

## «ВСПЫШЕЧНАЯ» КИНЕТИКА РАДИАЦИОННОГО ЗАРЯЖЕНИЯ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

В. И. Архипов, И. А. Перова

Московский инженерно-физический институт,  
105023, Москва, Россия  
(Получена 9.07.1992. Принята к печати 18.11.1992)

Изучалась кинетика объемного заряжения диэлектрика, облучаемого потоком быстрых заряженных частиц. Рассматриваемые условия облучения соответствуют режиму равномерной объемной высокоэнергетической инжекции заряженных частиц. Получены временные характеристики изменения плотности объемного заряда для различных значений параметра  $\epsilon R/4\pi e c$ . Оказалось, что в зависимости от величины этого параметра плотность объемного заряда в одних случаях является монотонно возрастающей функцией времени, а в других случаях перед выходом на стационарное значение проходит через максимум. На основе проведенных расчетов сделан вывод о том, что полученные в экспериментах немонотонные зависимости плотности объемного заряда свидетельствуют о возможности неланжевенковского механизма рекомбинации в исследуемых материалах.

Изучение кинетики объемного заряжения диэлектриков представляет значительный интерес в связи с широким применением этих материалов в различных приборах и устройствах, работающих в полях ионизирующих излучений. Одним из наиболее распространенных режимов заряжения является равномерная объемная высокоэнергетическая инжекция (РОВИ) заряженных частиц. Этот режим, с одной стороны, удобен для экспериментального исследования процессов заряжения [1, 2] и, с другой стороны, часто реализуется на практике при облучении тонких пленок диэлектриков, в микроэлектронных и интегрально-оптических структурах, электротехнических устройствах, солнечных батареях и т. д. Недавно в ряде экспериментов, выполненных в режиме РОВИ, было обнаружено, что в одних случаях плотность объемного заряда является монотонно возрастающей функцией времени, а в других — плотность заряда проходит через максимум перед выходом на стационарное значение [3, 4]. Общепринятая в настоящее время модель заряжения диэлектриков в условиях РОВИ, основанная на теории радиационной электропроводности Роуза—Фаулера и предполагающая ланжевенковский механизм рекомбинации носителей [2], не позволяет объяснить немонотонную («вспышечную») временную зависимость плотности заряда.

В настоящей работе показано, что вспышечная кинетика заряжения обусловлена неланжевенковским механизмом рекомбинации носителей в исследуемых материалах.

Рассмотрим плоскопараллельный образец неупорядоченного диэлектрика, непрерывно облучаемый потоком быстрых заряженных частиц, для определенности — электронов. Взаимодействие электронов с веществом образца обеспечивает равномерную по объему инжекцию первичных термализованных электронов, а также однородную генерацию электронно-дырочных пар.

Начальные условия задачи соответствуют состоянию образца непосредственно перед началом облучения в момент времени  $t = 0$ :

$$n(x, 0) = p(x, 0) = 0, \quad (1)$$

где  $x$  — координата,  $t$  — время,  $n$  и  $p$  — полные плотности электронов и дырок. В настоящей работе рассматривается облучение короткозамкнутого образца толщиной  $L$  с металлизированными поверхностями. В этом случае распределение электрического поля  $E(x, t)$  удовлетворяет условию

$$\int_0^L dx E(x, t) = 0. \quad (2)$$

Данное равенство справедливо также для образца с заземленными металлизированными поверхностями. Заметим, что вследствие низких значений подвижности носителей заряда в неупорядоченных диэлектриках условие короткозамкнутой цепи выполняется и в случае облучения образца со свободными поверхностями, находящегося не в вакууме, так как ионизация окружающего образец газа обеспечивает, как правило, достаточно высокую проводимость. Предполагается также, что электроды являются нейтральными и не инжектируют дырки в объем образца

$$\mu_c^{(h)} E(0, t) p_c(0, t) = \mu_c^{(h)} E(L, t) p_c(L, t) = 0, \quad (3)$$

где  $\mu_c^{(h)}$  — подвижность делокализованных дырок,  $p_c$  — плотность делокализованных дырок.

В большинстве аморфных диэлектриков имеет место значительная асимметрия между подвижностями электронов и дырок, обусловленная, как правило, существенно различными характерными энергетическими глубинами залегания электронных и дырочных ловушек. В данной работе мы рассматриваем материалы с преобладанием электронной проводимости. (В обратном случае преобладания дырочной проводимости отличие состоит лишь в том, что вблизи контактов появляются узкие слои нескомпенсированного заряда электронов, вклад которых в полную плотность заряда становится существенным только при достаточно больших временах облучения. Полная плотность заряда при этом монотонно возрастает).

Математическая постановка задачи о кинетике объемного заряда в разупорядоченном диэлектрике в условиях высокоэнергетической инжекции электронов должна включать процессы генерации носителей заряда в результате ионизации атомов и молекул, перенос заряда в электрическом поле, создаваемом самим этим зарядом, многократный захват носителей заряда на распределенные по энергии локализованные состояния и их рекомбинацию.

Соответствующая система уравнений имеет вид

$$\partial n(x, t) / \partial t - \mu_c (\partial / \partial x) [n_c(x, t) E(x, t)] = K_0 + G_0 - R n_c(x, t) p(x, t), \quad (4)$$

$$\partial p(x, t) / \partial t = G_0 - R n_c(x, t) p(x, t), \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \partial \rho(x, t, \mathcal{E}) / \partial t = & (1/\tau_0) [g(\mathcal{E}) - \rho(x, t, \mathcal{E})] [n_c(x, t) / N_t] - \\ & - \nu_0 \exp(-\mathcal{E}/kT) \rho(x, T, \mathcal{E}), \end{aligned} \quad (6)$$

$$n(x, t) = n_c(x, t) + \int_0^{\infty} d\mathcal{E} \rho(x, t, \mathcal{E}), \quad (7)$$

$$\partial E(x, t) / \partial x = (4\pi e/\epsilon) [p(x, t) - n(x, t)], \quad (8)$$

где (4), (5) — уравнения непрерывности для электронов и дырок, (6), (7) — уравнения, описывающие кинетику локализации и делокации электронов,

(8) — энергия Пуассона. В уравнениях (4)—(8)  $n_c$  — плотность делокализованных электронов,  $\mathcal{E}$  — энергия локализованных состояний,  $g(\mathcal{E}) d\mathcal{E}$  — плотность электронных локализованных состояний с энергиями в интервале от  $\mathcal{E}$  до  $\mathcal{E} + d\mathcal{E}$ ,  $\rho d\mathcal{E}$  — плотность электронов, локализованных на этих состояниях,  $N_t$  — полная плотность электронных ловушек,  $\mu_c$  — подвижность делокализованных электронов,  $R$  — константа рекомбинации дырок с делокализованными электронами,  $K_0$  — скорость инжекции термализованных первичных электронов,  $G_0$  — скорость генерации электронно-дырочных пар,  $\tau_0$  — время жизни делокализованных электронов относительно захвата на ловушки,  $\nu_0$  — частотный фактор термического освобождения локализованных электронов,  $T$  — температура,  $k$  — постоянная Больцмана,  $e$  — заряд электрона.

Решением системы уравнений (4)—(8) с условиями (1), (2) для плотности носителей заряда являются однородные распределения  $n_c(t)$ ,  $n(t)$  и  $p(t)$ . Поэтому, решая уравнения Пуассона (8) и учитывая граничное условие (2), находим распределение электрического поля в образце:

$$E(x, t) = (4\pi e/\epsilon) [p(t) - n(t)] [x - (L/2)]. \quad (9)$$

Наибольший практический интерес имеет кинетика плотности объемного заряда, представляющая собой разность плотностей электронов и дырок:  $\Delta n(t) = n(t) - p(t)$ . Уравнения для функций  $n(t)$  и  $\Delta n(t)$  получаем из уравнений (4) и (5), исключая из них плотность дырок  $p(t)$  и используя уравнения Пуассона (8):

$$dn(t)/dt = K_0 + G_0 - n_c(t) [(4\pi e\mu_c/\epsilon) - R] \Delta n(t) + Rn(t), \quad (10)$$

$$d\Delta n(t)/dt = K_0 - (4\pi e\mu_c/\epsilon) n_c(t) \Delta n(t). \quad (11)$$

Следует отметить, что в условиях облучения образца потоком быстрых электронов скорость генерации электронов  $G_0$  обычно существенно превышает скорость инжекции первичных термализованных электронов  $K_0$ . Если при этом константа рекомбинации  $R$  не слишком мала, т. е. если выполняется неравенства:

$$\text{а) } K_0 \ll G_0, \quad \text{б) } (G_0/K_0) (\epsilon R/4\pi e\mu_c) \gg 1, \quad (12)$$

то в уравнении непрерывности (4) можно пренебречь током утечки электронов по сравнению со слагаемыми, описывающим рекомбинацию делокализованных электронов с дырками, а также скоростью инжекции первичных термализованных электронов  $K_0$  по сравнению с темпом генерации электронов  $G_0$ . Тогда, сравнивая полученное уравнение с уравнением непрерывности для дырок (5) и учитывая начальное условие (1), видим, что  $p(t) \approx n(t)$  (т. е.  $\Delta n(t) \ll n(t)$ ). Следовательно, при выполнении условий (12) вместо уравнения (10) для функции  $n(t)$  можно использовать следующее уравнение:

$$dn(t)/dt = G_0 - Rn_c(t) n(t). \quad (13)$$

Для разупорядоченных диэлектриков характерно широкое распределение энергий локализованных состояний. В таких материалах накопление и релаксация заряда в течение длительного интервала времени (если скорость генерации носителей  $G_0$  не слишком велика и не наступает сразу же режим предельного заполнения ловушек) происходит в условиях неустановившегося теплого равновесия между фракциями локализованных и делокализованных носителей (режим «дисперсионного транспорта»). Решая уравнения (6) и (7) для режима дисперсионного транспорта, получаем следующую связь между плотностью делокализованных электронов  $n_c(t)$  и полной плотностью электронов  $n(t)$  [5]:

$$n_c(t) = (d/dt) [\tau(t) n(t)], \quad (14)$$

где  $\tau(t)$  — время жизни делокализованных носителей заряда до захвата на глубокие ловушки, лежащие ниже демаркационного уровня  $\mathcal{E}_d(t)$ :

$$1/\tau(t) = (1/\tau_0) \int_{\mathcal{E}_d(t)}^{\infty} d\mathcal{E} [g(\mathcal{E})/N_t], \quad \mathcal{E}_d(t) = kT \ln(v_0 t). \quad (15)$$

Подставляя соотношение (14) в уравнения (10) и (11), получаем систему уравнений для функции  $n(t)$  и  $\Delta n(t)$  в режиме дисперсионного транспорта

$$dn(t)/dt = K_0 + G_0 - \{ [ (4\pi e \mu_c / \epsilon) - R ] \Delta n(t) + R n(t) \} \times \\ \times (d/dt) [\tau(t) n(t)], \quad (16)$$

$$d\Delta n(t)/dt = K_0 - (4\pi e \mu_c / \epsilon) \Delta n(t) (d/dt) [\tau(t) n(t)]. \quad (17)$$

Следует отметить, что условием применимости приближения дисперсионного транспорта является слабая заселенность локализованных состояний. Поскольку для глубоких локализованных состояний, лежащих ниже демаркационного уровня  $\mathcal{E}_d(t)$ , процессы захвата преобладают над процессами освобождения носителей, то при непрерывном облучении образца потоком быстрых электронов рано или поздно произойдет заполнение этих состояний и сформируется квазиуровень Ферми  $\mathcal{E}_f$ . Это означает окончание дисперсионного режима. Установление стационарных значений плотностей электронов и дырок происходит в рамках так называемого квазистационарного режима. В этом приближении все ловушки ниже квазиуровня Ферми полностью заполнены

$$\rho(\mathcal{E}, t) = g(\mathcal{E}), \quad \mathcal{E} > \mathcal{E}_f(t), \quad (18)$$

и полная плотность носителей  $n(t)$  определяется именно носителями, захваченными на эти ловушки,

$$n(t) \approx \int_{\mathcal{E}_f(t)}^{\infty} d\mathcal{E} g(\mathcal{E}). \quad (19)$$

В квазистационарном режиме квазиуровень Ферми медленно смещается вдоль шкалы энергий вплоть до установления стационарного состояния.

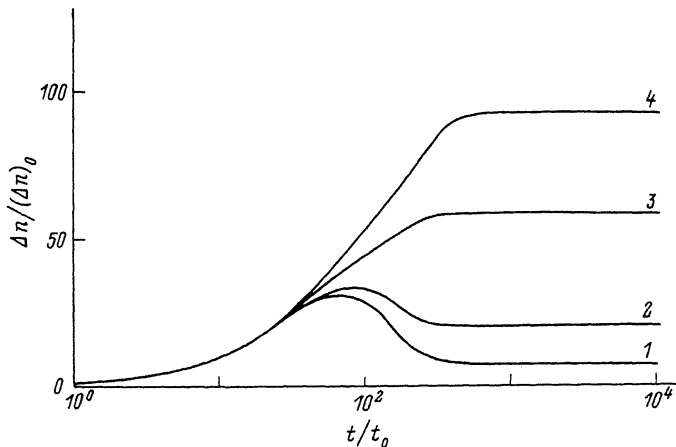
Как уже было отмечено выше, условием окончания дисперсионного режима является формирование квазиуровня Ферми. Поскольку в рамках дисперсионного режима спектр плотности носителей заряда, локализованных на глубоких ловушках, повторяет по форме спектр локализованных состояний, то заполнение всех глубоких ловушек происходит одновременно. Используя выражение для плотности носителей, захваченных на глубокие локализованные состояния,

$$\rho(\mathcal{E}, t) = (1/\tau_0) [g(\mathcal{E})/N_t] \int_0^t dt' n_c(t') \quad [^5] \text{ и определение квазиуровня Ферми}$$

$\rho(\mathcal{E}_f) = g(\mathcal{E}_f)/2$ , находим, что время окончания дисперсионного режима  $t_*$  определяется формулой

$$n(t_*) \tau(t_*) / \tau_0 N_t = 1/2. \quad (20)$$

Положение квазиуровня Ферми  $\mathcal{E}_f(t)$  в квазистационарном режиме определяется из уравнения (6), если учесть, что заселенность локализованных состояний



Временные зависимости плотности объемного заряда.  $G_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $K_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $t_0 = (\epsilon/4\pi e \mu_c G_0)^{1/2}$ ,  $(\Delta n)_0 = K_0 (\epsilon/4\pi e \mu_c G_0)^{1/2}$ ;  $\epsilon R/4\pi e \mu_c$ : 1 — 0.02, 2 — 0.1, 3 — 0.5, 4 — 1.0.

при  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_f(t)$  приближается к предельной, вероятности захвата и освобождения носителей для этих состояний близки, и, следовательно, производная  $\partial \rho / \partial t$  в левой части уравнения пренебрежимо мала. Отсюда получаем уравнение для временной зависимости квазиуровня Ферми

$$\mathcal{E}_f(t) = kT \ln [\nu_0 \tau_0 N_f / n_c(t)]. \quad (21)$$

Далее мы рассмотрим часто встречающееся на практике экспоненциальное распределение локализованных состояний по энергии

$$g \mathcal{E} = (N_f / \mathcal{E}_0) \exp(-\mathcal{E} / \mathcal{E}_0), \quad (22)$$

где  $\mathcal{E}_0$  — характерный параметр распределения.

Используя соотношения (19), (21), (22), находим связь функций  $n(t)$  и  $n_c(t)$  в квазистационарном режиме

$$n(t) = N_f [n_c(t) / \nu_0 \tau_0 N_f]^\alpha, \quad (23)$$

где  $\alpha = kT / \mathcal{E}_0$ . Подставляя выражение (23) в уравнение (10), получаем

$$\begin{aligned} dn_c(t) / dt = & (1/\alpha) (\nu_0 \tau_0) [n_c(t) / \nu_0 \tau_0 N_f]^{1-\alpha} \times \\ & \times \{ K_0 + G_0 - n_c(t) [((4\pi e \mu_c / \epsilon) - R) \Delta n(t) + \\ & + RN_f (n_c(t) / \nu_0 \tau_0 N_f)^\alpha] \}. \end{aligned} \quad (24)$$

Выражения (11), (24) составляют систему уравнений, описывающих процесс накопления и релаксации заряда в квазистационарном режиме в случае экспоненциального распределения локализованных состояний по энергии.

Численный расчет проводился по формулам (16), (17) в режиме дисперсионного транспорта и (11), (24) в квазистационарном режиме. Время перехода к квазистационарному режиму определялось по формуле (20). Заметим, что функция  $\tau(t)$  для дисперсионного режима в случае экспоненциального распределения локализованных состояний по энергии имеет вид  $\tau(t) = \tau_0 (\nu_0 t)^\alpha$ .

Временные зависимости плотности объемного заряда для различных значений параметра  $\epsilon R/4\pi e r_c$  изображены на рисунке (заметим, что величина  $4\pi e r_c/\epsilon$  представляет собой ланжевендовскую константу рекомбинации). Видно, что при достаточно малых значениях этого параметра, лежащих в некотором ограниченном интервале, кинетика объемного заряда образца является немонотонной (с максимумом).

Таким образом, на основе проведенных расчетов можно сделать вывод о том, что полученные в экспериментах немонотонные временные зависимости плотности объемного заряда свидетельствуют о возможности неланжевендовского механизма рекомбинации в исследуемых материалах.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] В. В. Громов. Электрический заряд в облученных материалах, 112. М. (1982).
- [2] А. П. Тютнев, А. В. Ванников, Г. С. Мингалеев, В. С. Саенко. Электрические явления при облучении полимеров, 176. М. (1985).
- [3] S. G. Boev, V. A. Paderin, A. P. Tyutnev. In: Proc. VII Int. Symp. on Electrets (ed. by R. Gerhard-Multhaupt, W. Künstler, L. Brehmer, R. Danz), 776. Berlin (1991).
- [4] A. G. Rozno, V. V. Gromov, A. Lukhin, A. Romanov. In: Proc. VII Int. Symp. on Electrets (ed. by R. Gerhard-Multhaupt, W. Künstler, L. Brehmer, R. Danz), 366. Berlin (1991).
- [5] В. И. Архипов, А. И. Руденко, А. М. Андриеш, М. С. Иову, С. Д. Шутов. Нестационарные инжекционные токи в неупорядоченных твердых телах (под ред. С. И. Радауцана), 175. Кишинев (1983).

Редактор Л. В. Шаронова

---