

УДК 541.64:537.3

АНАЛИЗ ДИСПЕРСИОННОГО ТРАНСПОРТА И РАДИАЦИОННОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПОЛИМЕРОВ В РАМКАХ МОДЕЛИ МНОГОКРАТНОГО ЗАХВАТА С ГАУССОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЛОВУШЕК ПО ЭНЕРГИИ

© 2004 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 08.04.2003 г.
Принята в печать 31.07.2003 г.

Рассмотрены закономерности радиационной электропроводности при импульсном и непрерывном облучении полимерной системы в рамках модели многократного захвата с гауссовым распределением ловушек по энергии. Численные расчеты аппроксимированы аналитическими выражениями. Показано, что при соответствующем выборе ширины гауссова распределения возможно удовлетворительное описание радиационной электропроводности и дисперсионного транспорта носителей заряда, близких к наблюдаемому для экспоненциального распределения ловушек.

ВВЕДЕНИЕ

Транспорт носителей заряда в неупорядоченных материалах, к которым относится большинство технических полимеров, значительно отличается от того, что наблюдается в упорядоченных системах. Так, если в монокристаллах подвижность как электронов, так и дырок достаточно высока ($0.1\text{--}1 \text{ см}^2/\text{В с}$) и слабо зависит от напряженности электрического поля и температуры (по крайней мере при комнатной температуре), то в неупорядоченных материалах транспорт носителей заряда является сильно неравновесным в широком временном интервале, а эффективная подвижность основных носителей заряда снижается во времени по степенному закону, обнаруживая при этом заметную температурную и полевую зависимость.

По современным представлениям вся совокупность столь необычных свойств электронного транспорта в неупорядоченных материалах обусловлена влиянием их дефектной структуры, и прежде всего, энергетического беспорядка в системе единиц (ловушек в модели многократного захвата или прыжковых центров в модели гауссова беспорядка), контролирующих движение носи-

телей заряда. Как правило, энергетическое распределение описывается экспоненциальной или гауссовой кривой [1, 2].

При изучении радиационной электропроводности полимеров широкое распространение получила модель Роуза–Фаулера–Вайсберга, основанная на квазизонных представлениях и использующая экспоненциальное распределение ловушек по энергии [3]. Однако, как показали выполненные ранее расчеты, предпочтительный выбор экспоненциального распределения ловушек в сравнении с гауссовым не столь очевиден [4]. Поэтому общий анализ радиационной электропроводности в рамках модели многократного захвата с гауссовым распределением ловушек весьма важен, но до сих пор не проведен. Цель настоящей работы – численное моделирование радиационной электропроводности и транспорта носителей заряда в рамках модели многократного захвата с гауссовым распределением ловушек по энергии и поиск выражений, аппроксимирующих численные решения.

ТЕОРИЯ

Рассматривается следующая система дифференциальных уравнений:

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

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN(t)}{dt} = g_0 - k_r N_0(t) N(t) \\ \frac{\partial \rho(E, t)}{\partial t} = k_c N_0(t) \left[\frac{2M_0}{\sqrt{\pi} E_0} \exp\left(-\frac{E^2}{E_0^2}\right) - \rho(E, t) \right] - \\ - v_0 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \rho(E, t) \\ N(t) = N_0(t) + \int_0^\infty \rho(E, t) dE \end{array} \right. \quad (1)$$

Здесь $N(t)$ – полная концентрация основных носителей заряда (в дальнейшем электронов), $N_0(t)$ – их концентрация в проводящем состоянии с микроскопической подвижностью μ_0 , $\rho(E, t)$ – энергетическая плотность захваченных электронов, 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 противоположного знака (дырками), выступающими в качестве центров рекомбинации, k_c – константа скорости захвата квазисвободных носителей заряда на ловушки, M_0 – суммарная концентрация ловушек, распределенных по энергии в соответствии с односторонней гауссовой кривой ($E > 0$ и отсчитывается вниз от дна зоны переноса), v_0 – эффективный частотный фактор термического освобождения носителей заряда из ловушек, E_0 – параметр энергетического распределения ловушек, T – температура.

Используем нулевые начальные условия: при $t = 0$ $N_0(0) = N(0) = 0$ и $\rho(E, 0) = 0$. Из решения записанной системы уравнений определяется концентрация носителей заряда в зоне переноса $N_0(t)$, по которой рассчитывается электропроводность полимера: $\gamma_r(t) = e\mu_0 N_0(t)$.

Введем обозначения $\hat{\alpha} = \frac{kT}{E_0}$ и $\tau_0 = (k_c M_0)^{-1}$.

По своему физическому смыслу τ_0 – среднее время жизни квазисвободных носителей заряда до захвата.

Возможности аналитического исследования системы (1) весьма ограничены, поэтому для ее решения использовали численные методы. Второе уравнение системы (1) представляли в виде

100 обыкновенных дифференциальных уравнений для фиксированных значений энергии E_i , а интеграл, входящий в третье уравнение, аппроксимирован интегральной суммой

$$\int_0^\infty \rho(E, t) dE \approx \sum_{i=1}^{100} \rho_i(t) \Delta_i, \quad (2)$$

где $\rho_i(t)$ – плотность захваченных носителей заряда на уровень с энергией E_i , а $\Delta_i = E_{i+1} - E_i$ – шаг по энергии.

Таким образом, система интегро-дифференциальных уравнений сведена к задаче Коши для системы дифференциально-алгебраических уравнений. Для ее решения использована группа “жестко устойчивых” многошаговых методов, разработанных Gear [5] и реализующих линейный многошаговый алгоритм типа “предиктор–корректор” с переменным шагом по времени и переменным порядком интегрирования. Для повышения скорости расчетов использованы методы Гира до пятого порядка.

Эффективная подвижность

Эффективная подвижность $\mu_{eff}(t)$ определяется как решение системы уравнений (1) при импульсной генерации предельно малой концентрации $N_0(0)$ электронов и дырок в момент времени $t = 0$, так что $N(t) = N_0(0)$ (отсутствует рекомбинация и вынос зарядов на электроды и, кроме того, можно пренебречь заполнением ловушек). В этих условиях задача линеаризуется, а выражение

$$\mu_{eff}(t) = \mu_0 \frac{N_0(t)}{N_0(0)} \quad (3)$$

позволяет ввести интегральную характеристику транспорта носителей заряда. В режиме малого сигнала эффективная подвижность однозначно определяет кривые переходного тока как на этапе возгорания радиационной электропроводности, так и ее спада путем взятия интеграла типа свертки этой функции со скоростью генерации носителей заряда.

На рис. 1 приведены результаты расчета $\mu_{eff}(t)$ для низких, средних и очень высоких значений частотного фактора (порядка 10^{12} с^{-1}), характерных для прыжкового транспорта носителей заряда в неупорядоченных средах. Анализ приведенных данных показывает, что длительность неравно-

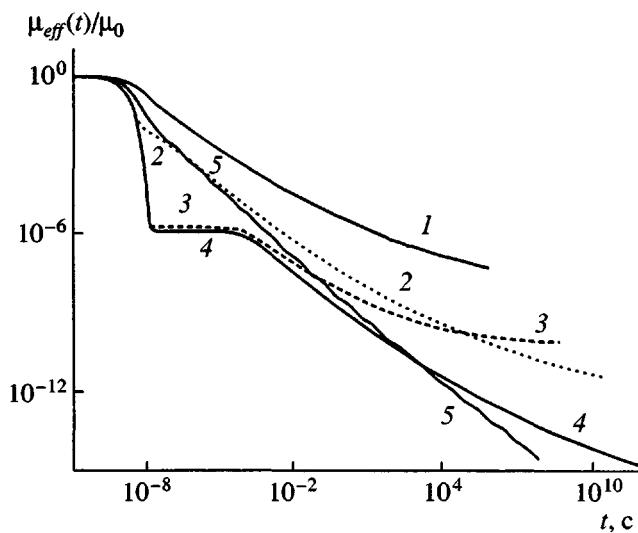


Рис. 1. Зависимость эффективной подвижности от времени для нескольких значений $\hat{\alpha}$ и v_0 ($\tau_0 = 10^{-9}$ с). $\hat{\alpha} = 0.1$ (1, 2, 4), 0.15 (3) и 0.05 (5); $v_0 = 10^{12}$ (1, 5), 10^8 (2) и 10^4 с $^{-1}$ (3, 4).

весного транспорта зарядов очень сильно зависит от $\hat{\alpha}$, и для $\hat{\alpha} \leq 0.1$ она необычайно велика. Следует отметить, что для экспоненциального распределения ловушек по энергии этот режим транспорта простирается неограниченно долго.

При обработке расчетных кривых исходили из общего теоретического анализа как прыжкового транспорта на регулярной решетке прыжковых центров с гауссовым энергетическим беспорядком [6], так и модели многократного захвата [7]. Установлено, что на участке сильно неравновесного (дисперсионного) транспорта спад тока описывается кривой, близкой к степенной $t^{-1+\alpha}$, но с зависящим от времени дисперсионным параметром $\alpha(t)$

$$\alpha(t) = 2\beta\hat{\alpha} + \hat{\alpha}^2 \ln(v_0 t), \quad (4)$$

где $\beta \approx 0.48$ [7]. На рис. 2 показано изменение во времени величины $d\lg\mu_{eff}/d\lg t$, которая равна $\alpha - 1$. Для экспоненциального распределения, как известно, $\alpha = \text{const}$.

Подбор коэффициентов в формуле (4) с помощью методов корреляционного анализа показал, что наилучшее совпадение расчетных данных с аппроксимирующей функцией (рис. 3) обеспечивается в случае

$$\alpha(t) = 2\hat{\alpha} + c_1\hat{\alpha}^2 \ln(v_0 t) \quad (5)$$

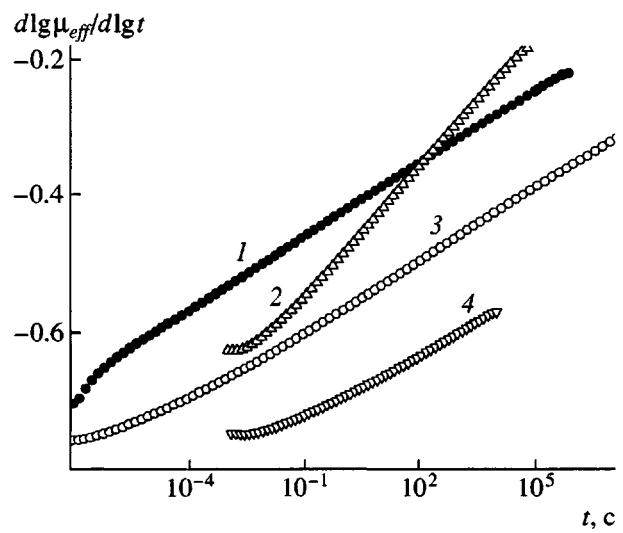


Рис. 2. Зависимость величины $d\lg\mu_{eff}/d\lg t$ от времени ($\tau_0 = 10^{-9}$ с). $\hat{\alpha} = 0.1$ (1, 3, 4) и 0.15 (2); $v_0 = 10^{12}$ (1), 10^8 (2, 4) и 10^4 с $^{-1}$ (3).

при c_1 , зависящем от $\hat{\alpha}$ (табл. 1). Тогда зависимость эффективной подвижности от времени выражается следующим образом:

$$\mu_{eff}(t) \sim (v_0 t)^{-1 + 2\hat{\alpha} + c_1\hat{\alpha}^2 \ln(v_0 t)} \quad (6)$$

Из рис. 2 и 3 следует, что приведенные выше формулы (5) и (6) относятся к временному интер-

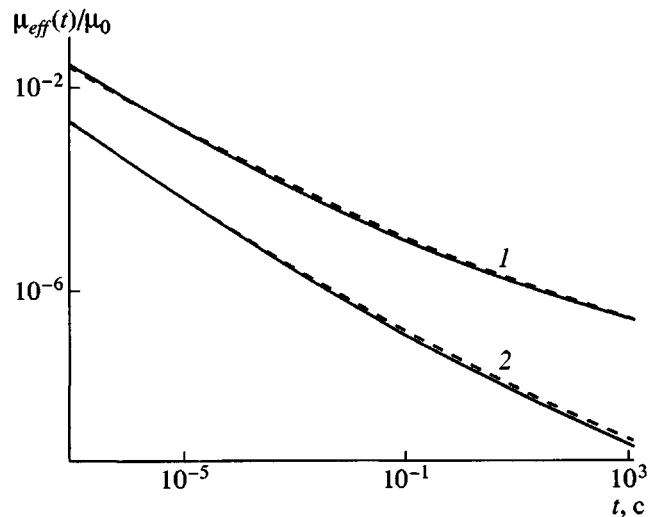


Рис. 3. Зависимость эффективной подвижности от времени ($\tau_0 = 10^{-9}$ с, $\hat{\alpha} = 0.1$) при значениях частотного фактора $v_0 = 10^{12}$ (1) и 10^8 с $^{-1}$ (2). Сплошные линии – численный расчет, штриховые – расчет по формуле (6).

Таблица 1. Параметры аппроксимаций кинетических кривых в процессе и после окончания генерации зарядов

$\hat{\alpha}$	c_1	d_1	d_2
0.05	0.83	0.84	2.1
0.07	0.75	0.80	1.3
0.1	0.67	0.78	0.73
0.15	0.54	0.69	0.58
0.2	0.43	0.6	0.47
0.3	0.18	0.4	—
0.4	—	0.25	—

валу, в котором величина $d\lg \mu_{eff}/d\lg t$ монотонно возрастает (для кривых 1 и 3 при $t \geq 10^{-7}$ с, а для кривых 2 и 4 – при $t \geq 10^{-3}$ с). Верхняя граница интервала определяется из приближенного условия $\alpha(t) \leq 1$.

Режим импульсной генерации

В отличие от ранее рассмотренного случая предельно малого сигнала теперь при проведении расчетов учитываем не только бимолекулярную рекомбинацию, но и заполнение ловушек.

После прекращения облучения на большом временному интервале наблюдается степенной спад концентрации носителей заряда.

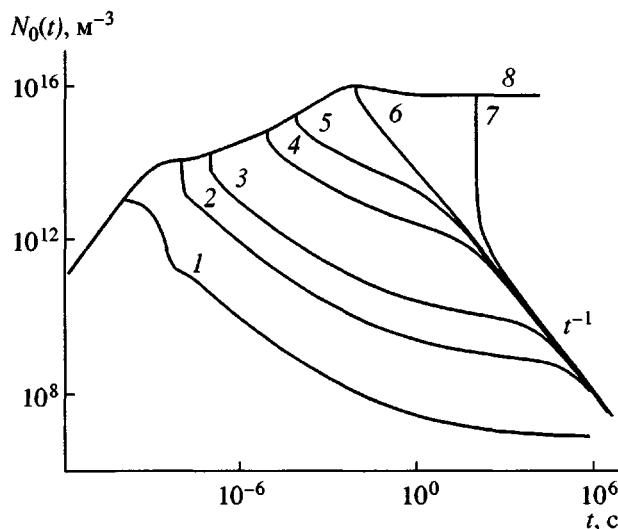


Рис. 4. Кинетика изменения концентрации носителей заряда в зоне переноса при облучении различной длительностью 10^{-10} (1), 10^{-8} (2), 10^{-7} (3), 10^{-5} (4), 10^{-4} (5), 10^{-2} (6) и 10^2 с (7), а также переходный процесс при непрерывном облучении (8). $k_r = 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$, $k_c = 10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$, $\tau_0 = 10^{-9} \text{ с}$, $v_0 = 10^8 \text{ с}^{-1}$, $\hat{\alpha} = 0.15$. Скорость генерации зарядов $g_0 = 10^{23} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$.

спад тока во времени, такой же, как и в случае эффективной подвижности. При этих временах справедлива следующая функция, удовлетворительно описывающая кривую спада при $\hat{\alpha} \leq 0.2$ (рис. 4):

$$N_0(t) = g_0 t_0 v_0 \tau_0 \hat{\alpha} (v_0 t)^{-1 + 2\hat{\alpha} + c_1 \hat{\alpha}^2 \ln(v_0 t)} \quad (7)$$

(t_0 – длительность импульса).

В интервале $0.05 < \hat{\alpha} < 0.2$ величину c_1 можно рассчитать по формуле

$$c_1 = \frac{1 - 2\hat{\alpha}}{1 + 2\hat{\alpha}}$$

Спустя некоторое время, зависящее от мощности дозы и длительности импульса, степенной спад сменяется универсальной гиперболической зависимостью, свидетельствующей об определяющей роли бимолекулярной рекомбинации (рис. 5):

$$N_0(t) = \frac{1}{k_r t} \quad (8)$$

В данном случае спад тока не зависит от энергетической ширины распределения ловушек в отличие от экспоненциального распределения, для

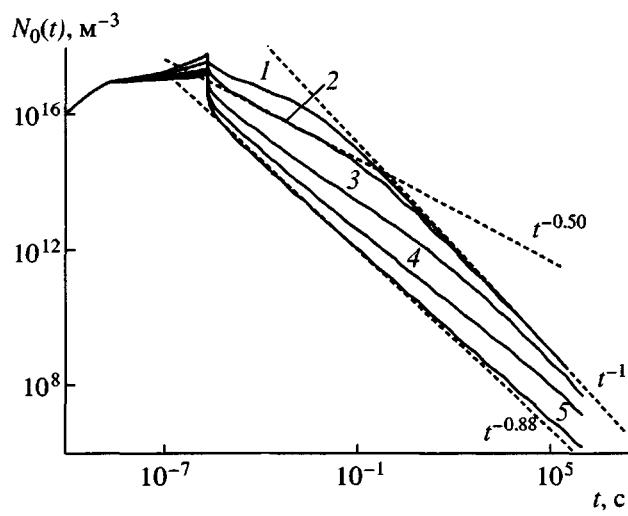


Рис. 5. Кинетика изменения концентрации носителей заряда в зоне переноса при импульсной генерации в течение 2×10^{-6} с и значениях параметра $\hat{\alpha} = 0.2$ (1), 0.15 (2), 0.1 (3), 0.07 (4) и 0.05 (5). $k_r = 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$, $k_c = 10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$, $\tau_0 = 10^{-9} \text{ с}$, $v_0 = 10^8 \text{ с}^{-1}$, $g_0 = 10^{26} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$.

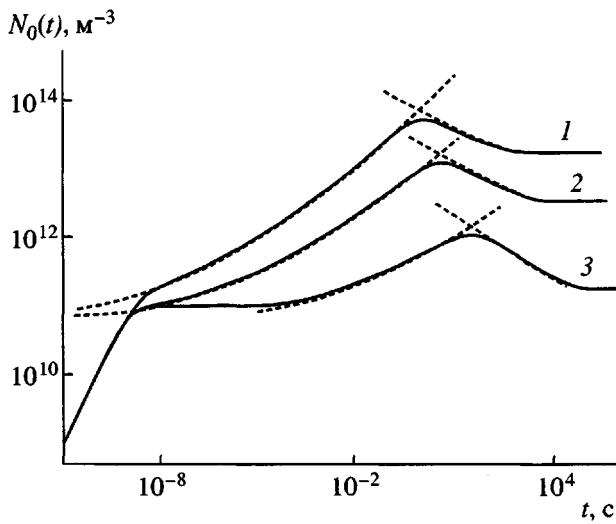


Рис. 6. Кинетика изменения концентрации носителей заряда в зоне переноса при непрерывной генерации и значениях $v_0 = 10^{10}$ (1), 10^8 (2) и 10^4 с^{-1} (3). $g_0 = 10^{20} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $k_r = 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$, $k_c = 10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$, $\tau_0 = 10^{-9} \text{ с}$ и $\hat{\alpha} = 0.1$. Сплошные линии – численный расчет, штриховые – расчет по аналитическим формулам.

которого в формуле (8) присутствует дополнительный множитель α [8].

Ступенчатое облучение

На этапе нарастания тока, когда скорость объемной рекомбинации еще относительно мала, справедливо выражение ($v_0 t \geq 1$)

$$N_0(t) = g_0 \tau_0 (v_0 t)^{\hat{\alpha} + d_1 \hat{\alpha}^2 \ln(v_0 t)}, \quad (9)$$

где d_1 – коэффициент, зависящий от $\hat{\alpha}$ (табл. 1 и рис. 6).

Дальнейший ход переходного процесса определяется влиянием бимолекулярной рекомбинации. При экспоненциальном распределении ловушек по энергии и условии, что $k_c/k_r \ll 1$ и $\alpha < 1$, кривая тока всегда проходит через максимум. Для гауссова распределения ловушек по энергии это не всегда так, и только при $\hat{\alpha} \leq 0.2$ наблюдается немонотонная кинетическая кривая (рис. 7). Уравнение, описывающее спад $N_0(t)$ после достижения максимума, имеет вид

$$N_0(t) = \sqrt{\frac{g_0 \tau_0 v_0}{4 k_r}} (v_0 t)^{-\frac{1 - c_2 \hat{\alpha} - d_2 \hat{\alpha}^2 \ln(v_0 t)}{2}} \quad (10)$$

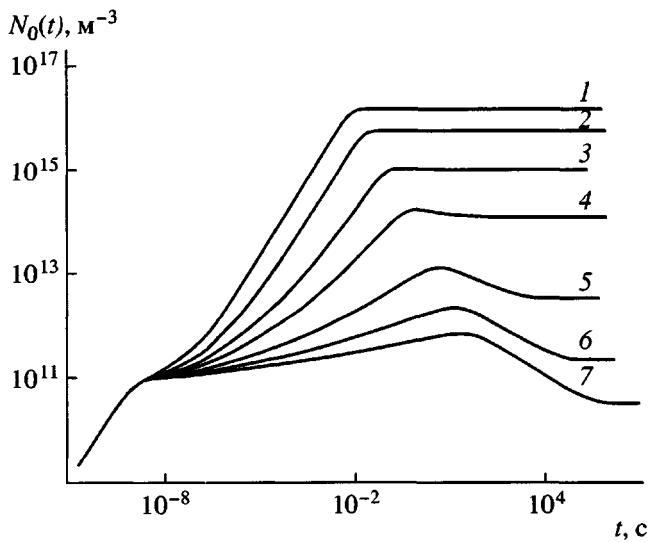


Рис. 7. Кинетика изменения концентрации носителей заряда в зоне переноса при непрерывной генерации и значениях $\hat{\alpha} = 0.5$ (1), 0.3 (2), 0.2 (3), 0.15 (4), 0.1 (5), 0.07 (6) и 0.05 (7). $g_0 = 10^{20} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $k_r = 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$, $k_c = 10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$, $\tau_0 = 10^{-9} \text{ с}$ и $v_0 = 10^8 \text{ с}^{-1}$.

Оказалось, что наилучшая точность аппроксимации достигается в том случае, когда только один из коэффициентов (d_2) зависит от $\hat{\alpha}$ (табл. 1), а второй постоянен ($c_2 = 1.63$).

Оценим теперь время достижения максимума. Приравняв выражения (9) и (10) и прологарифмировав полученное равенство, решим квадратное уравнение относительно t_m . В качестве искомого значения t_m принимаем положительный корень уравнения

$$t_m \approx \frac{1}{v_0} \exp \left\{ \frac{\hat{\alpha}(c_2 - 2) - 1}{2\hat{\alpha}^2(2d_1 - d_2)} + \right. \\ \left. + \sqrt{\frac{[1 + \hat{\alpha}(2 - c_2)]^2}{4\hat{\alpha}^4(2d_1 - d_2)^2} - \frac{1}{\hat{\alpha}^2(2d_1 - d_2)} \ln \left(\frac{4k_r g_0 \tau_0}{v_0} \right)} \right\} \quad (11)$$

Естественно, что точность формулы (11) в первую очередь зависит от погрешности определения коэффициентов d_1 , d_2 и c_2 . Так, для $g_0 = 10^{20} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $k_r = 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$, $k_c/k_r = 0.01$, $\hat{\alpha} = 0.1$, $\tau_0 = 10^{-9} \text{ с}$ и $v_0 = 10^{10} \text{ с}^{-1}$ рассчитанное значение $t_m = 1.4 \text{ с}$, а по формуле (11) $t_m = 1.2 \text{ с}$. Аналогично, для $v_0 = 10^4 \text{ с}^{-1}$ найдем 51.7 и 39.0 с соответственно.

В отличие от экспоненциального распределения ловушек [9] в данном случае свойство скейлинга не выполняется строго, однако при изменении скорости генерации на 4 порядка для малых значений $\hat{\alpha}$ (в данном случае $\hat{\alpha} = 0.05$) видно, что оно является достаточно хорошим приближением (рис. 8).

Важное значение для анализа модели представляет произведение времени достижения максимума t_m на величину N_{0m} . При экспоненциальном распределении ловушек по энергии это произведение является слабой функцией только α [10]. Такая закономерность при гауссовом распределении ловушек по энергии нарушается (табл. 2). Так, с повышением значения частотного фактора v_0 произведение $t_m N_{0m}$ возрастает, а с увеличением скорости генерации g_0 падает.

СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

В настоящее время имеется обширный экспериментальный материал по изучению радиационной электропроводности такого неупорядоченного материала, как ПС [11, 12]. Известно, что в качестве прыжковых центров в ПС выступают бензольные кольца, расположенные в боковой цепи макромолекулы, причем подвижен только один тип зарядов – дырки.

Зададим теперь основные параметры модели. Считая, что каждое сотовое элементарное звено представляет собой ловушку, получим, что $M_0 = 5.8 \times 10^{25} \text{ м}^{-3}$. В соответствии с общими положениями теории переноса носителей заряда их подвижность в зоне переноса $\mu_0 = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{В с}$, а радиационно-химический выход $G_0 = 0.35$ на 100 эВ поглощенной энергии [13]. Константу скорости рекомбинации носителей электрического заряда оцениваем по формуле Ланжеvена (при относительной диэлектрической проницаемости ПС, равной 2.6, она составляет $7 \times 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}$). Величина частотного фактора принята равной $(3\text{--}5)} \times 10^7 \text{ с}^{-1}$ [14]. Используя экспериментально определенное значение величины сдвига зарядов $G_0 \mu_0 \tau_0 \approx 7.1 \times 10^{-16} \text{ м}^2/\text{В}$ [15], найдем $\tau_0 = 2 \times 10^{-9} \text{ с}$. Отсюда $k_c = 8.5 \times 10^{-18} \text{ м}^3/\text{с}$.

Экспериментальные результаты, полученные при облучении ПС импульсами длительностью 2×10^{-6} , 10^{-4} , 3×10^{-4} и 8.5 с при одинаковой дозе

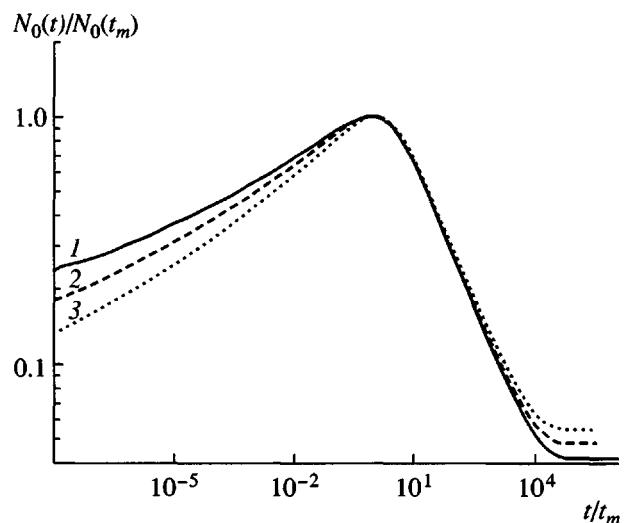


Рис. 8. Влияние скорости генерации на кинетику переходного процесса при непрерывной генерации зарядов. $g_0 = 10^{22}$ (1), 10^{20} (2) и $10^{18} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ (3). $k_r = 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$, $k_c = 10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$, $\tau_0 = 10^{-9} \text{ с}$, $v_0 = 10^8 \text{ с}^{-1}$ и $\hat{\alpha} = 0.05$.

за импульс 14 Гр, представлены на рис. 9. Зависимость радиационной электропроводности в конце облучения длительностью t_0 описывается степенной функцией $\gamma_r \sim t_0^{-0.75}$. Взяв в качестве подгоночного параметра для ПС величину $\hat{\alpha} = 0.1$, получим удовлетворительное соответствие расчетов с экспериментальными результатами (рис. 9) и их интерпретацией с использованием экспоненциального распределения ловушек [4, 16].

Вопрос о типе энергетического беспорядка (в рамках обсуждаемого подхода – энергетического распределения ловушек), контролирующего транспорт носителей заряда, а вместе с ним и радиацион-

Таблица 2. Результаты численного расчета максимума концентрации зарядов в зоне переноса и времени его достижения при непрерывной генерации зарядов с постоянной скоростью ($k_r = 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$, $k_c = 10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$, $\hat{\alpha} = 0.15$, $\tau_0 = 10^{-9} \text{ с}$)

$g_0, \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$	$v_0, \text{ с}^{-1}$	$N(t_m), \text{ м}^{-3}$	$t_m, \text{ с}$	$t_m N(t_m) k_r$
10^{23}	10^{10}	6.09×10^{16}	2.34×10^{-3}	1.42
10^{23}	10^8	9.80×10^{15}	1.09×10^{-2}	1.06
10^{23}	10^6	1.90×10^{15}	4.09×10^{-2}	0.78
10^{23}	10^4	4.65×10^{14}	0.114	0.53
10^{21}	10^4	1.90×10^{13}	4.25	0.81
10^{19}	10^4	9.80×10^{11}	110	1.08

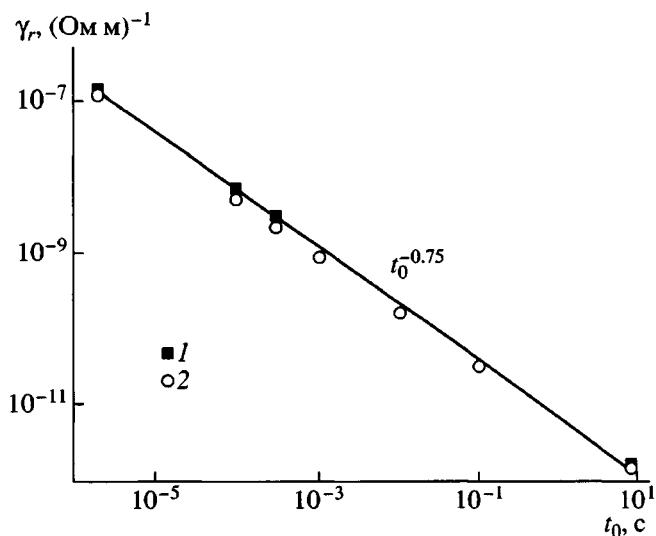


Рис. 9. Сравнение экспериментальных данных по радиационной электропроводности ПС (1) с расчетом (2) при электронном облучении в зависимости от длительности облучения (t_0). Доза одна и та же – 14 Гр, напряженность электрического поля $5 \times 10^7 \text{ В/м}$.

ную электропроводность полимеров, оказался в последнее время в центре научной дискуссии [17]. Выяснилось, что использование общепринятой модели гауссова беспорядка [2, 18] встречает серьезные трудности при объяснении экспериментально наблюдаемых закономерностей транспорта и радиационной электропроводности полимерных диэлектриков типа ПЭТФ, ПЭ, ПТФЭ, ПП и т.д. Более того, даже в полимерном фотопроводящем полупроводнике – поливинилкарбазоле (базовом для модели материала), а также допированном ароматическим гидразоном поликарбонате имеются серьезные разногласия с выводами теории [19]. По нашему мнению, основная причина подобной ситуации связана с использованием именно гауссова распределения прыжковых центров по энергии, а обоснование этого выбора, основанное на использовании центральной предельной теоремы, уже критиковалось в литературе [20].

Экспоненциальное распределение ловушек по энергии получило широкое распространение при описании транспорта дырок в фотопроводящих халькогенидных стеклах типа As_2Se_3 [21]. В работе [22] приведены достаточно убедительные аргументы в пользу именно экспоненциального распределения энергетических уровней для хвоста состояний в аморфных полупроводниках. Поэтому

распространенность экспоненциального распределения ловушек по энергии в полимерных диэлектриках, являющихся, как правило, аморфными материалами, не вызывает удивления.

Принимая во внимание историческую значимость модели, предложенной в работах [2, 18], а также широкое распространение гауссова распределения ловушек в монокристаллах органических веществ, было сочтено необходимым изучить возможность использования этого типа энергетического распределения и в полимерах. Установлено, что при определенных ограничениях на значения параметров модели можно достичь удовлетворительного описания радиационной электропроводности и дисперсионного транспорта, функционально близкого к тому, что наблюдается для экспоненциального распределения ловушек.

Трудности однозначного определения типа энергетического распределения ловушек в неупорядоченных материалах неоднократно обсуждались в литературе [23]. По этой причине при теоретическом анализе транспорта или фотопроводимости в подобных материалах обычно рассматриваются оба распределения [4, 7, 14, 16, 24, 25].

Таким образом, при соответствующем выборе ширины гауссова распределения ловушек по энергии возможно удовлетворительное описание радиационной электропроводности и дисперсионного режима транспорта носителей заряда, близких к тому, что наблюдается для экспоненциального распределения ловушек.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолек. соед. А. 2000. Т. 42. № 1. С. 16.
2. Bässler H. // Phys. Status Solidi. B. 1993. V. 175. № 1. P. 15.
3. Тютнев А.П., Ванников А.В., Мингалеев С.Г. Радиационная электрофизика органических диэлектриков. М.: Энергоатомиздат, 1989.
4. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н., Павлов П.А., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолек. соед. А. 1998. Т. 40. № 5. С. 821.
5. Gear C.W. // IEEE Trans. on Circuit Theory. 1971. V. 18. № 1. P. 89.

6. Плюхин А.В. // Физика и техника полупроводников. 1993. Т. 27. № 4. С. 688.
7. Звягин И.П. Кинетические явления в упорядоченных полупроводниках. М.: МГУ, 1984.
8. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н., Кундина Ю.Ф., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолек. соед. Б. 2001. Т. 43. № 9. С. 1578.
9. Архипов В.И., Попова Ю.А., Руденко А.И. // Физика и техника полупроводников. 1983. Т. 17. № 10. С. 1817.
10. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н., Боев С.Г. // Химия высоких энергий. 1995. Т. 29. № 2. С. 115.
11. Тютнев А.П., Абрамов В.Н., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д., Флоридов А.А. // Хим. физика. 1994. Т. 13. № 3. С. 109.
12. Tyutnev A.P., Karpechin A.I., Boev S.G., Saenko V.S., Pozhidaev E.D. // Phys. Status Solidi. A. 1992. V. 132. P. 163.
13. Бугаенко Л.Т., Кузьмин М.Г., Полак Л.С. Химия высоких энергий. М.: МГУ, 1984.
14. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н., Боев С.Г. // Хим. физика. 1997. Т. 16. № 2. С. 85.
15. Тютнев А.П., Абрамов В.Н., Дубенков П.И., Саенко В.С., Ванников А.В., Пожидаев Е.Д. // Химия высоких энергий. 1986. Т. 20. № 6. С. 509.
16. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н., Боев С.Г. // Хим. физика. 1994. Т. 13. № 8–9. С. 54.
17. Тютнев А.П., Кундина Ю.Ф., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолек. соед. А. 2002. Т. 44. № 12. С. 2160.
18. Borsenberger P.M., Weiss D.S. Organic Photoreceptors for Xerography. New York: Marcel Dekker, 1998.
19. Тютнев А.П., Саенко В.С., Смирнов И.А., Пожидаев Е.Д., Колесников В.А., Ванников А.В. // Журн. науч. и прикл. фотографии. 2003. Т. 48. № 5. С. 45.
20. Ванников А.В., Гришина А.Д., Новиков С.В. // Успехи химии. 1994. Т. 63. № 2. С. 107.
21. Monroe D., Kastner M.A. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. № 12. P. 8881.
22. Soukoulis C.M., Cohen M.H., Economou E.N. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. № 6. P. 616.
23. Marshall J.M. // Phil. Mag. 2000. V. 80. № 9. P. 1705.
24. Гольданский В.И., Трахтенберг Л.И., Флеров В.Н. // Туннельные явления в химической физике. М.: Наука, 1986.
25. Архипов В.И., Руденко А.И., Андрющ А.М., Иошу М.С., Шутов С.Д. Нестационарные инжекционные токи в неупорядоченных телах. Кишинев: Штиинца, 1983.

Analysis of Dispersive Transport and Radiation-Induced Conductivity in Polymers in Terms of the Multiple Trapping Model with Gaussian Trap Depth Distribution

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

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

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

Abstract—Conductivity induced in polymers by both pulse and continuous irradiation was treated using the multiple trapping model with the Gaussian trap depth distribution. Numerical calculations were approximated with analytical expressions. It was shown that a proper choice of the width of Gaussian distribution makes it possible to satisfactorily describe the radiation-induced conductivity and dispersive transport of charge carriers in a fashion close to that for the exponential trap distribution.