

УДК 541.64:537.3

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ МОДЕЛИ РОУЗА–ФАУЛЕРА–ВАЙСБЕРГА. БИПОЛЯРНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ¹

© 2007 г. А. П. Тютнев*, Р. Ш. Ихсанов**, В. С. Саенко*, Е. Д. Пожидаев*

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

**Федеральное государственное унитарное предприятие
“Научно-исследовательский институт приборов”
140080 Лыткарино Московской обл., промзона Тураево, стр. 8

Поступила в редакцию 09.08.2006 г.

Принята в печать 11.01.2007 г.

Приведены результаты численных расчетов кинетики радиационной электропроводности (кривых переходного тока) для модельного полимера согласно теории Роуза–Фаулера–Вайсберга при биполярном транспорте носителей заряда (времена облучения 10^4 – 10^6 с). В отличие от случая монополярного транспорта вид кривых переходного тока заметно изменяется в области времен, превышающих момент достижения максимума тока. Стационарное значение по-прежнему достигается, но его увеличение по сравнению со случаем монополярной проводимости не-пропорционально велико относительно малого параметра χ , характеризующего относительный вклад в ток неосновных носителей заряда. Учет образования радиационных ловушек в процессе облучения несколько смягчает этот эффект, однако расхождение выводов теории для двух типов проводимости резко возрастает при оценке времен восстановления полимера после предварительного облучения.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время модель радиационной электропроводности полимеров Роуза–Фаулера–Вайсберга, основанная на квазизонной теории неупорядоченных твердых тел, широко используется при обработке и интерпретации экспериментальных данных, а также для прогнозирования обратимых изменений электрофизических свойств полимерных диэлектриков в полях ионизирующих излучений [1–3]. В последнее время физический смысл основных параметров модели претерпел существенные изменения [4–6], однако ее математический аппарат остался неизменным.

В нашей предыдущей работе [7] подробно рассмотрены такие вопросы радиационной электропроводности полимеров при длительном об-

лучении, как ее немонотонная кинетика, значительное отличие кривых переходного тока при исходном и повторном облучении, дозовые эффекты. Как известно, в модели Роуза–Фаулера–Вайсберга полностью пренебрегается подвижностью носителей заряда одного знака, так что она рассматривает случай монополярной проводимости.

К настоящему времени накоплено немало экспериментальных данных, указывающих на то, что подвижность неосновных носителей заряда в большинстве полимеров хотя и мала, но не настолько, чтобы ей можно было пренебречь, а в ПЭВД, например, подвижности электронов и дырок близки [8].

Естественно, что учет биполярности резко усложняет модель и ее аналитическое рассмотрение. Единственная известная авторам работа [9] относится к стационарному состоянию модели, в которой параметры электронов и дырок идентичны. Поэтому в данной работе для анализа би-

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 05-03-32312).

E-mail: aptytnev@yandex.ru (Тютнев Андрей Павлович).

полярной модели Роуза–Фаулера–Вайсберга (в дальнейшем биполярной модели) используется, как правило, численное моделирование.

ТЕОРИЯ

Классический вариант модели

Система уравнений биполярной модели Роуза–Фаулера–Вайсберга в ее классическом представлении, не учитывающем образования радиационных ловушек в процессе облучения, имеет следующий вид:

$$\begin{cases} \frac{dN}{dt} = g_0 - k_r N_0 \int_0^{+\infty} \rho' dE - k'_r N'_0 \int_0^{+\infty} \rho dE - k_\Sigma N_0 N'_0 \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} = k_c N_0 (M - \rho) - \rho v_0 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) - k'_r N'_0 \rho \\ \frac{\partial \rho'}{\partial t} = k'_c N'_0 (M' - \rho') - \rho' v'_0 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) - k_r N_0 \rho' \\ N = N_0 + \int_0^{+\infty} \rho dE = N'_0 + \int_0^{+\infty} \rho' dE \end{cases} \quad (1)$$

По определению, радиационная электропроводность

$$\gamma_r(t) = e[\mu_0 N_0(t) + \mu'_0 N'_0(t)] \quad (2)$$

Здесь $N_0(t)$ – концентрация основных носителей заряда (в дальнейшем электронов) в проводящем состоянии (в зоне переноса) с микроскопической подвижностью μ_0 ; $N(t)$ – полная концентрация электронов, включая и те, что захвачены на ловушки; g_0 – скорость объемной генерации носителей заряда; k_r – коэффициент объемной рекомбинации квазисвободных электронов с захваченными дырками; k_c – константа скорости захвата квазисвободных электронов на электронные ловушки; M_0 – суммарная концентрация электронных ловушек, экспоненциально распределенных по энергии ($E > 0$ и отсчитывается вниз от дна зоны переноса); $\rho(E, t)$ – энергетическая плотность распределения захваченных электронов; v_0 – эффективный частотный фактор термического

освобождения захваченных электронов из ловушек; E_1 – параметр экспоненциального распределения ловушек по энергии. Дисперсионный параметр $\alpha = kT/E_1$, где k – постоянная Больцмана. Соответствующие параметры для дырок обозначены штрихами.

Из условия электронейтральности полимера следует, что $N = N'$, и по этой причине N' формально не фигурирует в системе (1).

Первое уравнение в системе (1) описывает изменение полной концентрации электронов в результате их генерации ионизирующим излучением (первое слагаемое справа) и последующей убыли вследствие бимолекулярной рекомбинации (второе слагаемое справа описывает скорость убыли квазисвободных электронов путем их рекомбинации с захваченными дырками, а третья – скорость убыли захваченных электронов при их рекомбинации с квазисвободными дырками). Считается, что после рекомбинации захваченного электрона с дыркой электронная ловушка оказывается свободной и способной к захвату квазисвободного электрона. Последнее слагаемое отвечает рекомбинации электронов и дырок в квазисвободном состоянии, причем $k_\Sigma = k_r + k'_r$. Для дырок соответствующее уравнение полностью аналогично приведенному выше.

Два последующих уравнения системы, известные также как уравнения многократного захвата, описывают стохастические процессы захвата квазисвободных электронов и дырок на ловушки своего класса, последующего их термического освобождения и рекомбинации захваченных носителей заряда с квазисвободными противоположного знака.

Последнее уравнение системы (1) показывает, что полные концентрации электронов и дырок равны и представлены двумя фракциями носителей заряда: подвижных и захваченных на ловушки.

Методика численного решения системы уравнений (1) описана нами ранее [7]. Для проведения расчетов выбраны следующие значения параметров основных носителей заряда, близкие к тако-

вым для ПС [10]: $\alpha = 0.3$, $\mu_0 = 10^{-5} \text{ м}^2/\text{В с}$, $k_r = 7 \times 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$, $k_c = 3.3 \times 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}$, $\tau_0 = 3 \times 10^{-11} \text{ с}$ ($M_0 = 10^{25} \text{ м}^{-3}$), $v_0 = 2 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$. Кроме того, принято, что при мощности дозы $R_0 = 100 \text{ Гр/с}$ скорость объемной генерации носителей заряда $g_0 = 1 \times 10^{22} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ (что приблизительно соответствует радиационно-химическому выходу свободных зарядов 1.6 на 100 эВ поглощенной энергии в ПС в электрическом поле $4 \times 10^7 \text{ В/м}$ и комнатной температуре).

Рассмотрение полученных результатов для биполярной модели целесообразно начать со случая равенства всех параметров модели для электронов и дырок (так называемая симметричная модель). На рис. 1 представлены рассчитанные кривые переходного тока для нескольких значений дисперсионного параметра α . Для удобства сравнения приведены также кривые для монополярной проводимости (дырки не принимают участия в переносе электрического тока).

Как и следовало ожидать, при временах облучения, по крайней мере на порядок меньших времени достижения максимума, имеет место простое удвоение тока монополярной проводимости. Это объясняется тем, что в соответствующем временном интервале вклады носителей заряда аддитивны, и в силу симметричности модели ток удваивается. Значения кривых в максимуме (γ_m) также отличаются в ~2 раза. Примечательно, что времена достижения максимума t_m для обеих сравниваемых моделей практически совпадают у всех расчетных кривых. Однако самое интересное наблюдение касается хода кривых при $t \geq t_m$.

Если при монополярной проводимости спад кривых в логарифмических координатах $\lg \gamma_r - \lg t$ ярко выражен, а выход на стационарное значение сильно затянут, то в биполярном случае подобный спад едва заметен, причем время достижения квазистационарного значения резко сокращается. Оба эффекта тем сильнее выражены, чем меньше дисперсионный параметр (ср. кривые 1 и 2 с кривыми 5 и 6).

Причины подобного поведения кривых переходного тока легко понять, если рассмотреть ста-

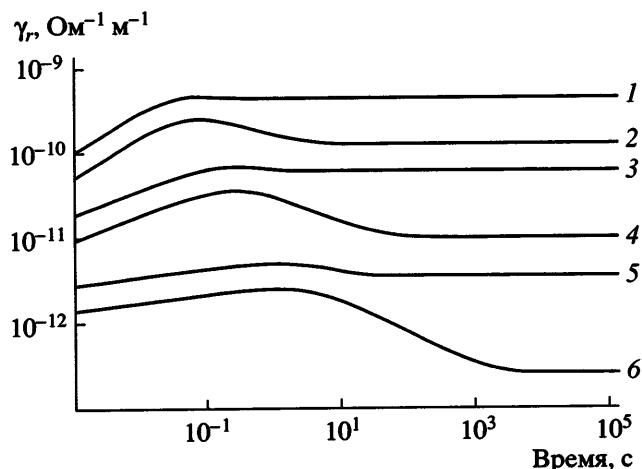


Рис. 1. Изменение во времени радиационной электропроводности модельного полимера при непрерывном облучении. 1, 3, 5 – симметричная модель, 2, 4, 6 – классическая модель. Дисперсионный параметр равен 0.5 (1, 2), 0.3 (3, 4) и 0.1 (5, 6).

ционарное состояние облучаемого полимера. Полная концентрация электронов определяется в первую очередь электронами, захваченными на ловушки, энергетическое распределение концентрации которых описывается выражением

$$\tilde{\rho}(E) = \frac{M(E)}{\beta + \left(\frac{v_0}{k_c N_0}\right) \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)}, \quad (3)$$

где $\beta = 1.0$ (монополярная проводимость) и $\left(1 + \frac{k_r}{k_c}\right) > 1.0$ (симметричная модель). Видно, что если при $E \gg kT$ (очень глубокие ловушки) они в первом случае заполнены полностью $\tilde{\rho}(E) \approx M(E)$, то во втором степень их заполнения очень мала $\tilde{\rho}(E) \approx \beta^{-1} M(E) \ll M(E)$ и при $k_r/k_c = 100$ она составляет ~0.01. Это обстоятельство приводит к резкому сокращению времени установления квазиравновесия и увеличению стационарной радиационной электропроводности при биполярном симметричном транспорте носителей заряда в $2^{1-\Delta} (1 + k_r/k_c)^{\Delta(1-\alpha)}$ раза по сравнению со случаем монополярной проводимости [7, 9] (здесь $\Delta = (1 + \alpha)^{-1}$).

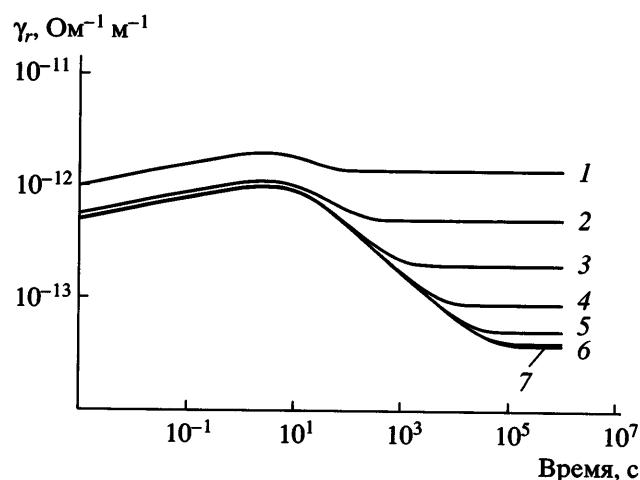


Рис. 2. Изменение во времени радиационной электропроводности модельного полимера при непрерывном облучении. Биполярная проводимость при $\chi = 1$ (1), 10^{-1} (2), 10^{-2} (3), 10^{-3} (4), 10^{-4} (5), 10^{-6} (6) и 0 (7) – монополярная проводимость. Дисперсионный параметр 0.1 ($g_0 = 3.7 \times 10^{21} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$).

Отметим также, что характерный для монополярного транспорта участок спада переходного тока после прохождения максимума по степенному закону $j \propto t^{-(1-\alpha)/2}$ заменяется более мягким и существенно менее протяженным. Фактически подобный спад прослеживается только для $\alpha \leq 0.3$, да и лишь, по-видимому, на теоретических кривых.

А каковы эти эффекты в полимерах со слабой степенью биполярности? Ответ на поставленный вопрос требует некоторого уточнения. В первую очередь следует установить, какой из параметров или какая их комбинация адекватно описывает подобный случай.

При нормальном транспорте в качестве такого параметра выступает, как известно, отношение подвижностей неосновных и основных носителей заряда. При дисперсионном транспорте ситуация осложняется.

Данные, позволяющие судить о степени биполярности того или иного полимера, получают, как правило, из времяпролетных экспериментов. Времена пролета при прочих равных условиях тем короче, чем больше величина $\zeta = \mu_0 \tau_0 v_0^\alpha$

($\tau_0^{-1} = k_c M_0$). Эта же комбинация определяет и значение обеих компонент радиационной электропроводности (электронной и дырочной) к концу малосигнального облучения, когда их вклад в суммарный сигнал все еще аддитивен [5, 6]. За малый параметр, характеризующий степень биполярности полимера, естественно принять отношение $\chi = \zeta'/\zeta$.

В рамках диффузионно-дрейфового приближения при изменении μ_0 автоматически изменяются константы k_e и k_c , прямо пропорциональные этому параметру (первая – в соответствии с формулой Ланжевена, а вторая – с формулой Дебая), а произведение $\mu_0 \tau_0$ вообще не меняется. Поэтому для изменения ζ варьировали τ_0 при неизменных μ_0 , v_0 и α . В любом случае параметр биполярности $\chi = \zeta'/\zeta \leq 1.0$.

Как видно из рис. 2, снижение параметра χ приближает вид кривых переходного тока к монополярному пределу, однако это происходит не пропорционально значению указанного малого параметра, и подобное отклонение от пропорциональности тем сильнее, чем меньше его значение. Так, при $\chi = 0.01$ стационарные значения кривых 3 и 7 различаются в 5 раз, а при $\chi = 10^{-4}$ – все еще в 1.32 раза (кривые 3–7 практически совпадают при $t \leq t_m$).

Модель, учитывающая генерацию радиационных ловушек

Система уравнений (1) заметно усложняется при попытке описания радиационной электропроводности с учетом образования радиационных ловушек в процессе облучения. Предполагается, что скорость генерации радиационных ловушек пропорциональна мощности дозы и равна λg_0 (как правило, $\lambda \ll 1.0$). Фактически параметр λ представляет собой отношение радиационно-химических выходов доживающих до комнатной температуры свободных радикалов и свободных зарядов. Гибелю радиационных ловушек пренебрегается (т.е. их накопление пропорционально

дозе облучения) и они считаются глубокими ловушками. После окончания облучения (т.е. на этапе отжига) их полная концентрация, включая как пустые, так и заполненные ловушки, остается неизменной. В этом случае система уравнений преобразуется к виду

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN}{dt} = g_0 - k_r N_0 \int_0^{+\infty} \rho' dE - k'_r N'_0 \int_0^{+\infty} \rho dE - \\ - k_\Sigma N_0 N'_0 - k'_r N'_0 N_t - k_r N_0 N'_t, \\ \frac{d\rho}{dt} = k_c N_0 (M - \rho) - \rho v_0 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) - k'_r N'_0 \rho \\ \frac{d\rho'}{dt} = k'_c N'_0 (M' - \rho') - \rho' v'_0 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) - k_r N_0 \rho' \\ \frac{dN_t}{dt} = k_c N_0 \left(\lambda \int_{-\infty}^t g_0(t') dt' - N_t \right) - k'_r N'_0 N_t, \\ \frac{dN'_t}{dt} = k'_c N'_0 \left(\lambda' \int_{-\infty}^t g_0(t') dt' - N'_t \right) - k_r N_0 N'_t \\ N = N_0 + \int_0^{+\infty} \rho dE + N_t = N'_0 + \int_0^{+\infty} \rho' dE + N'_t \end{array} \right. \quad (4)$$

Здесь N_t и N'_t – концентрация заполненных радиационных ловушек для электронов и дырок соответственно. Выражение для радиационной электропроводности (2) по-прежнему сохраняется. Очевидно, что приведенная выше система является естественным распространением аналогичной системы из работы [7] на случай биполярной проводимости полимера.

На рис. 3 представлены результаты расчета радиационной электропроводности в рамках классической и симметричной моделей для нескольких значений λ . Видно, что каких-либо неожиданностей не происходит, и асимптотический ход кривых имеет вид гиперболических зависимостей $j \propto t^{-1}$, причем они приобретают этот вид тем раньше, чем больше параметр λ .

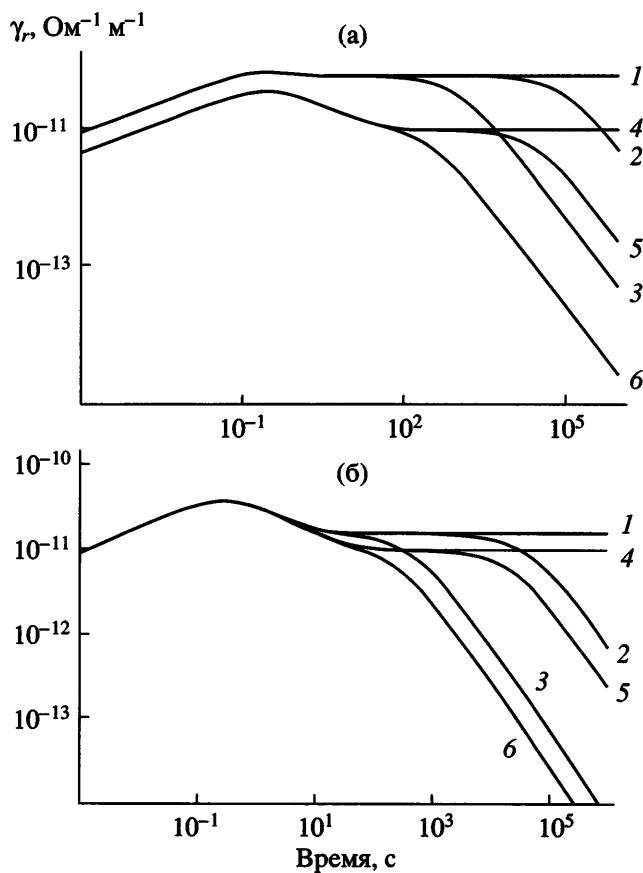


Рис. 3. Влияние радиационных ловушек на кривые переходного тока модельного полимера с биполярной (1–3) и монополярной (4–6) проводимостью. $\lambda = \lambda' = 0$ (1, 4), 0.0001 (2, 5) и 0.01 (3, 6). $\chi = 1.0$ (а) и $\chi = 0.01$ (б).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

Франкевич одним из первых последовательно развивал точку зрения на то, что только учет биполярности транспорта генерированных носителей заряда позволяет правильно описать основные закономерности бимолекулярной рекомбинации электронов и дырок в полимерах [10–12]. Правда, при проведении количественного анализа в цитируемых работах использовали не экспоненциальное, аmonoэнергетическое распределение ловушек по энергии как для электронов, так и для дырок (опять же симметричный случай). Здесь следует указать на упоминавшуюся ранее работу [9] и монографию [13].

Отказ от монополярного приближения сопровождается появлением ряда неожиданных резуль-

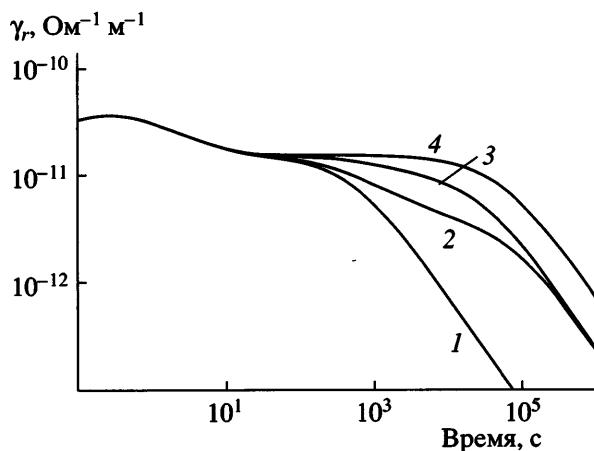


Рис. 4. Влияние радиационных ловушек на кривые переходного тока модельного полимера с биполярной проводимостью ($\chi = 0.01$). $\lambda = \lambda' = 10^{-2}$ (1); $\lambda = 10^{-2}, \lambda' = 10^{-4}$ (2); $\lambda = 10^{-4}, \lambda' = 10^{-2}$ (3); $\lambda = 10^{-4}, \lambda' = 10^{-4}$ (4).

татов даже на чисто качественном уровне. При равенстве параметров модели для электронов и дырок спад тока в процессе облучения после прохождения им максимума практически исчезает, хотя в монополярном случае ($\alpha \leq 0.5$) подобное снижение тока достаточно четко выражено (естественно, в логарифмических координатах $\lg j - \lg t$). Так, даже при $\alpha = 0.1$ (рис. 1, кривая 5) указанное снижение составляет всего 1.41 раза, в то время как для монополярной проводимости оно гораздо больше (~9.53 раза). Само время достижения максимума при этом практически не изменяется.

Полимеры, у которых параметр биполярности $\chi \leq 0.01$, естественно отнести к классу материалов с монополярной электропроводностью. Полученные нами результаты показывают, что и в этом случае роль биполярности все еще велика. Действительно, из сравнения кривых 3 и 7 на рис. 2 в области больших времен следует, что расчетное значение стационарного тока в биполярном случае больше, чем в монополярном, почти в 5 раз. Как видно, роль малого параметра $\chi = 0.01$ непомерно велика.

Из рассмотрения рис. 3 ясно, что отмеченные выше особенности для полимеров с биполярной проводимостью полностью сохраняют свою силу

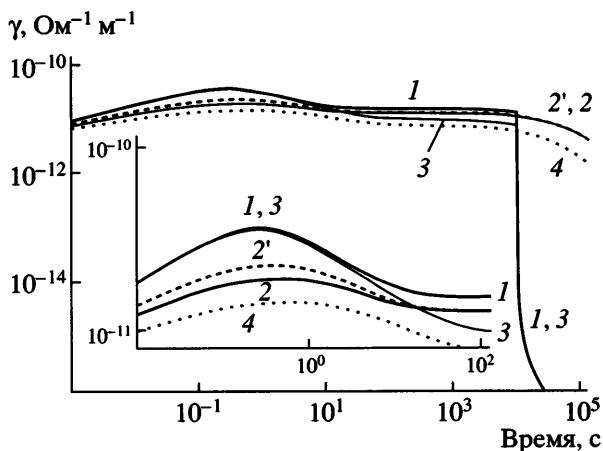


Рис. 5. Кривые переходного тока модельного полимера с биполярной (1, 2, 2') и монополярной (3, 4) проводимостью для исходного (1, 3) и повторного облучения (2, 2', 4) спустя 10^3 (2) и 3×10^5 с (2', 4). Длительность облучения 10^4 (1, 3) и 10^5 с (2, 2', 4). $\lambda = 10^{-4}$ (1–4), $\chi = 10^{-2}$ (1, 2, 2'). На вставке все кривые представлены в районе максимума более подробно.

и при учете образования радиационных ловушек. В области гиперболического спада ($j \propto t^{-1}$) наблюдается определенное подобие кривых переходного тока (ср. кривые 2 и 5 на рис. 3а или кривые, приведенные на рис. 3б для тех же λ). Ход кривых $j(t)$ в области больших времен для различающихся значений λ и λ' показан на рис. 4. Обращает на себя внимание близость кривых 2 и 3 в области больших времен.

Влияние слабой биполярности ($\chi = 0.01$) на отжиг предварительно облученного полимера иллюстрирует рис. 5. Этот вопрос заслуживает дальнейшего изучения.

Система уравнений (4) для биполярной модели, учитывающая образование радиационных ловушек в процессе облучения, несмотря на ее кажущуюся громоздкость, имеет ясный физический смысл. По сути дела, она является, по-видимому, наиболее общим видом универсальной физико-математической модели радиационной электропроводности полимеров.

Действительно, участие обоих носителей заряда (электронов и дырок) в переносе электрического тока не должно вызывать каких-либо со-

мнений. Вопрос состоит лишь в определении параметров модели для неосновных носителей заряда (μ'_0 , τ'_0 , v'_0 и α').

Основные радиационно-химические продукты радиолиза, акцептирующие с одинаковой эффективностью как электроны, так и дырки, – это свободные радикалы. Тогда в принципе можно считать, что $\lambda = \lambda'$. Задача сводится к определению (или оценке) радиационно-химического выхода свободных радикалов, стабилизирующихся в полимерной матрице при температуре облучения.

Существующая в литературе информация по обоим вопросам достаточно ограничена [14–18], поэтому исследование радиационной электропроводности при длительном облучении может быть использовано для ее уточнения. Время расчета одного варианта симметричной модели с применением пакета математических программ MATLAB составляет 20 с, так что эта модель может с успехом применяться для определения параметров переноса электронов и дырок путем подгонки расчетных кривых под результаты лабораторных испытаний. В таком качестве обсуждаемая модель может рассматриваться как универсальная физико-математическая модель радиационной электропроводности полимеров полуэмпирического уровня.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вайсберг С.Э. // Радиационная химия полимеров / Под ред. Каргина В.А. М.: Наука, 1973. С. 376.
2. Ванников А.В., Матвеев В.К., Сичкарь В.П., Тютнев А.П. Радиационные эффекты в полимерах. Электрические свойства. М.: Наука, 1982.
3. Тютнев А.П. // Химия высоких энергий. 1996. Т. 30. № 1. С. 5.
4. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолек. соед. А. 2000. Т. 42. № 1. С. 16.
5. Тютнев А.П., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолек. соед. Б. 2004. Т. 46. № 12. С. 2104.
6. Тютнев А.П., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д., Костюков Н.С. Диэлектрические свойства полимеров в полях ионизирующих излучений. М.: Наука, 2005.
7. Тютнев А.П., Ихсанов Р.Ш., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолек. соед. А. 2006. Т. 48. № 11. С. 2015.
8. Тютнев А.П., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д., Колесников В.А. // Высокомолек. соед. А. 2004. Т. 46. № 6. С. 1014.
9. Mingaleev G.S., Tuytnev A.P., Vannikov A.V., Arkhipov V.I., Rudenko A.I., Login V.M., Ursu V.A. // Phys. Status Solidi. A. 1985. V. 88. № 2. P. 655.
10. Франкевич Е.Л. // Успехи химии. 1966. Т. 35. № 7. С. 1161.
11. Франкевич Е.Л. // Химия высоких энергий. 1967. Т. 1. № 6. С. 567.
12. Франкевич Е.Л. // Химия высоких энергий. 1967. Т. 1. № 6. С. 572.
13. Тютнев А.П., Ванников А.В., Мингалеев Г.С., Саенко В.С. Электрические явления при облучении полимеров. М.: Энергоатомиздат, 1985.
14. Милинчук В.К., Клинишонкт Э.Р., Пицежецкий С.Я. Макрорадикалы. М.: Химия, 1980.
15. Пикаев А.К. Современная радиационная химия. Твердое тело и полимеры. Прикладные аспекты. М.: Наука, 1987.
16. Тютнев А.П., Саенко В.С., Никитенко В.Р., Кундина Ю.Ф., Пожидаев Е.Д., Ванников А.В. // Журн. научн. и прикл. фотографии. 2001. Т. 46. № 6. С. 28.
17. Тютнев А.П., Саенко В.С., Смирнов И.А., Пожидаев Е.Д. // Хим. физика. 2005. Т. 24. № 12. С. 10.
18. Тютнев А.П., Абрамов В.Н., Дубенков П.И., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д., Ванников А.В. // Химия высоких энергий. 1987. Т. 21. № 2. С. 148.

Theoretical Analysis of the Rose–Fowler–Vaisberg Model: Dipolar Conductivity

A. P. Tyutnev^a, R. Sh. Ikhsanov^b, V. S. Saenko^a, and E. D. Pozhidaev^a

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

^b Research Institute of Instrumentation,
promzona Turaevo 8, Lytkarino, Moscow oblast, 140080 Russia
e-mail: aptyutnev @yandex.ru

Abstract—Results of numerical calculations on the kinetics of radiation-induced conductivity (current transients) in a case polymer in terms of the Rose–Fowler–Vaisberg model assuming dipolar carrier transport (irradiation times of 10^4 – 10^6 s) are reported. Unlike the case of unipolar transport, the pattern of current transients noticeably changes at times after passing a maximum in current. A steady-state value is still attained; however, its increase relative to the case of unipolar conductivity is nonproportionally high with respect to a relatively small value of the parameter χ , which characterizes the relative contribution of minority carriers to the current. Allowance for the formation of radiation traps during irradiation somewhat mitigates this effect; however, the discrepancy between the conclusions of the theory for the two types of conduction strongly increases for the estimates of polymer recovery time after preliminary irradiation.