность. Однако несложно показать, что в случае слабого внешнего электрического поля ($E_0 < e/\epsilon r_0^2$) или достаточно малого характерного времени его изменения $t_* [\tau(t_*) < (\epsilon r_0^3/e\mu_c)]$, а также в случае низких температур, когда в уравнении (4) можно пренебречь диффузионным членом по сравнению с дрейфовым, решение задачи (4), (5) имеет вид

$$f(x, \theta, t) = [\omega(t)/4\pi] \exp[\omega(t)(x^3 - 1)] - (3/8\pi) \omega(t) x^3 \cos \theta \times \\ \times {}_1F_1[1, (7/3), -\omega(t)x^3] \int_0^t dt' E_0(t') (\partial/\partial t') \{ \omega(t') \exp[\omega(t')(x^3 - 1)] \}, \quad (6)$$

где θ — полярный угол сферической системы координат, отсчитываемый от направления внешнего поля E_0 , ${}_1F_1$ — вырожденная гипергеометрическая функция. В формуле (6) использованы следующие безразмерные величины: $x = (r/r_0)$, $\omega(t) = [\epsilon r_0^3/3e\mu_c \tau(t)]$. Используя (6), получим выражение для неравновесной поляризации единицы объема материала

$$P(t) = -(1/4) \epsilon p_0^3 \omega(t) \int_0^t dt' E_0(t') \int_0^1 dz z^2 {}_1F_1[1, (7/3), -\omega(t)z] (\partial/\partial t') \times \\ \times \{ \omega(t') \exp[\omega(t')(z - 1)] \}, \quad (7)$$

где p_0 — плотность геминальных пар, генерированных в единице объема. Заметим, что зависимость (7) может быть представлена в виде

$$P(t) = \int_0^t dt' E_0(t') \Delta \mathcal{E}(t, t'), \quad (8)$$

причем функция

$$\Delta \mathcal{E}(t, t') = -[\epsilon p_0^3 \omega(t)/4] \int_0^1 dz z^2 {}_1F_1[1, (7/3), -\omega(t)z] (\partial/\partial t') \{ \omega(t') \exp[\omega(t')(z - 1)] \} \quad (9)$$

может рассматриваться как фотостимулированная неравновесная диэлектрическая проницаемость. Времена t и t' являются независимыми аргументами функции $\Delta \mathcal{E}$ вследствие термодинамической неравновесности условий возбуждения дипольных моментов геминальных пар.

Многие характерные особенности кинетики неравновесной фотостимулированной поляризации можно проследить в случае импульсного воздействия поляризующего электрического поля с временной задержкой t_0 по отношению к импульсу генерации геминальных пар: $E_0(t) = F_0 \delta(t - t_0)$. В этом случае кинетика релаксации неравновесной поляризации целиком определяется видом функции $\Delta \mathcal{E}(t, t') : P(t, t_0) = F_0 \Delta \mathcal{E}(t, t_0)$. Временную зависимость функции $\Delta \mathcal{E}(t, t_0)$, а следовательно, и функции $P(t, t_0)$ в случае импульсной поляризации покажем (см. рисунок) на примере экспоненциального энергетического распределения локализованных состояний: $g(\mathcal{E}) = (N_1/\mathcal{E}_0) \exp(-\mathcal{E}/\mathcal{E}_0)$. Поведение этих функций существенно зависит от величины времени задержки t_0 . При временах задержки, меньших, чем характерное время геминальной рекомбинации $[\tau(t_0) < \epsilon r_0^3/e\mu_c]$, функция $P(t, t_0)$ на начальном временном интервале медленно возрастает и достигает максимальной величины при временах, близких к характерному времени геминальной рекомбинации. Если время задержки очень мало ($t_0 \ll \tau_0$), начальный участок роста поляризации описывается следующей асимптотической зависимостью:

$$P(t, 0) = (e\mu_c \epsilon p_0 F_0) \{ 1 + 2 [e\mu_c \tau(t)/\epsilon r_0^3]^2 \} \sim 1 + 2 (e\mu_c \tau_0/\epsilon r_0^3)^2 (v_0 t)^{2\alpha}, \quad (10)$$

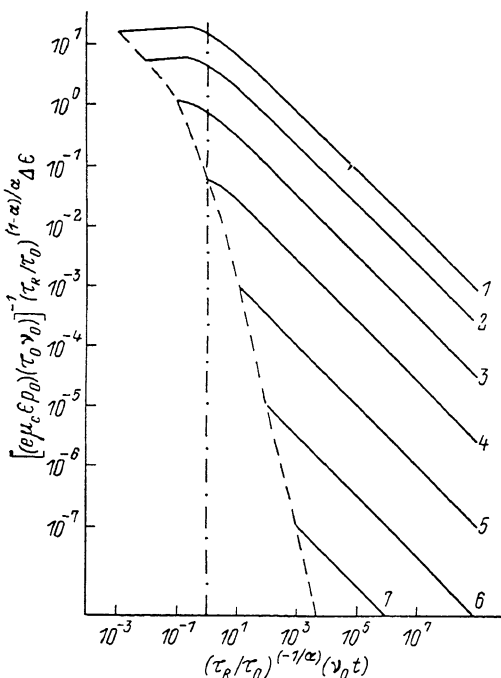
где $\alpha = (kT/\xi_0)$ — дисперсионный параметр. В дальнейшем неравновесная поляризация убывает по степенному закону

$$P(t, t_0) \sim |1/\tau^{(\alpha)}| \sim t^{-\alpha}. \quad (11)$$

Если же время задержки t_0 превышает характерное время геминальной рекомбинации, то функция $P(t, t_0)$ сразу же выходит за асимптотическую зависимость (11). В этих условиях поляризация максимальна сразу после импульса поля, а величина этого максимума следующим образом зависит от времени задержки:

$$P(t_0, t_0) = (1/108) (\epsilon_{\mu c} \epsilon_{p_0} F_0) [6r_0^3 \epsilon_{\mu c} \tau_0]^{-1} [d\tau_0/dt_0] \sim t_0^{-1-2\alpha}. \quad (12)$$

Описанная выше кинетика неравновесной поляризации обусловлена особенностями движения носителей в кулоновском поле своих «близнецов». Действительно, импульс электрического поля «деформирует» сферически симметричную функцию распределения носителей, создавая начальный дипольный момент пары. В дальнейшем изменение этого дипольного момента определяется конкуренцией двух процессов. С одной стороны, асимметрия распределения имеет тенденцию к возрастанию со временем вследствие того, что носители, оказавшиеся после импульса поля ближе к своему «близнецу», и в дальнейшем под действием кулоновского поля быстро движутся к «близнецу». Этот процесс



Временная зависимость неравновесной фотостимулированной диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon(t, t_0)$.

Штриховая линия — зависимость $\Delta\epsilon(t, t_0)$ от времени задержки t_0 . Штрихпунктирная прямая соответствует характерному времени геминальной рекомбинации; $\alpha = (kT/\xi_0)$, $\tau_R = (6r_0^3/3\epsilon_{\mu c})$; $(\tau_R/\tau_0)^{-1}(\tau_0\tau_{00})^{-1}$: 1 — 10^{-3} , 2 — 10^{-2} , 3 — 10^{-1} , 4 — 10^0 , 5 — 10^1 , 6 — 10^2 , 7 — 10^3 .

приводит к возрастанию дипольного момента. С другой стороны, дипольный момент убывает, так как дрейф в кулоновском поле уменьшает эффективный размер каждой пары, а геминальная рекомбинация уменьшает число близнецовых пар. Если время задержки между импульсом генерации пар и поляризующим импульсом поля меньше характерного времени геминальной рекомбинации, то на начальном интервале времени первая тенденция преобладает и поляризация растет. Этот рост прерывается геминальной рекомбинацией, и вследствие этого при больших временах поляризация становится убывающей функцией времени. Если же время t_0 превышает время геминальной рекомбинации, то преобладающей всегда оказывается тенденция к уменьшению дипольных моментов пар и поляризация убывает на всем интервале времени.

Л и т е р а т у р а

- [1] Ванников А. В., Матвеев В. К., Сичгар В. П., Тютнев А. П. Радиационные эффекты в полимерах, электрические свойства. М., 1982. 271 с.
- [2] Бонч-Бруевич В. Л. Об электронной диэлектрической восприимчивости неупорядоченного полупроводника. — Письма ЖЭТФ, 1974, т. 19, в. 4, с. 198—201.
- [3] Arkhipov V. I., Rudenko A. I. — Sol. St. Commun., 1978, v. 28, N 6, p. 675—676.
- [4] Архипов В. И., Руденко А. И. Об отрицательной инжекционной проводимости полупроводников. — ФТП, 1978, т. 12, в. 10, с. 2033—2035.
- [5] Arkhipov V. I., Nikitenko V. R., Rudenko A. I., Shutov S. D. — J. Non-Cryst. Sol., 1987, v. 90, N 1, p. 53—56.

[6] Архипов В. И., Никитенко В. Р., Руденко А. И. Температурная зависимость кинетики парной рекомбинации в аморфных полупроводниках. — ФТП, 1987, т. 21, в. 6, с. 1125—1132.

[7] Onsager L. — Phys. Rev. B, 1938, v. 54, N 3, p. 554—557.

[8] Arkhipov V. I., Rudenko A. I. — Phil. Mag. B, 1982, v. 45, N 2, p. 189—207.

Московский инженерно-физический институт

Получено 5.06.1987
Принято к печати 20.09.1987

ФТП, том 22, вып. 3, 1988

ОСОБЕННОСТИ ПРОВОДИМОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ДЕФЕКТАМИ С СИЛЬНЫМ ЭЛЕКТРОН-РЕШЕТОЧНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Шпинар Л. И., Ясковец И. И.

В последнее время во многих полупроводниках типа $A^{III}B^V$ и $A^{IV}B^VI$, а также в алмазоподобных (Ge и Si) обнаружены и идентифицированы дефекты с сильным электрон-решеточным взаимодействием, т. е. дефекты, зарядовые состояния которых в конфигурационном пространстве отделены друг от друга потенциальным барьером. Так, в системе $Al_xGa_{1-x}As(Te)$ таким дефектом является комплекс атом Te+вакансия в подрешетке As [1], в Si — вакансия V [2] и, по-видимому, термодоноры в Ge и Si [3]. Частным случаем таких дефектов являются центры с отрицательной корреляционной энергией, например V в *p*-Si. Свойства таких дефектов используются для объяснения явления остаточной фотопроводимости в качестве альтернативы модели макроскопических потенциальных барьеров, обусловленных неоднородностями [4]. Учет специфики дефектов с сильным электрон-решеточным взаимодействием необходим для сопоставления данных, получаемых с помощью равновесных (например, холловские измерения) и неравновесных (DLTS, фотопроводимость и др.) методик.

В настоящем сообщении вычисляются вероятности перехода между зарядовыми состояниями таких дефектов с учетом разогрева носителей тока и показана возможность появления отрицательной дифференциальной проводимости (либо полевого тушения фотопроводимости) в рассматриваемых полупроводниках. В связи с этим отметим наблюдавшуюся экспериментально в [5] отрицательную дифференциальную проводимость (ОДП) в кристаллах CdTe *p*-типа с примесью Cl, в которых, по-видимому, имеются дефекты рассматриваемого типа [1].

В простейшей одномодовой модели искажение решетки, вызванное локализацией j ($=0, 1, 2$) носителей заряда на дефекте, описывается координатой Q и адиабатический потенциал $W_j(Q)$ дефектной молекулы в гармоническом приближении определяется выражением

$$W_j(Q) = \frac{1}{2}M\omega^2(Q - j\Delta)^2 + W(j), \quad (1)$$

где

$$W(j) = j\varepsilon - \frac{1}{2}M\omega^2(j\Delta)^2 + U_c\delta_{j,2}, \quad (2)$$

U_c — энергия локализации j носителей на дефекте, ε — затравочный терм дефекта для электрона, $\Delta = \gamma/M\omega^2$, γ — постоянная электрон-решеточной связи, M — масса дефектной молекулы, ω — частота колебаний. Ради простоты мы пренебрегаем изменением ω с изменением числа заполнения j .

Статистические свойства рассматриваемых дефектов определяются распределением вероятностей для осциллятора (1):

$$\mathcal{P}(Q, t) = C \exp \left\{ -\frac{M\omega}{\hbar} (Q - j\Delta)^2 \operatorname{th} \left(\frac{\beta\hbar\omega}{2} \right) - \beta [W(j) - jF] \right\}, \quad \beta = \frac{1}{kT},$$

$$C = \left[\sum_j \int \mathcal{P} dQ \right]^{-1}, \quad (3)$$