

УДК 541.64:537.22

## ОСОБЕННОСТИ ДОЗОВЫХ ЭФФЕКТОВ В РАДИАЦИОННОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПОЛИПИРОМЕЛЛИТИМИДА<sup>1</sup>

© 2008 г. А. П. Тютнев\*, Р. Ш. Ихсанов\*\*, К. В. Марченков\*,  
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 12.03.2007 г.

Принята в печать 14.08.2007 г.

Проведено численное моделирование дозовых эффектов в радиационной электропроводности полипиромеллитимида, исходя из модели Роуза–Фаулера–Вайсберга, учитывающей биполярность электронного транспорта носителей заряда и генерацию радиационных ловушек в процессе облучения. Обсуждены причины, по которым в указанном полимере со свободно-зарядовым механизмом радиационной электропроводности практически отсутствует дозовый эффект при импульсном облучении, хотя этот эффект проявляется при непрерывном воздействии.

### ВВЕДЕНИЕ

В нашей предыдущей работе [1] был проведен теоретический анализ влияния дозы предварительного облучения на радиационную электропроводность полимеров (дозового эффекта) на основе обобщенной модели Роуза–Фаулера–Вайсберга. При выполнении расчетов учитывали биполярность электронного транспорта носителей заряда и генерацию радиационных ловушек в процессе облучения. Показано, что в общем случае дозовый эффект проявляется двояко. Присутствие в полимере исходных (биографических) ловушек, распределенных в широком энергетическом интервале, с одной стороны, приводит к появлению хотя и затянутого во времени, но полностью обратимого дозового эффекта; с другой стороны, образование при облучении свободных радикалов (радиационных ловушек) сопровождается возникновением практически необратимой компоненты эффекта, доминирующей при больших дозах, начиная с  $10^3$  Гр.

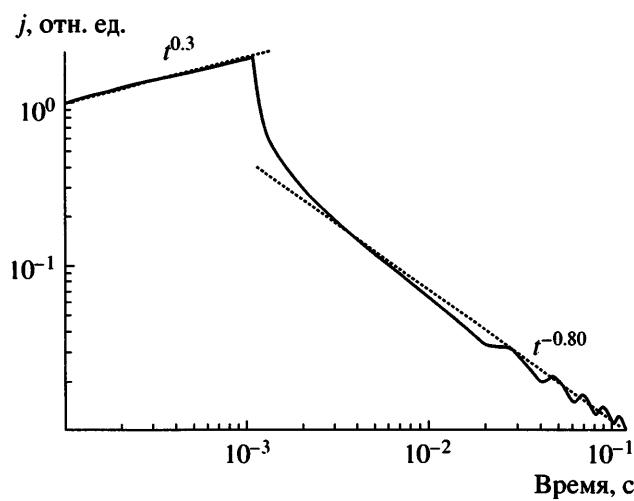
Наблюдение обратимого дозового эффекта представляет значительный научный интерес, по-

скольку он поддается точной количественной оценке, если только известны параметры модели Роуза–Фаулера–Вайсберга для анализируемого полимера. Сравнение теоретического прогноза с экспериментом является дополнительным тестом по проверке работоспособности модели, которая в последнее время подверглась резкой критике (по нашему мнению, совершенно необоснованной) в работах Хатипова (см. обзор [2]) именно в связи с наблюдением дозовых эффектов в радиационной электропроводности полимеров.

Выбор полимеров для сравнения теории с экспериментом сталкивается с рядом трудностей. Во-первых, для применимости теории Роуза–Фаулера–Вайсберга, как физически корректной модели, необходимо, чтобы в полимере наблюдался свободно-зарядовый механизм радиационной электропроводности. Во-вторых, радиационно-химический выход свободных радикалов должен быть минимален, что автоматически подразумевает принадлежность полимера к группе материалов с очень высокой радиационной стойкостью, по всей видимости, не ниже  $10^7$  Гр [3]. И, кроме того, желательно, чтобы дисперсионный параметр полимера был не очень мал (порядка 0.25–0.35) и оставался постоянным в широком временном интервале (по крайней мере, 1 мс–10 с).

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

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



**Рис. 1.** Экспериментальная кривая переходного тока в исходном полимере при длительности импульса радиации 1 мс. Мощность дозы  $4.2 \times 10^3$  Гр/с (скорость объемной генерации  $2.8 \times 10^{23} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ ). Электрическое поле  $4 \times 10^7$  В/м. Постоянная времени измерения  $RC = 20$  мкс.

Анализ опубликованных данных показал, что практически единственным кандидатом для подобной программы исследований является полипиromеллитимид (ППМИ) [3]. Действительно, считается, что радиационная электропроводность этого полимера определяется свободными зарядами при временах, больших  $\sim 1$  мс, дисперсионный параметр  $\alpha$  имеет требуемый порядок величины как при импульсном, так и при непрерывном облучении [4–6], а его радиационная стойкость рекордно высока ( $\geq 10^8$  Гр [3]). Сообщается, что дозовый эффект для нестационарной радиационной электропроводности ППМИ отсутствует до доз порядка  $10^6$  Гр [4–6].

В настоящей работе проведены экспериментальные и теоретические исследования влияния дозы предварительного облучения на нестационарную радиационную электропроводность ППМИ при импульсном (миллисекундном) облучении в режиме малого сигнала.

## МЕТОДИКА

Для проведения испытаний использовали электронно-лучевую установку ЭЛА-50, позволяющую получать одиночные импульсы ускоренных электронов, включая режим непрерывного облучения. Параметры установки: длительность прямоугольных импульсов излучения 20 мкс–1 мс;

ток в пучке – до 3.0 мА; энергия ускоренных электронов 50 кэВ. Давление остаточный среды в рабочей камере установки, где расположена измерительная ячейка, порядка  $10^{-2}$  Па.

Переходный ток в образце полимера под напряжением (до  $\pm 1.2$  кВ) определяли в токовом режиме, когда постоянная времени измерения  $RC$  была много меньше характерного времени наблюдения. Дозиметрию пучка осуществляли с помощью цилиндра Фарадея. Диаметр коллиматора непосредственно на входе в измерительную ячейку составлял 20 мм.

Для регистрации сигнала использовали универсальное устройство для ввода, вывода и обработки аналоговой и цифровой информации на персональном компьютере. Объем файла, фиксирующего кривую переходного тока в интервале 2.5 мкс–1.0 с, составляет 80 кБ.

Набор дозы произведен при частоте следования импульсов  $40 \text{ с}^{-1}$  (доза за импульс 4.2 Гр). Импульсное зондирование облученного полимера выполнялось как сразу после окончания облучения, так и спустя некоторое время. Как правило, дозовые эффекты исследовали при повышенном значении электрического поля  $F_0 = 4 \times 10^7$  В/м.

Использовали образцы в виде дисков диаметром 38 мм, вырезанные из промышленной пленки ППМИ толщиной 25 мкм фирмы “DuPont” (торговая марка Картон, США). Электроды диаметром 32 или 26 мм наносили термическим распылением алюминия в вакууме. Диаметр коллиматора 20 мм. Температура комнатная. Точность абсолютных измерений  $\pm 20\%$ . Более подробно методика испытаний описана в работах [7, 8].

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 приведена типичная кривая переходного тока для импульса излучения длительностью 1.1 мс. При дозе за импульс 4.2 Гр влияние бимолекулярной рекомбинации отсутствует во всем временном интервале наблюдения, так что режим измерения нестационарной радиационной электропроводности малосигнальный. Радиационная электропроводность ППМИ в расчете на единицу мощности дозы в конце импульса радиации составляет  $6.0 \times 10^{-14}$  Ф/м Гр (электрическое поле  $F_0 = 4 \times 10^7$  В/м).

Из рисунка следует, что после прохождения импульса в интервале от 10 мс до 0.1 с спад тока описывается степенной функцией  $t^{-0.80 \pm 0.02}$ . Такой закон спада соответствует дисперсионному параметру  $\alpha = 0.20 \pm 0.02$ . Однако ход кривой на этапе возгорания  $j_r(t) \propto t^{0.30 \pm 0.05}$  совершенно не соответствует теоретическому прогнозу  $j_r(t) \propto t^\alpha = t^{0.20}$ . Аналогичное противоречие ранее было отмечено в ПС [7].

Вольтамперная характеристика переходного тока  $j_r \propto F_0^\delta$  нелинейна в сильных полях, например, при напряженности электрического поля  $4 \times 10^7$  В/м  $\delta = 1.9$ . Данный факт свидетельствует о том, что вклад свободных носителей заряда в электропроводность уже значителен. Именно по указанной причине для проведения экспериментов было выбрано приведенное выше значение электрического поля.

Экспериментальные результаты, показывающие влияние предварительного облучения на нестационарную радиационную электропроводность ППМИ, представлены на рис. 2. До дозы порядка  $3 \times 10^3$  Гр кривая переходного тока вообще не чувствительна к радиационной обработке. При дозе  $10^4$  Гр кривая тока 2 едва заметно больше исходной кривой 1. Это превышение возрастает почти до 4 раз для дозы  $10^5$  Гр (кривая 4). Пребывание облученного полимера в вакууме в течение 1 суток сказалось на ходе кривой переходного тока только в области времен  $t \geq 0.01$  с (кривая 3).

В облученном полимере отмечено значительное увеличение темновой электропроводности полимера. Измеренная сразу после облучения (доза  $10^5$  Гр), она составила  $\sim 10^{-9}$  Ом $^{-1}$  м $^{-1}$ , что почти в 3 раза выше пикового значения тока при радиационно-импульсном зондировании облученного полимера. Регистрация нестационарной радиационной электропроводности для кривой 2 проведена спустя 3 мин после набора дозы, когда темновая электропроводность упала в 65 раз. В этих условиях надежное измерение полезного сигнала уже не представляет особых трудностей.

Из изложенного выше следует, что форма кривой переходного тока претерпевает изменения, противоположные ожидаемым. Вместо снижения проводимости зарегистрировано ее увеличение во все время наблюдения, а темп спада тока заметно замедляется ( $t^{-0.8}$  для кривых 1 и 2,  $t^{-0.4}$  и

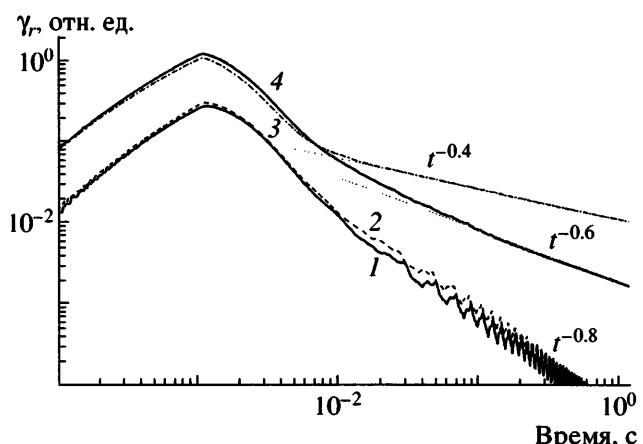


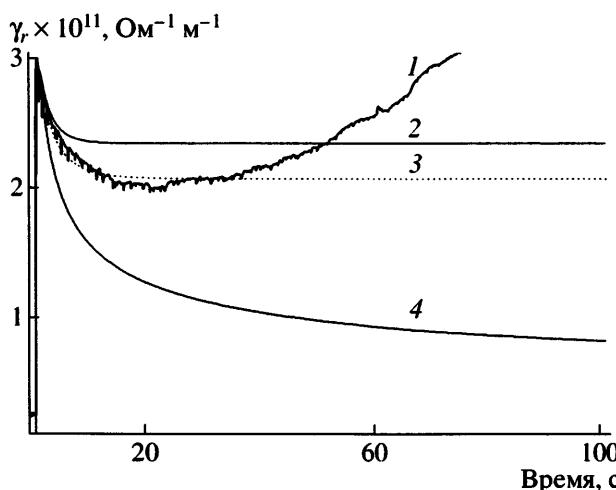
Рис. 2. Экспериментальные кривые переходного тока при дозе предварительного облучения 0 (1),  $10^4$  (2) и  $10^5$  Гр (3, 4), измеренные спустя 3 мин (2, 3) и 24 ч (4) после окончания облучения.  $RC = 1$  мс. Мощность дозы зондирующего облучения  $1.7 \times 10^3$  Гр/с.

$t^{-0.6}$  – для кривых 3 и 4). Совершенно очевидно, что здесь вступает в игру дополнительный фактор, который не учитывается теорией Роуза–Фаулера–Вайсберга.

## ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ И ПРОВЕДЕНИЕ РАСЧЕТОВ

### Параметры модели

Для проведения численного моделирования дозовых эффектов в ППМИ необходимо знать параметры модели Роуза–Фаулера–Вайсберга. На данном этапе исследований их точное определение не представляется возможным. Дело в том, что в отличие от большинства технически важных полимеров ППМИ обладает заметной фотопроводимостью в ближней УФ-области [9]. Предполагается, что в исходном состоянии участки макромолекул могут образовывать межмолекулярные комплексы с переносом заряда [10, 11] либо участки с удлиненной системой сопряжения [12], что находит свое отражение в естественной светло-желтой окраске полимера. Этот факт сильно осложняет трактовку процесса генерации свободных носителей заряда в полимерах по сравнению со случаем фотооблучения [11]. Ведь при радиационном воздействии кроме изолированных ионных пар образуются и треки, диссоциация которых уже не описывается теорией Онзагера, справедливой для ионных пар [3].



**Рис. 3.** Экспериментальная (1) и расчетные (2–4) кривые переходного тока при непрерывном облучении. Мощность дозы 300 Гр/с (скорость объемной генерации  $5.3 \times 10^{21} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ ).  $\chi = 0.2$  (2), 0.1 (3) и 0 (4). Для всех теоретических кривых использовано значение  $G_{fi} = 0.2$ . Электрическое поле  $4 \times 10^7 \text{ В/м}$ . Время достижения максимума переходного тока  $t_m \approx 0.14 \text{ с}$ . Облучение начато спустя 1 с после начала регистрации.

Не ясны и причины упомянутого ранее противоречия, связанного с ходом кривых переходного тока на этапах возгорания и спада. В работах [13, 14] предложено возможное объяснение, основанное на учете геминальной рекомбинации, которая в условиях дисперсионного транспорта сильно затянута. Однако достаточно полной экспериментальной проверки эта гипотеза еще не прошла. В такой ситуации при параметризации радиационной электропроводности ППМИ мы вынуждены ограничиться приближенным подходом.

Энергия образования электрон-дырочной пары в ППМИ определено несколько ниже, чем в нефотопроводящем ПС, так что начальное разделение зарядов в геминальных парах окажется меньшим именно в ППМИ. По этой причине вероятность разделения пар на свободные заряды в нем также заметно уменьшится.

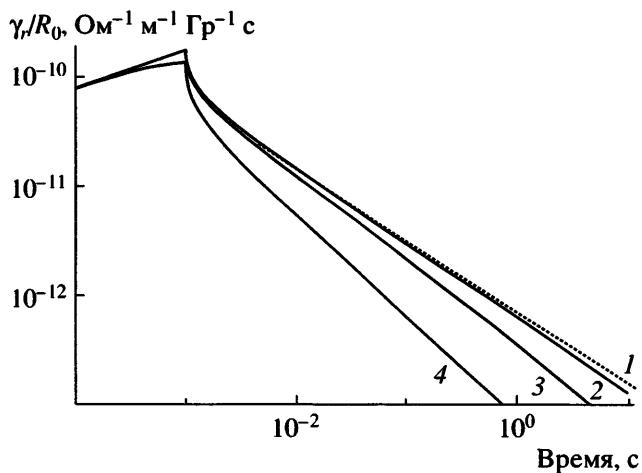
Примем, что полный радиационно-химический выход геминальных пар  $G_i = 5.0$  (на 100 эВ поглощенной энергии). Мгновенная компонента радиационной электропроводности  $K_p = 4 \times 10^{-15} \text{ Ф/м Гр}$  (в расчете на единицу мощности дозы) [3]. Радиационно-химический выход стабилизированных электронов  $G_{tr}$  полагаем равным 1.3. Такой информации достаточно, чтобы оценить суммар-

ный сдвиг генерированных носителей заряда до первого захвата еще на этапе термализации в единичном электрическом поле  $\bar{\mu}_0 \bar{\tau}_0 \approx 3 \times 10^{-16} \text{ м}^2/\text{В}$  (плотность полимера  $1.4 \text{ г/см}^3$ ). Отождествляем найденное значение с аналогичной величиной в модели Роуза–Фаулера–Вайсберга, как это сделано ранее для ПС [7].

Микроскопическую подвижность термализованных дырок (основных носителей заряда)  $\mu_0$  можно положить равной  $10^{-5} \text{ м}^2/\text{В с}$ . Тогда среднее время жизни до захвата на ловушки  $\tau_0$  составит  $3 \times 10^{-11} \text{ с}$  (для теории важно именно произведение  $\mu_0 \tau_0$ ). Константа бимолекулярной рекомбинации по Ланжевену  $k_{rl} = 5.2 \times 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с}$  (относительная диэлектрическая проницаемость полимера  $\epsilon = 3.5$ ). Дисперсионный параметр  $\alpha$  и частотный фактор  $v_0$  оценивали по результатам импульсного облучения ППМИ как в ранних публикациях [4, 5], так и в настоящей работе (рис. 1).

Дисперсионный параметр принят равным 0.35. Эта величина на 0.05 больше его кажущегося значения на участке нарастания кривой переходного тока и на 0.15 на участке спада, что в целом согласуется с аналогичными результатами для ПС [7]. Частотный фактор  $v_0$  ( $4 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ ) найден подгонкой под значение радиационной электропроводности в момент окончания импульса длительностью 1 мс в электрическом поле  $4 \times 10^7 \text{ В/м}$  (ее значение в расчете на единицу мощности дозы составляет  $6.0 \times 10^{-14} \text{ Ф/м Гр}$ ). Выход зарядов  $G$  к 1 мс после их генерации снижен до 0.77 [13, 14]. Пробные расчеты проведены численно ([1, 7]).

Для определения выхода свободных зарядов  $G_{fi}$  использованы данные по непрерывному облучению [6, 8] (рис. 3). По результатам подгонки  $G_{fi} = 0.2$ . На рисунке хорошо видно, что переходной ток очень быстро достигает максимума, а затем начинает спадать. Однако после 20-й секунды облучения (доза облучения к этому моменту составляет только  $6 \times 10^3 \text{ Гр}$ ) его спад сменяется устойчивым ростом. Эта особенность ППМИ хорошо известна [4, 5, 15, 16]. Резко возрастающая с дозой проводимость не исчезает после обрыва облучения, а только медленно (в течение нескольких часов) уменьшается. Возврат полимера в свое исходное состояние достигается после введения воздуха в измерительную ячейку. Естественно связать необычный дозовый эффект,



**Рис. 4.** Расчетные кривые переходного тока в исходном полимере при все возрастающей мощности дозы (в пересчете на единицу мощности дозы  $R_0$ ). Доза за импульс предельно мала (1), 3 (2), 30 (3) и 300 Гр (4).

приведенный выше на рис. 2, с проявлением этой особенности исследуемого полимера.

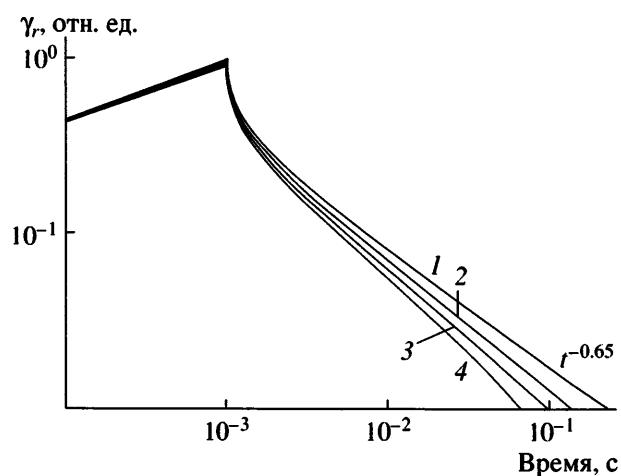
#### Численные расчеты

Полная система уравнений биполярной модели Роуза–Фаулера–Вайсберга, учитывающая образование радиационных ловушек в процессе облучения, приведена в работе [1]. Там же подробно изложена методика проведения численных расчетов.

Параметр биполярности  $\chi = \mu'_0/\mu_0$  ( $\tau'_0 = \tau_0$ ) составлял 0.1 или 0 (величины со штрихом относятся к электронам). Коэффициент введения радиационных ловушек  $\lambda$ , представляющий собой отношение радиационно-химических выходов стабилизированных макрорадикалов и свободных зарядов [1], варьировали в пределах от нуля до  $10^{-3}$ .

Расчетные кривые на рис. 4 свидетельствуют о том, что контрольные измерения при дозе за импульс 4.2 Гр (мощность дозы  $4.2 \times 10^3$  Гр/с) действительно проведены в режиме малого сигнала.

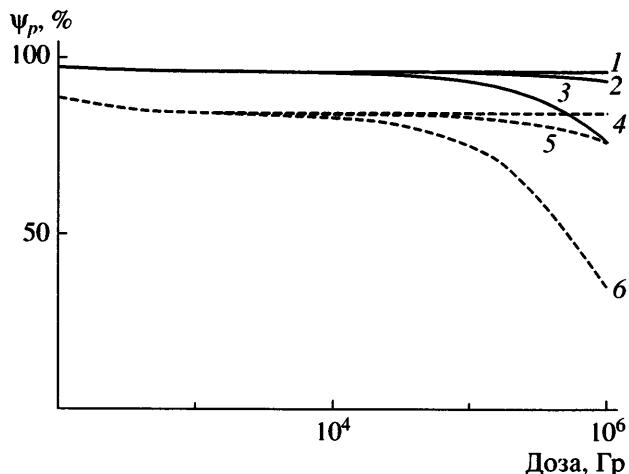
На рис. 5–7 приведены результаты анализа дозового эффекта при варьировании параметров  $\chi$  и  $\lambda$ , имеющих наибольшее значение для изучаемого явления.



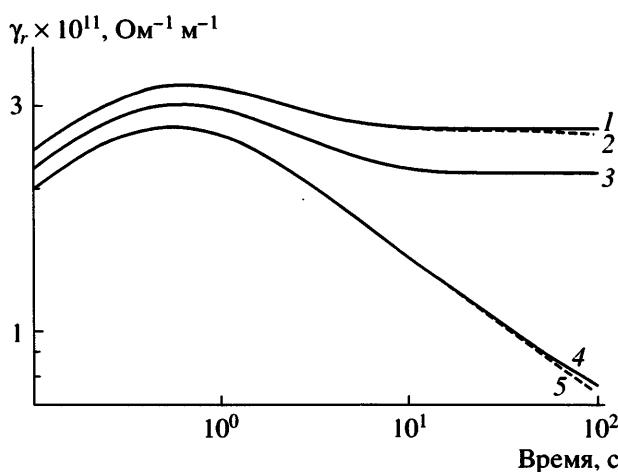
**Рис. 5.** Расчетные кривые переходного тока в исходном (1) и облученном дозой  $10^3$  Гр полимере (2–4) при времени паузы между окончанием облучения и началом импульсного зондирования 100 (2), 10 (3) и 1 с (4). Доза зондирующего импульса 3 Гр. Все кривые нормированы на значение тока в конце импульса для кривой 1.

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Основная цель настоящей работы состояла в прямом наблюдении медленно обратимого дозового эффекта при регистрации импульсной кривой переходного тока в режиме малого сигнала. К сожалению, эта задача оказалась невыполнимой.



**Рис. 6.** Расчетные кривые, иллюстрирующие дозовый эффект для нестационарной радиационной электропроводности ППМИ (в процентах от исходного значения). Измерение переходного тока произведено в момент окончания импульса излучения (1–3) и спустя 19 мс после его окончания (4–6).  $\lambda = 0$  (1, 4),  $10^{-4}$  (2, 5) и  $10^{-3}$  (3, 6). Длительность зондирующего импульса 1 мс, мощность дозы  $10^3$  Гр/с ( $g_0 = 6.7 \times 10^{22} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ ).



**Рис. 7.** Расчетные кривые переходного тока при непрерывном облучении. Мощность дозы 300 Гр/с (скорость объемной генерации  $5.3 \times 10^{21} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ ).  $\chi = 0.2$  (1, 2), 0.1 (3) и 0 (4, 5);  $\lambda = 0$  (1, 3, 4) и 0.01 (2, 5).

Для малых доз, не превышающих нескольких десятков тысяч Грей, дозовый эффект отсутствовал. При больших дозах ( $\geq 10^5$  Гр) измеряемый сигнал относился, по-видимому, уже к полимеру с радиационно модифицированной остаточной проводимостью. В таком состоянии ППМИ, вероятно, характеризуется не пониженной, а наоборот, повышенной радиационной электропроводностью с затянутой кинетикой спада (рис. 2). Наблюдающаяся ситуация совершенно аналогична таковой в поливинилкарбазоле за исключением того факта, что в последнем для этого требуются существенно меньшие дозы (порядка  $10^2$  Гр) [17].

Заметим, что модификация темновой проводимости обоих полимеров происходит в условиях, когда и химические (структура элементарного звена полимера), и физические (спектр молекулярных движений) свойства полимеров практически не изменяются [9, 10]. В частности, подобные изменения полностью обратимы. Адекватная физическая модель этого явления в настоящее время отсутствует. Представляет интерес сопоставление обсуждаемого явления с резким увеличением проводимости тонких полимерных пленок (на десять или двадцать порядков) в результате слабых физических воздействий [18].

Тем не менее, косвенное подтверждение обратимого дозового эффекта существует. Оно следует из результатов изучения непрерывного облучения ППМИ (рис. 3). Формирование максимума

переходного тока, как и последующий его спад до 20-й секунды удовлетворительно согласуются с предсказаниями теории: экспериментальное значение параметра  $D(\alpha) = (\gamma_m t_m)/\epsilon_0$ , равное 0.47, близко к теоретическому для  $\alpha = 0.35$  (0.48). Здесь  $\gamma_m$  и  $t_m$  – ток в максимуме и время его достижения, а  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная.

Обработка полученных экспериментальных данных позволяет заключить, что справедливы следующие оценки:  $\lambda \leq 10^{-4}$  и  $\chi \approx 0.1$ . При их выполнении достигается практически полное отсутствие дозового эффекта в миллисекундном диапазоне времен наблюдения для доз предварительного облучения, меньших  $10^4$  Гр (рис. 2, 5 и 6). Вместе с тем предсказываемое теорией снижение переходного тока после прохождения максимума, связанное с накоплением в полимере зарядов и лежащее в основе обратимого дозового эффекта, действительно наблюдается (рис. 3 и 7). Для больших доз искомый обратимый эффект полностью теряется на фоне резко возрастающей радиационно модифицированной проводимости полимера (явление, не имеющее прямого отношения к теории Роуза–Фаулера–Вайсберга).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тютнев А.П., Ихсанов Р.Ш., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолек. соед. А. 2007. Т. 49. № 7. С. 1279.
2. Хатипов С.А. // Химия высоких энергий. 2001. Т. 35. № 5. С. 323.
3. Тютнев А.П., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д., Костюков Н.С. Дизлектрические свойства полимеров в полях ионизирующих излучений. М.: Наука, 2005.
4. Тютнев А.П., Саенко В.С., Тихомиров В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолек. соед. А. 1983. Т. 25. № 1. С. 99.
5. Tyutnev A.P., Saenko V.S., Abramov V.N., Sichkar V.P., Karpechin A.I., Pozhidaev E.D., Vannikov A.V. // Phys. Status Solidi. A. 1985. V. 89. № 1. P. 311.
6. Тютнев А.П., Карпчин А.И., Боев С.Г., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Химия высоких энергий. 1993. Т. 27. № 2. С. 32.
7. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолек. соед. А. 2005. Т. 47. № 11. С. 1971.

8. Модель космоса. Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, 2007. Гл. 13.1.
9. Бессонов М.И., Котон М.М., Кудрявцев В.В., Лайус Л.А. Полимида – класс термостойких полимеров. Л.: Наука, 1983.
10. Праведников А.И., Котов Б.В., Пебалк Д.В. // Физическая химия. Современные проблемы / Под ред. Я.М. Колотыркина. М.: Химия, 1987.
11. Кувшинский Н.Г., Давиденко Н.А., Комко В.М. Физика аморфных молекулярных полупроводников. Киев: Либідь, 1994.
12. Беляков В.К., Кособуцкий В.А. // Высокомолек. соед. А. 1976. Т. 18. № 11. С. 2452.
13. Никитенко В.Р., Тютнев А.П., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Хим. физика. 2006. Т. 25. № 8. С. 61.
14. Тютнев А.П., Саенко В.С., Кундина Ю.Ф., Никитенко В.Р., Пожидаев Е.Д. // Хим. физика. 2001. Т. 20. № 4. С. 48.
15. Анненков Ю.М., Шеленин А.В. // Действие радиации на изоляционные материалы. Ташкент: ФАН, 1977. С. 52.
16. Казаков О.Г., Сичкарь В.П. // Пласт. массы. 1980. № 7. С. 46.
17. Тютнев А.П., Саенко В.С., Колесников В.А., Пожидаев Е.Д. // Высокомолек. соед. А. 2007. Т. 49. № 2. С. 303.
18. Лачинов А.Н. // Успехи физ. наук. 2006. Т. 176. № 12. С. 1249.

## Specifics of Dose Effects in Radiation-induced Conductivity of Polypyromellitimide

**A. P. Tyutnev<sup>a</sup>, R. Sh. Ikhsanov<sup>b</sup>, K. V. Marchenkov<sup>a</sup>, V. S. Saenko<sup>a</sup>, and E. D. Pozhidaev<sup>a</sup>**

<sup>a</sup> Moscow State Institute of Electronics and Mathematics,  
Trehsvyatitel'skii per. 3/12, Moscow, 109028 Russia

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

**Abstract**—Dose effects in radiation-induced conductivity of polypyromellitimide were numerically simulated in terms of the Rose–Fowler–Vaisberg model with allowance for dipolar carrier transport and the generation of radiation traps during irradiation. The reasons for the lack of a noticeable dose effect in this polymer upon pulse irradiation in light of its presence in the case of continuous irradiation are discussed.