

УДК 541.64:537.3

## НАКОПЛЕНИЕ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПОЛИСТИРОЛА ЭЛЕКТРОНAMI В ВАКУУМЕ

© 2003 г. Д. Н. Садовничий\*, А. П. Тютнев\*\*, Ю. М. Милехин\*

\*Федеральный центр двойных технологий "Союз"  
140090 Дзержинский Московской обл., ул. Ак. Жукова, 42

\*\*Московский государственный институт электроники и математики  
109028 Москва, Трехсвятительский пер., 3/12

Поступила в редакцию 15.01.2003 г.  
Принята в печать 26.05.2003 г.

Проведен теоретический анализ накопления объемного заряда в пленках ПС при облучении их не-проникающим потоком электронов в вакууме. В отличие от ранее выполненных расчетов нами учтены как кинетика установления радиационной электропроводности во время облучения, так и ее полевые эффекты. Распределения стороннего тока и мощности дозы в объеме полимера рассчитаны методом Монте-Карло. Пространственно-временное распределение плотности объемного заряда и напряженности электрического поля определены численным моделированием в рамках одномерного приближения. Установлены основные последствия влияния полевых и кинетических свойств радиационной электропроводности на динамику генерации электрического поля и плотность заряда при облучении электронами. Показано, что спад нестационарного тока по закону, близкому к гиперболическому, при облучении ПС электронами в вакууме обусловлен кинетическими особенностями изменения радиационной электропроводности полимера и ее зависимостью от напряженности электрического поля.

### ВВЕДЕНИЕ

Классическая схема проведения лабораторных экспериментов по изучению накопления объемного заряда в полимерах состоит в облучении плоского образца, снабженного тонкими металлическими электродами с обеих сторон, потоком моноэнергетических электронов, полный пробег которых меньше толщины полимерного слоя [1]. Метод впервые предложен Gross в работе [2] и получил название расщепленного цилиндра Фарадея (или метода нестационарных токов) [3–5]. Диагностика внутренних электрических полей осуществляется путем регистрации токов, стекающих с переднего (облучаемого) и заднего (тыльного) электродов на землю, при этом электроды полимерного слоя находятся под нулевым потенциалом.

Наиболее обстоятельный анализ данного режима заряжения в случае пропорциональной зависимости радиационной электропроводности от

E-mail: fcdt@monnet.ru (Садовничий Дмитрий Николаевич).

мощности дозы выполнен в работах [6, 7], а в случае степенной зависимости – в работах [1, 8]. Решения получены с учетом глубинного хода как стороннего тока, так и мощности дозы, но в предположении о безынерционном характере радиационной электропроводности при отсутствии ее зависимости от электрического поля. В настоящей работе сняты оба упомянутых выше ограничения. Для проведения конкретных расчетов выбран ПС, для которого имеются надежные экспериментальные данные как по кинетике радиационной электропроводности, так и по ее полевой зависимости. Кроме того, на этом полимере выполнены лабораторные эксперименты по изучению накопления объемного заряда методом нестационарных токов. Энергия электронов равна 40 кэВ, толщина полимерного слоя 40 мкм.

### ТЕОРИЯ

Поскольку электрическое поле отсутствует вне образца, объемное заряжение не влияет на поток набегающих заряженных частиц и не изме-

Таблица 1. Основные параметры, характеризующие перенос быстрых электронов в ПС

$E_e$ , МэВ	$L$ , см	$D_o$ , МэВ см <sup>2</sup> /г	$g_{\max}$	$L_d$ , см	$L_p$ , см	$\frac{df}{dx}$ , см <sup>-1</sup>	$\alpha$
0.04	$3.28 \times 10^{-3}$	7.48	2.71	$1.48 \times 10^{-3}$	$2.03 \times 10^{-3}$	-634	0.545
0.075	$9.90 \times 10^{-3}$	4.80	2.69	$4.18 \times 10^{-3}$	$5.78 \times 10^{-3}$	-219	0.512
0.12	$2.17 \times 10^{-2}$	3.66	2.58	$9.00 \times 10^{-3}$	0.0126	-97.7	0.502
0.3	0.0930	2.31	2.37	0.0345	0.0540	-22.1	0.495
1	0.475	1.73	2.02	0.170	0.292	-4.61	0.528
2	1.067	1.65	1.83	0.431	0.683	-2.24	0.576

Примечание.  $D_o$  – поглощенная доза на облучаемой поверхности ПС,  $g_{\max}$  – максимальное значение функции  $g(x)$  на глубине  $L_d$ ,  $L_p$  – глубина, на которой скорость инжекции электронов пучка достигает максимального значения.

няет ни их энергию, ни угол атаки (расхождение пучка отсутствует). Вследствие того, что диаметр коллиматора  $D$  обычно несколько меньше диаметра электрода  $d$ , а толщина образца  $h$  много меньше обоих этих размеров, удобно воспользоваться одномерным рассмотрением задачи и тем самым значительно упростить математические выкладки. Обычно рассматривается случай нормального падения пучка на образец полимера [1].

При энергиях электронов до 100 кэВ влиянием электрических полей на пробег электронов в объеме образца можно с достаточным основанием пренебречь, что также значительно упрощает теоретическое рассмотрение.

Источником внутренних электрических полей в облучаемом полимере выступают электроны пучка, останавливающиеся в объеме полимера. Скорость объемной инжекции отрицательного заряда неоднородна по глубине и определяется дивергенцией стороннего тока быстрых электронов. Распределения стороннего тока и мощности дозы по глубине описываются соответственно функциями  $f(\xi)$  и  $g(\xi)$ , нормированными так, что их значения на облучаемой поверхности равны единице (здесь  $\xi$  – координата в направлении нормали вглубь образца, выраженная в единицах максимального пробега электронов  $L$ ).

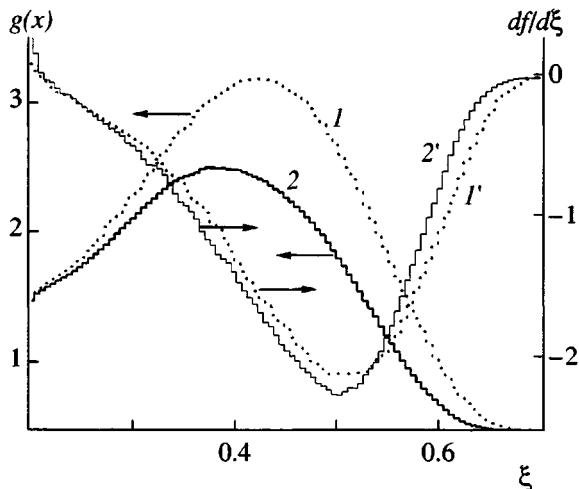
Проведенные расчеты показали, что мощность тормозного излучения в объеме ПС за максимальным пробегом электронов при их энергиях  $E_e$ , равных 40 кэВ и 1 МэВ, составляет соответственно  $1.9 \times 10^{-4}$  и  $3.0 \times 10^{-4}$  МэВ см<sup>2</sup>/г и может не

учитываться. Аналогичный вывод был сделан в работе [7] для электронов с энергией  $\leq 50$  кэВ. Отсюда следует, что  $f(\xi) = g(\xi) = 0$  при  $\xi > 1.0$ . Слой полимера при  $\xi > 1.0$  является блокирующим (полимер считается идеальным диэлектриком) и в отсутствие инжекции из тыльного электрода и облучаемого слоя ( $\xi \leq 1.0$ ) вообще не проводит электрического тока.

Расчеты функций  $f$  и  $g$ , а также  $L$  выполнены методом Монте-Карло. Моделирование переноса электронов в веществе проведено с помощью программного комплекса XRAY [9, 10]. Перенос электронов моделируется по схеме группировки возбуждений и скользящих ионизаций, а упругое рассеяние электронов – в соответствии с сечением Резерфорда, экранированным по Мольер при энергии  $E_e \geq 20$  кэВ и Бергеру при  $E_e < 20$  кэВ. Между столкновениями электрон движется прямолинейно и непрерывно, теряя энергию за счет скользящих ионизаций и возбуждений. Полная тормозная способность рассчитывается по Бете-Блоху с поправками. Для моделирования упругих ионизаций используется сечение Меллера.

Для получения статистически достоверного результата разыгрывали  $10^6$  историй первичных частиц. Прослеживание траекторий электронов обрывали при достижении электроном энергии 1 кэВ, после чего он считался поглощенным.

Основные параметры, характеризующие перенос электронов в диапазоне энергий от 40 кэВ до 2 МэВ, приведены в табл. 1. Зависимость максимального пробега электронов от энергии в рас-



**Рис. 1.** Глубинный ход поглощенной дозы ( $1, 2$ ) и скорость объемной инжекции электронов ( $1', 2'$ ) при облучении ПС в расчете на один инжектированный электрон. Энергия электронов 40 кэВ ( $1, 1'$ ) и 1 МэВ ( $2, 2'$ ).

сматриваемом диапазоне весьма точно дается формулой

$$L = \exp[-0.739 + 1.247 \ln E_e - 0.095 (\ln E_e)^2] \quad (1)$$

( $E_e$  и  $L$  – в МэВ и см). Представляет интерес и степенная аппроксимация этой зависимости. Оказалось, что в диапазоне энергий электронов 40–120 кэВ она имеет вид  $L \sim E_e^{1.71}$  и плавно переходит в закон  $L \sim E_e^{1.20}$  при энергиях 0.3–2 МэВ. Полученный результат хорошо согласуется с данными работы [11], в которой для ПЭТФ при энергии электронов в интервале 20–50 кэВ экспериментально найдена зависимость типа  $E_e^{1.67}$ . Весьма интересно, что для ПТФЭ, макромолекулы которого не содержат водорода, в диапазоне энергий 40–120 кэВ численный расчет дает  $L \sim E_e^{1.64}$ .

Для выбранной энергии электронов 40 кэВ результаты численного моделирования глубинных распределений  $g(x)$  и  $f(x)$  (рис. 1) с удовлетворительной точностью аппроксимируются формулами

$$g(\xi) = \exp[3.382\xi^{1.020} - 5.178\xi^{3.966}] \cos\left(\frac{\pi\xi}{2}\right) \quad (2)$$

$$f(\xi) = \exp[0.061\xi^{1.001} - 4.764\xi^{5.309}] \cos\left(\frac{\pi\xi}{2}\right) \quad (3)$$

Важное значение для теории заряжения имеют следующие интегральные выражения [1–5]:

$$a = \int_0^1 f(\xi) d\xi = 0.550, \quad \int_0^1 \frac{f(\xi)}{g(\xi)} d\xi = 0.293$$

$$\text{и } \int_0^1 g(\xi) d\xi = 1.546$$

При описании временной и полевой зависимостей радиационной электропроводности ПС на данном этапе исследований мы ограничились упрощенным подходом, который позволил существенно сократить время вычислений при учете как существенной нестационарности радиационной электропроводности, так и ее полевой зависимости.

Согласно модели Роуза–Фаулера–Вайсберга, переходный ток при стационарном облучении характеризуется скейлинговой зависимостью  $\gamma_r(t)/\gamma_{rm} = f(t/t_m)$ , которая является универсальной во всем временном интервале за исключением очень коротких времен порядка сотен наносекунд, не представляющих интереса для настоящей работы (здесь  $\gamma_{rm}$  и  $t_m$  – максимальное значение радиационной электропроводности и время его достижения). Формулы для вычисления  $\gamma_{rm}$  и  $t_m$ , а также установившегося значения радиационной электропроводности  $\tilde{\gamma}_r$ , известны [12, 13]

$$\gamma_{rm} = B(\alpha) \left( \frac{k_r}{k_c} \right)^{\frac{1-\alpha}{1+\alpha}} \left[ \frac{\sin(\alpha\pi)}{\alpha\pi} \frac{g_0}{k_r M_0} \right]^{\frac{1}{1+\alpha}} \left( \frac{v_0}{k_c} \right)^{\frac{\alpha}{1+\alpha}} \mu_0 e \quad (4)$$

$$t_m = C(\alpha) v_0^{-1} \left( \frac{g_0 k_r}{M_0 k_c v_0} \right)^{\frac{1}{1+\alpha}} \quad (5)$$

$$\tilde{\gamma}_r = \left[ \frac{\sin(\alpha\pi)}{\alpha\pi} \frac{g_0}{k_r M_0} \right]^{\frac{1}{1+\alpha}} \left( \frac{v_0}{k_c} \right)^{\frac{\alpha}{1+\alpha}} \mu_0 e \quad (6)$$

Здесь  $\mu_0$  – микроскопическая подвижность основных носителей заряда в проводящем состоянии (в нашем случае это дырки);  $g_0$  – скорость объемной генерации носителей заряда (в теоретическом анализе принимается постоянной в процессе облучения);  $k_r$  – коэффициент объемной рекомбинации подвижных носителей заряда с локализованными электронами, выступающими в качестве центров рекомбинации;  $M_0$  – суммарная

концентрация ловушек, экспоненциально распределенных по энергии:  $v_0$  – эффективный частотный фактор выхода носителей заряда из ловушек;  $\alpha$  – дисперсионный параметр, равный  $T/T_1$  ( $T_1$  – параметр энергетического распределения ловушек);  $T$  – температура,  $k_c$  – константа скорости захвата дырок ловушками; значения коэффициентов  $B(\alpha)$  и  $C(\alpha)$  табулированы в работе [13].

Принятая нами процедура расчета радиационной электропроводности состоит в следующем. На участке времени от нуля до  $t_m$  возгорание радиационной электропроводности описывается выражением, отвечающим малосигнальному режиму облучения, при котором  $\gamma_r \propto t^\alpha$ . При  $t = t_m$  начинается спад проводимости по степенному закону  $t^{(-1+\alpha)/2}$ , который продолжается вплоть до достижения радиационной электропроводностью ее стационарного значения  $\tilde{\gamma}_r$  в момент времени  $\tilde{t}$ , после чего она уже больше не изменяется. Подобная процедура использовалась и ранее [14]. Отметим, что хотя кривая  $\gamma_r(t)$ , полученная таким образом, и непрерывна, но в моменты времени  $t_m$  и  $\tilde{t}$  ее производная терпит разрыв (рис. 2).

Зависимость радиационной электропроводности от напряженности электрического поля обусловлена повышением вероятности разделения изолированных пар на свободные заряды, начиная с некоторого критического значения  $F_c$  (для определенности принятого равным  $5 \times 10^6$  В/м). Поэтому ее можно учесть, если считать, что скорость объемной генерации  $g_0$  при  $F \geq F_c$  растет пропорционально отношению  $(F/F_c)^\delta$ , где  $\delta = 1.1$  для ПС [15, 16]. Подобно кривой  $\gamma_r(t)$  зависимость электропроводности от напряженности поля  $F$  также непрерывна, но ее производная терпит разрыв при  $F_c$ . Как будет видно в дальнейшем, отмеченное выше отсутствие гладкости аппроксимирующих зависимостей  $\gamma_r(t)$  и  $\gamma_r(F)$  приводит к некоторому искажению кривых нестационарного тока с тыльного электрода  $I_2(t)$ .

Плотность электрического заряда  $\rho(x, t)$ , напряженность электрического поля  $F(x, t)$  и нестационарный ток  $I_2(t)$ , как и ранее, определены путем решения уравнений непрерывности для токов генерации и радиационной электропроводности совместно с уравнением Пуассона [1, 8]. В исходном состоянии электрические поля и заряды в об разце отсутствуют, поэтому начальные условия

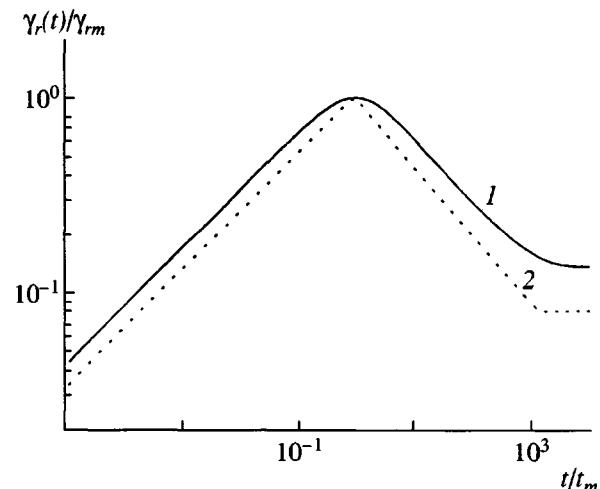


Рис. 2. Кинетика радиационной электропроводности ПС при облучении: 1 – численный расчет по модели Роуза–Фаулера–Вайсберга, 2 – аппроксимация с использованием формул (4)–(6).

выбраны нулевыми. Поскольку в блокирующем слое отсутствует “темновая” (собственная) электропроводность, экспериментально измеряемый нестационарный ток представляет собой ток смещения в блокирующем слое и, в частности, у тыльного электрода при  $x = h$

$$I_2(t) = \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial F(h, t)}{\partial t}, \quad (7)$$

где  $\epsilon \epsilon_0$  – абсолютная диэлектрическая проницаемость полимера ( $\epsilon = 2.6$  для ПС и  $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$  Ф/м). Предложенный подход естественно подразумевает, что  $I_2(t \rightarrow \infty) \rightarrow 0$ .

Параметры модели Роуза–Фаулера–Вайсберга подобраны по результатам изучения радиационной электропроводности ПС в широком диапазоне времен облучения от  $10^{-6}$  с до 100 с. Установлено, что оптимальное соответствие экспериментальным данным достигается для следующих параметров модели:  $\mu_0 \tau_0 = 4.8 \times 10^{-16}$  м<sup>2</sup>/В,  $k_c/k_r = 0.012$ ,  $v_0 = 3 \times 10^7$  с<sup>-1</sup> и  $\alpha = 0.3$ . Радиационно–химический выход зарядов в слабых полях ( $\leq 5 \times 10^6$  В/м) принят равным 0.5 на 100 эВ поглощенной энергии. Этот результат близок к полученному ранее [17]. Достаточно хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных по  $t_m$  и  $\gamma_{rm}$  иллюстрируется данными табл. 2. Скейлинговое соотношение удовлетворительно воспроизводит временную зависимость радиационной электропроводности, следующую из численного решения

**Таблица 2.** Сравнение экспериментальных и расчетных значений, относящихся к максимуму радиационной электропроводности ПС

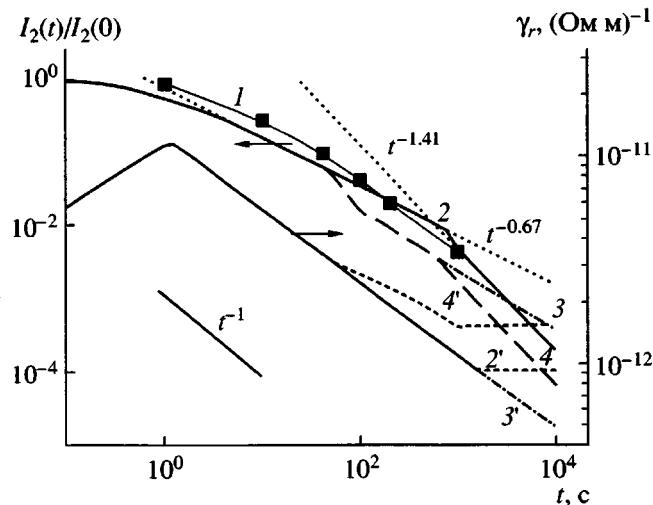
$R$ , Гр/с	$t_m$	$\gamma_{rm}$ , ( $\Omega \text{ м}$ ) $^{-1}$	$t_m$	$\gamma_{rm}$ , ( $\Omega \text{ м}$ ) $^{-1}$
	эксперимент [15]	расчет		
1	13	$6 \times 10^{-13}$	13	$6.8 \times 10^{-13}$
3.8	5.0	$1.5 \times 10^{-12}$	4.8	$1.9 \times 10^{-12}$
770	0.08	$8.3 \times 10^{-11}$	0.081	$1.1 \times 10^{-10}$

Примечание. Электрическое поле  $10^7$  В/м, температура комнатная.

системы уравнений Роуза–Фаулера–Вайсберга, по крайней мере в интервале скоростей генерации от  $10^{17}$  до  $10^{23} \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$ , что соответствует диапазону мощностей дозы  $3 \times 10^{-3}$ – $3 \times 10^3$  Гр/с (рис. 2).

## РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ АНАЛИЗ

Экспериментальное изучение заряжения ПС проведено при облучении электронами пленок



**Рис. 3.** Изменение во времени нестационарного тока (1–4) и радиационной электропроводности (2'–4') при облучении пленки ПС толщиной 40 мкм электронами с энергией 40 кэВ. Ток инъекции  $4 \text{ нA}/\text{см}^2$ . 1 – эксперимент [18]; 2–4 расчет  $I_2(t)$  с учетом зависимости  $\gamma_r$  от  $F$  (3, 4) и без него (2); 2'–4' – соответствующие результаты для радиационной электропроводности на облучаемой поверхности образца ПС. Кривая 3 рассчитана в случае, когда стационарное состояние радиационной электропроводности отсутствует (кривая 3'), а кривая 4 получена с учетом достижения радиационной электропроводностью стационарного состояния (кривая 4').

полимера толщиной 40 мкм (плотность тока  $I_0 = 4 \text{ нA}/\text{см}^2$  и  $E_e = 40 \text{ кэВ}$ ) [18]. Кинетика нестационарного тока представлена на рис. 3. В начале облучения имеем

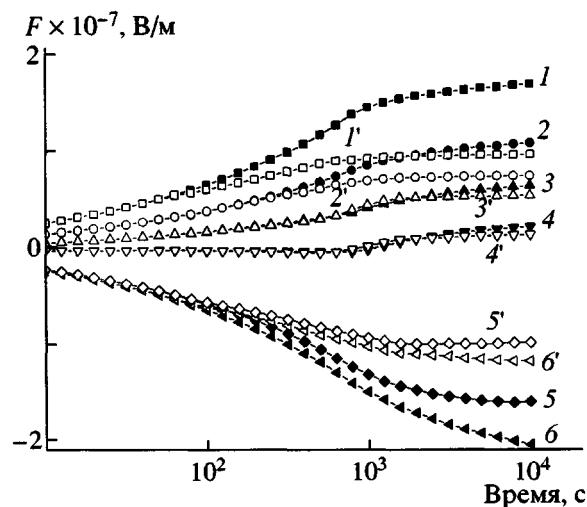
$$I_2(0) = \frac{I_0}{h} \int_0^L f(x) dx = a \frac{L}{h} I_0 \quad (8)$$

Расчетное значение  $a = 0.55$  неплохо согласуется с экспериментальными данными, приведенными в работе [18].

По мере облучения в образце возрастает как напряженность электрического поля, так и радиационная электропроводность, что приводит к снижению  $I_2(t)$ . Результаты расчета  $I_2(t)$  (рис. 3, кривые 3 и 4) достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными. На рис. 3 показана также зависимость радиационной электропроводности ПС в процессе облучения для мощности дозы на облучаемой поверхности образца  $R(0) = 30 \text{ Гр/с}$ .

Следует обратить внимание на то, что снижение  $I_2(t)$  происходит в условиях, когда в большей части образца (при глубине  $0$ – $0.8L$ ) радиационная электропроводность уже прошла через максимум и находится на спадающей ветви кинетической кривой. В момент достижения ею стационарного значения в большей части облучаемого объема (для определенности на рис. 3 приведены результаты для приэлектродной области  $x \approx 0$ ) происходит изменение закона спада  $I_2(t)$  на  $t^{-1.41}$ . Интересно, что если ограничиться только нестационарной ветвью этой кривой, исключив возможность достижения стационарного состояния, то спад переходного тока сохраняет свой прежний вид  $t^{-0.84}$ .

Рост радиационной электропроводности в сильных электрических полях оказывает заметное влияние на кинетику нестационарного тока (рис. 3 и 4) и проявляется, в частности, в том, что начальный участок кривой  $I_2(t)$  изменяется от зависимости типа  $t^{-0.67}$  до  $t^{-0.84}$  (кривые 2 и 3 на рис. 3). При этом наблюдается изменение в распределении плотности объемного заряда и напряженности электрического поля (рис. 5). Отсутствие на экспериментальной кривой  $I_2(t)$  точки перегиба связано, по всей видимости, с тем обстоятельством, что реальная зависимость радиационной электропроводности от напряженности электрического поля является существенно более плавной, чем использованная в расчетах.



**Рис. 4.** Кинетика генерации электрического поля по глубине пленки ПС толщиной 40 мкм, облучаемой электронами с энергией 40 кэВ. Ток инжекции  $4 \text{ нA}/\text{см}^2$ . Кривые 1–6 соответствуют кривой 2 на рис. 3, а кривые 1'–6' – кривой 4 на рис. 3. Глубина от облучаемой поверхности  $\xi = 0.024$  (1, 1'); 0.445 (2, 2'); 0.566 (3, 3'); 0.651 (4, 4'); 0.891 (5, 5') и 1.176 (6, 6').

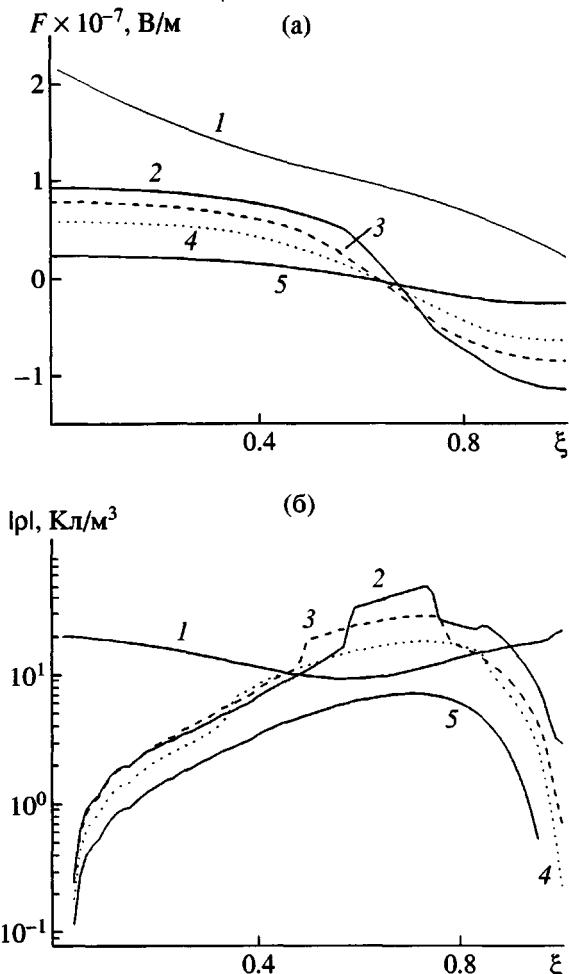
Стационарные значения напряженности электрического поля могут быть найдены по следующим формулам [19]:

$$\tilde{F}(x) = F_c \left( \frac{-I_0 f(x)}{A_r R^\Delta g(x)^\Delta F_c} \right)^{\frac{1}{1+\delta\Delta}} \quad \text{при } F \geq F_c \quad (9)$$

$$\tilde{F}(x) = \frac{-I_0 f(x)}{A_r R^\Delta g(x)^\Delta F_c} \quad \text{при } F < F_c \quad (10)$$

В уравнениях (9) и (10) стационарная радиационная электропроводность определяется в соответствии с выражением (6) и зависимостью  $g_0$  от электрического поля, как  $\tilde{\gamma}_r = \tilde{A}_r R(0)^\Delta \left(\frac{F}{F_c}\right)^{\delta\Delta}$ . Из модели Роуза–Фаулера–Вайсберга следует, что величина  $\Delta = \frac{1}{1+\alpha}$  [3].

Как и следовало ожидать, максимальные электрические поля реализуются при больших временах облучения, когда радиационная электропроводность ПС в облучаемом объеме выходит на стационарное значение. Это трудно достижимо в условиях эксперимента [16]. Из рис. 5а видно, что оценка максимальной напряженности электричес-



**Рис. 5.** Глубинный ход напряженности электрического поля (а) и плотности объемного заряда (б) при облучении ПС электронами с энергией 40 кэВ и  $I_0 = 4 \text{ нA}/\text{см}^2$ . 1 – стационарное распределение, рассчитанное по формулам (9), (10); 2–5 – результаты численного расчета для момента времени 3000 (2), 350 (3), 100 (4) и 10 с (5). Толщина образца 40 мкм.

ского поля в стационарном приближении получается вполне удовлетворительной.

Полевая зависимость радиационной электропроводности прежде всего способствует ускоренному стеканию заряда вблизи электродов, поскольку там величина напряженности поля достигает наибольшего значения. В результате область локализации объемного заряда сужается (рис. 5б). Отметим, что на глубине 0.6–0.7L, на которой реализуется максимум скорости объемной инжекции избыточного заряда  $\left(-I_0 \frac{df}{dx}\right)$ , напряженность поля остается минимальной в течение

всего времени облучения (рис. 1, 4 и 5). Сравнение результатов численного расчета со стационарным распределением объемного заряда показывает, что они весьма плохо согласуются даже на качественном уровне (рис. 5б).

При облучении должно происходить смещение максимума плотности заряда в направлении тыльного электрода [6]. Интересно, что появление полевой зависимости радиационной электропроводности вызывает изменение положения максимума плотности заряда при изменении толщины облучаемого образца. Так, при уменьшении толщины образца может реализоваться случай, когда точка нулевого поля при  $F = F_c$  будет ближе к облучаемому электроду, чем максимум плотности заряда. В этом случае полевое возрастание радиационной электропроводности препятствует движению заряда к тыльному электрому, локализуя его вблизи максимума скорости термализации заряда.

Изменение глубинного хода поглощенной дозы, наблюдаемое при повышении энергии воздействующих электронов от 40 кэВ до 1 МэВ (рис. 1), сопровождается соответствующим изменением кривой  $I_2(t)$ . Так, при  $E_e = 1$  МэВ (для определенности  $h/L = 2$ ) характер спада нестационарного тока несколько модифицируется, и степенная зависимость  $t^{-0.74}$ , справедливая в начальный период облучения, сменяется законом  $t^{-0.91}$ . Подобное поведение обусловлено значительным повышением напряженности электрического поля в облучаемой области. При дальнейшем облучении, когда радиационная электропроводность в большей части образца уже достигает своего стационарного значения, начинает выполняться закон  $I_2(t) \sim t^{-1.4}$ .

Таким образом, показано, что спад нестационарного тока при облучении ПС электронами в вакууме, происходящий по закону, близкому к  $t^{-1}$ , обусловлен зависимостью радиационной электропроводности полимера от времени и напряженности электрического поля.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Садовничий Д.Н., Тютнев А.П., Хатипов С.А., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолек. соед. А. 2003. Т. 45. № 2. С. 230.
- Gross B., Sessler G.M., West J.E. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. № 3. P. 2841.
- Тютнев А.П., Ванников А.В., Мингалеев Г.С., Саенко В.С. Электрические явления при облучении полимеров. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- Боев С.Г., Ушаков В.Я. Радиационное накопление заряда в твердых диэлектриках и методы его диагностики. М.: Энергоатомиздат, 1991.
- Тютнев А.П., Саенко В.С., Мингалеев Г.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолек. соед. А. 1983. Т. 25. № 5. С. 1042.
- Tytnev A.P., Mingaleev G.S., Saenko V.S., Pozhidaev E.D., Akkerman A.F. // Phys. Status Solidi. A. 1982. V. 73. № 2. P. 361.
- Frederickson A.R., Woolf S. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1982. V. 29. № 6. P. 2004.
- Садовничий Д.Н., Милехин Ю.М., Тютнев А.П. // Вооружение. Политика. Конверсия. 2002. № 5. С. 65.
- Лаппа А.В., Бурмистров Д.С., Васильев О.Н. // Изв. вузов. Физика. 1988. № 2. С. 77.
- Аккерман А.Ф. Моделирование траекторий заряженных частиц в веществе. М.: Энергоатомиздат, 1991.
- Gross B., Gerhard-Multhaup R., Labonte K., Berrais-soul A. // Colloid Polym. Sci. 1984. V. 262. № 2. P. 93.
- Arkhipov V.I., Popova Ju.A., Rudenko A.I. // Phil. Mag. B. 1983. V. 48. № 5. P. 401.
- Тютнев А.П., Садовничий Д.Н., Боев С.Г. // Химия высоких энергий. 1995. Т. 29. № 2. С. 115.
- Boev S.G., Paderin V.A., Tyutnev A.P. // J. Electrostatics. 1995. V. 34. P. 27.
- Tytnev A.P., Karpechin A.I., Boev S.G., Saenko V.S., Pozhidaev E.D. // Phys. Status Solidi. A. 1992. V. 132. P. 163.
- Тютнев А.П., Карпчин А.И., Боев С.Г., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Химия высоких энергий. 1993. Т. 27. № 2. С. 32.
- Павлов П.А., Тютнев А.П., Пожидаев Е.Д., Саенко В.С. // Высокомолек. соед. А. 1999. Т. 41. № 4. С. 681.
- Тютнев А.П., Карпчин А.И., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д., Флоридов А.А. // Химия высоких энергий. 1995. Т. 29. № 3. С. 177.
- Кундина Ю.Ф., Саенко В.С., Доронин А.Н., Тютнев А.П., Пожидаев Е.Д. // Химия высоких энергий. 2002. Т. 36. № 3. С. 191.

## Space Charging of Polystyrene by Electron-Beam Irradiation in Vacuum

D. N. Sadovnichii\*, A. P. Tyutnev\*\*, and Yu. M. Milekhin\*

\**Soyuz Federal Center of Dual Technologies,  
ul. Ak. Zhukova 42, Dzerzhinskii, Moscow oblast, 140090 Russia*

\*\**Moscow State Institute of Electronics and Mathematics,  
Trekhsvyatitel' skii per. 3/12, Moscow, 109028 Russia*

**Abstract**—A theoretical analysis was performed on the buildup of space charge in PS films upon their irradiation by a nonpenetrating electron beam in vacuum. Unlike previous calculations, both the kinetics of establishment of radiation-induced conductivity during irradiation and its field effects were taken into account. Injection current and dose rate distributions in the bulk of the polymer were calculated using the Monte Carlo method. The space-time distribution of the space charge density and electric field strength were determined by numerical simulation in terms of the one-dimensional approximation. The main consequences of the effects of field and kinetic properties of radiation-induced conductivity on the field generation dynamics and the charge density upon electron irradiation were revealed. It was shown that the decay of the transient current, which nearly follows the hyperbolic law, in the electron-beam irradiation of PS in vacuum is due the specifics of kinetic behavior of radiation-induced conductivity in the polymer and its dependence on the electric field strength.