

КИНЕТИКА БЛИЗНЕЦОВОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В АМОРФНЫХ МАТЕРИАЛАХ В УСЛОВИЯХ ПОВЕРХНОСТНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ПАР

Архипов В. И., Никитенко В. Р.

Рассматривается нестационарный фототок, контролируемый близнецовой (парной) рекомбинацией носителей, в случае поверхностной генерации электрон-дырочных пар. Показано, что в этих условиях фототок возникает даже в отсутствие внешнего электрического поля. При определенных условиях фототок в процессе релаксации может изменять свое направление. На основе проведенного анализа предложен метод экспериментального определения знака более подвижных носителей в конкретном аморфном материале.

В недавних работах [1-3] установлено, что кинетика фотопроводимости, контролируемая близнецовой (парной) рекомбинацией носителей, обладает целым рядом интересных особенностей. Наиболее важной из них является существование при определенных условиях временного интервала, на котором фототок оказывается отрицательным (т. е. направленным против внешнего электрического поля). Следует отметить, что во всех упомянутых выше работах рассматривался случай объемной генерации пар и не учитывалось влияние поверхности на процесс близнецовой рекомбинации.

В настоящей работе рассматривается кинетика фототока, контролируемая близнецовой рекомбинацией, в случае, когда генерация пар носителей происходит вблизи поверхности образца. Показано, что в этих условиях фототок возникает даже в отсутствие внешнего поля в образце, причем временная зависимость этого фототока существенно зависит от знака более подвижных носителей заряда, температуры и величины начального разделения носителей в паре.

Задача о близнецовой рекомбинации в аморфных материалах описывается «дисперсионным» уравнением Смолуховского, которое учитывает многократный захват носителей на распределенные по энергии локализованные состояния [2],

$$D_c \tau (t) \{ \Delta f(\mathbf{r}, t) + (e/kT) \nabla [(e\tau/\chi r^3) f(\mathbf{r}, t)] - f(\mathbf{r}, t) \} = -f(\mathbf{r}, 0), \quad (1)$$

где \mathbf{r} — координата, отсчитываемая от неподвижного носителя (электрона), t — время, $f(\mathbf{r}, t)$ — пространственно-временная функция распределения носителей заряда (дырок) в рожденной паре, D_c — коэффициент диффузии носителей, e — заряд носителя, χ — диэлектрическая проницаемость, T — температура, k — постоянная Больцмана. Функция $\tau(t)$ — переменное время жизни носителей до захвата на «глубокие» ловушки — определяется энергетическим спектром локализованных состояний $g(\delta)$ и температурой [4, 5]:

$$\tau(t) = \tau_0 \left\{ \int_{\mathcal{E}_*(t)}^{\infty} d\delta [g(\delta)/N_i] \right\}^{-1}, \quad \mathcal{E}_*(t) = kT \ln(\nu_0 t). \quad (2)$$

Здесь $\mathcal{E}_*(t)$ — энергетический уровень, ниже которого лежит область «глубоких» ловушек [4, 5], τ_0 — время жизни носителей в делокализованном состоянии, N_i — полная плотность ловушек, ν_0 — частота попыток освобождения. Уравнение (1) удобно решать в сферической системе координат (r, θ) , начало которой совмещено с неподвижным электроном, а полярная ось направлена по внутрен-

ней нормали к поверхности образца. Граничные условия в такой системе координат имеют вид

$$f(r=0, \theta, t) < \infty, \quad (3a)$$

$$f(r \rightarrow \infty, \theta, t) = 0, \quad (3б)$$

$$j_\theta(r, \pi/2, t) = 0, \quad (3в)$$

где j_θ — проекция тока проводимости на ось θ . При записи начальных условий учтем, что генерация пар происходит вблизи поверхности образца, причем неподвижный электрон, а следовательно, и начало координат находятся строго на поверхности, а дырки распределены по полусфере внутри образца:

$$f(r, \theta, 0) = (1/2\pi r_0^2) \eta(\pi/2 - \theta) \delta(r - r_0), \quad (4)$$

где η — единичная функция, r_0 — начальное разделение носителей.

Решение задачи (1)–(4) в области $\theta \leq \pi/2$ совпадает с решением «дисперсионного» уравнения Смолуховского для случая изотропной генерации в бесконечной среде.

Такое решение, полученное в работе [3], в безразмерных переменных $x = r/r_c$, $x_0 = r_0/r_c$, $\omega(t) = r_c/[D_c \tau(t)]^{1/2}$ ($r_c = e^2/\kappa kT$ — радиус Онзагера) имеет следующий вид:

$$f(r, t) = [\omega^2(t)/(2\pi r_0^2 r_c)] \{Z_0^{(2)}[x_0, \omega(t)]/W_0[x_0, \omega(t)]\} Z_0^{(1)}[x, \omega(t)], \quad x \leq x_0, \quad (5a)$$

$$f(r, t) = [\omega^2(t)/(2\pi r_0^2 r_c)] \{Z_0^{(1)}[x_0, \omega(t)]/W_0[x_0, \omega(t)]\} Z_0^{(2)}[x, \omega(t)], \quad x > x_0. \quad (5б)$$

Функции $Z_0^{(1)}(x, \omega)$, $Z_0^{(2)}(x, \omega)$, $W_0(x, \omega)$ определяются выражениями

$$Z_0^{(1)}(x, \omega) = \int_{-1}^1 ds \exp(-\omega xs) U_0(s, \omega), \quad (6)$$

$$Z_0^{(2)}(x, \omega) = \int_1^\infty ds \exp(-\omega xs) U_0(s, \omega), \quad (7)$$

$$W_0(x, \omega) = Z_0^{(2)}(x, \omega) \partial Z_0^{(1)}(x, \omega) / \partial x - Z_0^{(1)}(x, \omega) \partial Z_0^{(2)}(x, \omega) / \partial x, \quad (8)$$

а функция $U_0(x, \omega)$ является частным случаем функции Онзагера $U_m(x, \omega)$ при $m=0$. Функция Онзагера представляет собой ограниченную при $x = \pm 1$ собственную функцию уравнения

$$(d/dx) [(1-x^2) dU_m(x, \omega)/dx] + [\omega x + \lambda_m(\omega)] U_m(x, \omega) = 0. \quad (9)$$

Процедура получения решения (5)–(9) и свойства функций $U_m(x, \omega)$ описаны в работе [3]. Учитывая, что в используемой модели дисперсионного транспорта связь между $f(r, t)$ и функцией распределения свободных носителей $f_c(r, t)$ определяется формулой $f_c(r, t) = (d/dt) [\tau(t) f(r, t)]^2$, получаем следующее выражение для фототока, контролируемого близнецовой рекомбинацией:

$$j(t) = 2\pi(\sigma_0/L) \int_0^\infty dr r^2 \int_0^{\pi/2} d\theta \sin \theta (d/dt) \{ \tau(t) [\mu_c(-er/\kappa r^3) f(r, t) - eD_c(r/r) (\partial f(r, t)/\partial r)] \}, \quad (10)$$

где σ_0 — поверхностная плотность генерированных пар, L — толщина образца, μ_c — подвижность делокализованных носителей. Следует отметить, что первое слагаемое в (10) создается дрейфом дырок в кулоновском поле центра, а второе — их диффузией.

Зависимость (10) существенно упрощается в случае $kT \ll (e^2/\kappa r_0)$, когда можно пренебречь вкладом диффузии в функцию распределения и в ток проводимости:

$$j(t) = -(9/8) \mu_c(\sigma_0/L) (e/\kappa r_0^2) [r_0^3/3\mu_c e \tau(t)]^2 [d\tau(t)/dt]_1 F_1\{2, (7/3), -[r_0^3/3\mu_c e \tau(t)]\}, \quad (11)$$

где ${}_1F_1$ — вырожденная гипергеометрическая функция. Поведение фототока при низких температурах проиллюстрируем с помощью асимптотических зависимостей, полученных при малых и больших временах:

$$j(t) \approx -(1/2) e\mu_c(z/L) (e/\alpha r_0^2) [d\tau(t)/dt], \quad r_0^3/3\mu_c e\tau(t) \gg 1, \quad (12a)$$

$$j(t) \approx -(1.8) e\mu_c(z/L) (e/\alpha r_0^2) [r_0^3/\mu_c e\tau(t)]^2 [d\tau(t)/dt], \quad r_0^3/3\mu_c e\tau(t) \ll 1. \quad (12b)$$

Результаты (11) и (12) показывают, что в отсутствие диффузии ток всегда остается отрицательным (направленным к поверхности образца, вблизи которой генерированы пары). Уменьшение фототока на начальном временном интервале обусловлено только захватом носителей на все более глубокие ловушки. На конечном интервале ток убывает быстрее, так как, кроме захвата, имеет место интенсивная близнецовая рекомбинация носителей.

Расчеты временной зависимости фототока с учетом диффузии носителей проводились для экспоненциального энергетического спектра локализованных состояний $g(\xi) = (N_t/\xi_0) \exp(-\xi/\xi_0)$. Результаты расчета для нескольких значений параметра начального разделения приведены на рисунке. При малых величинах r_0 ($r_0 < r_c/2$) отрицательные значения фототока на начальном интервале времени полностью обусловлены дрейфом дырок в кулоновском поле неподвижных электронов. На этом интервале времени захват носителей на все более глубокие ловушки приводит к убыванию фототока по закону

$$j(t) = e\mu_c(z/L) (e/\alpha r_0^2) (\alpha v_0 \tau_0) [(r_0/r_c) - (1/2)] (v_0 t)^{-1+\alpha}, \quad (13)$$

где $\alpha = (kT/\xi_0)$ — дисперсионный параметр.

Заметим, что положительное слагаемое в (13) возникает вследствие диффузии носителей, а отрицательное — вследствие их дрейфа в кулоновском поле близнеца. Когда дырки приближаются к своим кулоновским центрам, но еще не успевают рекомбинировать с ними, наблюдается уменьшение скорости релаксации фототока, так как носители оказываются в области более сильного электрического поля и их захват на более глубокие ловушки частично компенсируется увеличением скорости дрейфа. При больших временах на кинетику фототока существенно влияет интенсивная близнецовая рекомбинация и скорость релаксации фототока вновь возрастает. При достаточно малых значениях r_0 на кривых $j(t)$ наблюдается промежуточная асимптотика вида (12b) $j \sim -t^{-1-\alpha}$. В дальнейшем после завершения интенсивной рекомбинации фототок поддерживается только диффузией носителей, ушедших от своих «близнецов». Наличие «отражающей» поверхности при $\theta = \pi/2$ приводит к тому, что диффузионный ток оказывается направленным от этой поверхности, т. е. положительным. В результате после прохождения через максимум, обусловленный конкуренцией близнецовой рекомбинации, а также дрейфового и диффузионного токов, фототок остается положительным и убывает по закону

$$j(t) = e\mu_c(z/L) (e/\alpha r_0^2) (\alpha v_0 \tau_0) (r_0/r_c)^2 \exp(-r_0/r_c) [r_c/(D_c \tau_0)^{1/2}] (v_0 t)^{-1+(\alpha/2)}. \quad (14)$$

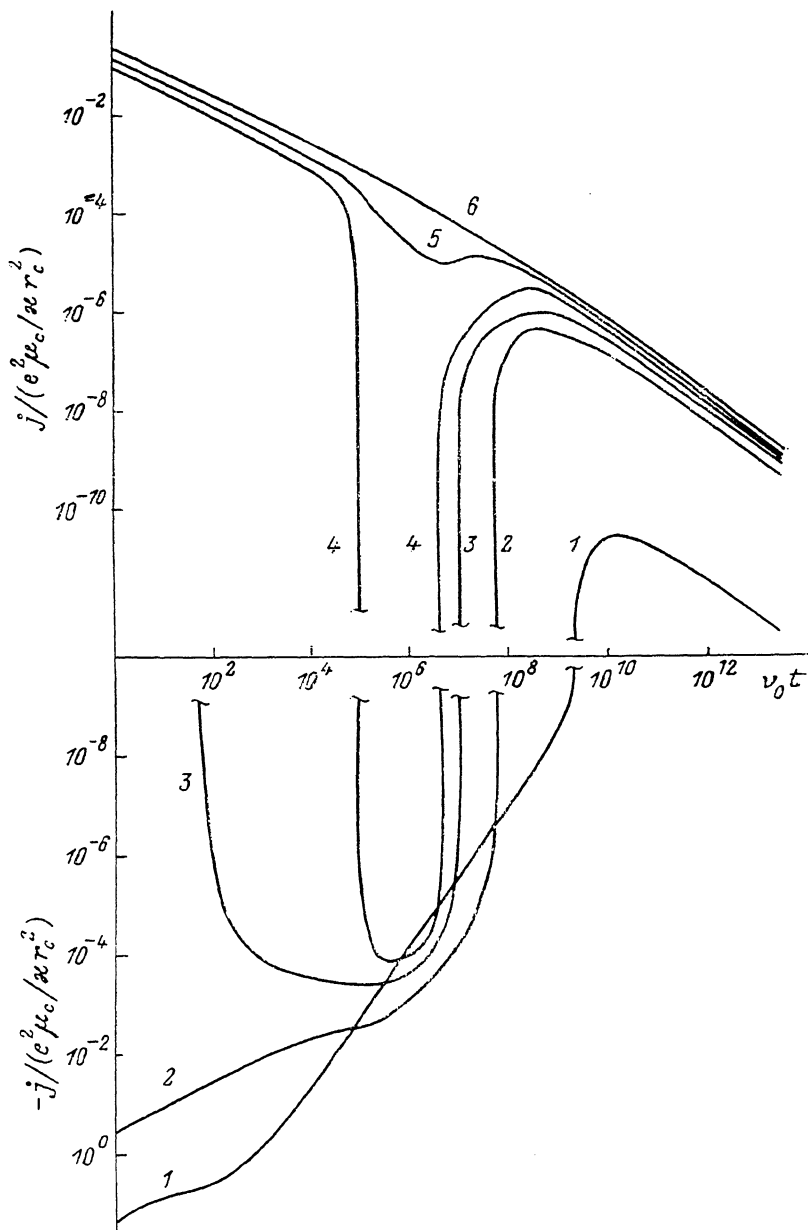
Уменьшение диффузионного тока вызвано продолжающимся захватом носителей на ловушки.

В случае $r_0 > r_c/2$ на начальном интервале времени преобладает положительный диффузионный ток [см. (13)]. Однако позднее, когда часть носителей приближается к своим близнецам и оказывается в области сильного поля, вклад дрейфового тока увеличивается, и при $r_0 \leq 0.57r_c$ на определенном интервале времени полный ток оказывается отрицательным, а при $0.57r_c \leq r_0 \leq 0.63r_c$ на кривой $j(t)$ имеется локальный минимум. После отрицательного участка или локального минимума кривая $j(t)$ описывается асимптотической формулой (14). Если же величина r_0 достаточно велика ($r_0 \geq 0.63r_c$), фототок всегда определяется диффузией носителей и монотонно убывает, согласно формуле (13), на начальном интервале времени и по закону (14) — на конечном интервале.

В реальных экспериментальных условиях генерация пар происходит в приповерхностном слое, глубина которого d определяется коэффициентом поглощения для данного материала. Однако даже в случае $d > r_0$ фототок может проявлять описанные выше особенности, так как вследствие сферической симметрии пары, генерированные на удалении от поверхности образца, не будут давать

вклада в ток, и его поведение будет определяться в основном парами, генерированными на поверхности.

В заключение отметим, что в случае, когда более подвижными носителями являются электроны, знак фототока в каждый момент времени изменится на



Временная зависимость фототока для различных значений параметра начального разделения $[(e^2/\epsilon_0)^3/\kappa^2 e \mu_c \tau_0] = 10^4$, $\alpha = 0.5$.

x_0 : 1 — 0.1, 2 — 0.4, 3 — 0.5, 4 — 0.55, 5 — 0.6, 6 — 0.7.

противоположный. Это обстоятельство дает возможность экспериментального определения знака более подвижных носителей в конкретном материале.

Л и т е р а т у р а

- [1] Новиков Г. Ф., Яковлев Б. С. Кинетика электрической поляризации ионной пары в диэлектрике. Слабое поле. — Химия высоких энергий, 1985, т. 19, в. 3, с. 282—288.
 [2] Архипов В. И. Особенности кинетики парной рекомбинации в аморфных материалах. — ФТП, 1986, т. 20, в. 3, с. 556—558.

- [3] 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.
- [4] Архипов В. И., Руденко А. И., Андриеш А. М. и др. Нестационарные инжекционные токи в неупорядоченных твердых телах. Кишинев, 1983. 175 с.
- [5] Arkhipov V. I., Rudenko A. I. — Phil. Mag. B, 1982, v. 45, N 2, p. 189—207.

Московский
инженерно-физический
институт

Получена 5.01.1987
Принята к печати 21.07.1987

Микроэлектроника. Учебное пособие для вузов (в 9 кн.). Кн. 1. Митрофанов О. В., Симонов Б. М., Коледов Л. А. Физические основы функционирования изделий микроэлектроники. М.: Высшая школа, 1987. 168 с.

1-я книга учебного пособия для студентов вузов посвящена введению в физику полупроводников и полупроводниковых приборов. Даны основы физики полупроводников (описаны поведение электронов в периодическом поле, зонные диаграммы и статистика носителей). Изучены важнейшие кинетические явления: электропроводность, рекомбинация носителей, поверхностные и контактные явления. Подробно освещена физика основных типов полупроводниковых приборов, в том числе выпрямительных, туннельных и лавинно-пролетных диодов, диодов Шоттки, варикапов и стабилитронов, биполярных, полевых и МДП транзисторов, приборов с зарядовой связью и т. д. Значительное место отведено основам физики пленок и принципам функционирования пленочных элементов; обсуждаются дрейфовые и туннельные токи, эффект Шоттки, токи, ограниченные объемным зарядом, прохождение горячих электронов через тонкие металлические пленки и размерные эффекты.