

УДК 541(64+15):537.3

РАДИАЦИОННАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ И ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В ПОЛИСТИРОЛЕ¹

© 2005 г. А. П. Тютнев*, Д. Н. Садовничий**, В. С. Саенко*, Е. Д. Пожидаев*

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

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

Поступила в редакцию 23.12.2004 г.

Принята в печать 29.06.2005 г.

Проведено исследование временной зависимости переходного тока в ПС в режиме малого сигнала как на этапе его возгорания, так и на этапе спада при нескольких значениях напряженности приложенного электрического поля и дозы предварительного облучения. Показано, что хотя радиационная электропроводность ПС и определяется в значительной степени свободными носителями заряда, но учет затянутости процесса термополевой диссоциации геминальных пар абсолютно необходим для понимания обнаруженных особенностей кривых переходного тока и их вольтамперной характеристики. Наблюдение мономолекулярного захвата в режиме дисперсионного транспорта сильно затруднено даже в дипированном ПС, не говоря уже об облученном полимере. Проведены численные расчеты переноса быстрых электронов в образце ПС применительно к реальным условиям эксперимента.

ВВЕДЕНИЕ

ПС относится к группе технически важных полимеров, являясь наряду с ПТФЭ и ПЭ одним из лучших изоляторов. Радиационная электропроводность ПС интенсивно исследуется в течение последних 40 лет как при импульсном, так и при непрерывном облучении. К настоящему времени надежно установлена природа электронного транспорта в этом полимере. Основные носители заряда в нем – дырки, причем во всем исследованном временном интервале их транспорт является сильно неравновесным (дисперсионным) [1]. Подвижность электронов мала и практически не изучена [2].

Для описания электронного транспорта и радиационной электропроводности ПС используется обобщенная физическая модель Роуза–Фаулера–Вайсберга [3]. Основные параметры модели для ПС определены по результатам измерения именно радиационной электропроводности, так как применение метода времени пролета, этого

основного инструмента изучения электронного транспорта, в нашем случае мало информативно.

Времена жизни геминальных пар в ПС достаточно малы, и его радиационная электропроводность определяется в первую очередь уже свободными зарядами, избежавшими начальной рекомбинации в парах и трекоподобных образованиях.

ПС не относится к группе фотопроводящих полимеров, вследствие чего он широко используется наряду с ПК в качестве инертной полимерной матрицы для изготовления молекулярно дипированных полимеров [4–6].

Однако ряд вопросов радиационной электропроводности ПС все еще требуют своего решения. Это относится прежде всего к участию геминальных пар в формировании кривой переходного тока при достаточно коротких временах воздействия (короче 1 мс) [7, 8]. Не совсем понят механизм нарастания и спада проводимости, поскольку наблюдаются заметные отклонения от требований стандартной теории многократного захвата. Требуется более тщательное изучение полевых эффектов на различных стадиях эволюции носителей заряда.

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

E-mail: fit@miem.edu.ru (Тютнев Андрей Павлович).

В последнее время нами существенно усовершенствована методика регистрации кривых переходного тока при радиационном воздействии, что позволило осуществлять их компьютерную регистрацию на длительном временном интервале, охватывающем 3–4 декады, используя лишь один импульс излучения [9]. Таким образом, отпадает необходимость сшивания коротких отрезков кривой при прямом осциллографировании сигнала и существенно снижается вклад неконтролируемого дозного эффекта от многократного облучения исследуемого образца полимера.

Кроме того, применяя численный метод Монте-Карло для расчета переноса быстрых электронов в полимере, можно уточнить основные характеристики электронного излучения, имеющие самое непосредственное отношение к измерению нестационарной радиационной электропроводности.

Настоящая работа посвящена всестороннему изучению радиационной электропроводности ПС и теоретическому анализу полученных результатов.

МЕТОДИКА ИСПЫТАНИЙ

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 ± 1.2 кВ) измеряли в токовом режиме, когда постоянная времени измерения RC была много меньше характерного времени наблюдения. Дозиметрию пучка проводили с помощью цилиндра Фарадея. Диаметр коллиматора непосредственно на входе в измерительную ячейку 20 мм.

Для регистрации измеряемого сигнала использовали универсальное устройство для ввода, вывода и обработки аналоговой и цифровой информации на персональном компьютере. Объем файла, фиксирующего кривую переходного тока в

интервале времен 2.5 мкс – 1.0 с, составляет 80 кБ.

Испытания проводили на дисковых образцах диаметром 38 мм, вырезанных из промышленной пленки полимера марки Styroflex (ФРГ) толщиной 20 мкм, являющейся объектом наших исследований на протяжении последних 20 лет. Электроды диаметром 32 или 26 мм наносили термическим распылением алюминия в вакууме. Испытания выполняли при комнатной температуре.

РАСЧЕТЫ ПО МЕТОДУ МОНТЕ-КАРЛО

Моделирование переноса быстрых электронов в ПС проведено методом Монте-Карло с помощью программного комплекса XRAY [10, 11] 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, непрерывно теряя энергию за счет скользящих ионизаций и возбуждений. Полная тормозная способность рассчитана по Бете–Блоху с поправками. Для моделирования упругих ионизаций использовано сечение Меллера. Генерацией тормозного излучения пренебрегали.

Для получения статистически достоверного результата разыгрывали 10^6 историй первичных частиц. Прослеживание траекторий электронов обрывали при достижении ими энергии 1 кэВ, после чего они считались поглощенными.

Общие закономерности переноса быстрых электронов с энергией порядка 50 кэВ для полу бесконечной геометрии (ослабление пучка первичных электронов, пространственный ход мощности поглощенной дозы и объемной скорости инъекции термализованных электронов, максимальный пробег первичных электронов) в ряде полимеров (включая ПС) уже рассмотрены нами ранее [12, 13]. Здесь же упор сделан на конкретные условия эксперимента, использованные в настоящей работе.

На рис. 1 приведены гистограммы ослабления тока быстрых электронов и пространственного хода дозы в образце ПС толщиной 20 мкм в расчете на единичный флюенс электронов. Следую-

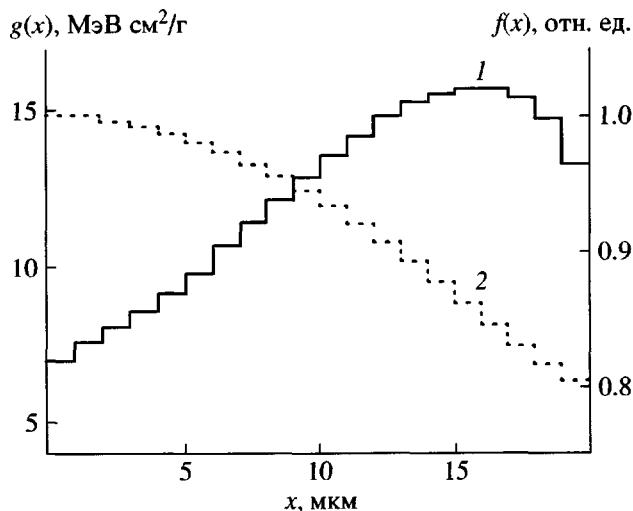


Рис. 1. Глубинный ход поглощенной дозы $g(x)$ (1) и тока быстрых электронов $f(x)$ (2) при облучении ПС электронами с энергией 50 кэВ.

щие наблюдения представляют значительный интерес.

Значение удельных потерь энергии на облучаемой поверхности образца соответствует табличному значению (6.9 МэВ см²/г). Максимум потеря достигается на глубине 15 мкм еще внутри образца и составляет 15.7 МэВ см²/г, что почти в 2.3 раза больше, чем на облучаемой поверхности. Согласно расчетам, фактор накопления дозы ζ , связывающий усредненную по толщине пленки мощность дозы R_0 , фигурирующую в теории, с ее значением на облучаемой поверхности $R_0(0)$

$$R_0 = \zeta R_0(0) \quad (1)$$

равен 1.7 ± 0.05 для пленки ПС толщиной 20 мкм и энергии электронов 50 кэВ. Из рис. 1 видно, что в пленке останавливается около 20% электронов пучка.

В первом приближении можно считать, что кривая ослабления пучка имеет вид прямой, что позволяет описывать электризацию пленки в приближении равномерной высокоЕнергетической инжекции [14], существенно упрощая математические выкладки. Для справки укажем, что облучение пленки импульсом электронов длительностью 1 мс с плотностью тока 0.31 мкА/см² (доза за импульс 4.2 Гр) сопровождается накоплением объемного заряда, создающим напряженность электрического поля у электродов $\approx 0.7 \times 10^5$ В/м. В центре образца она близка к нулю.

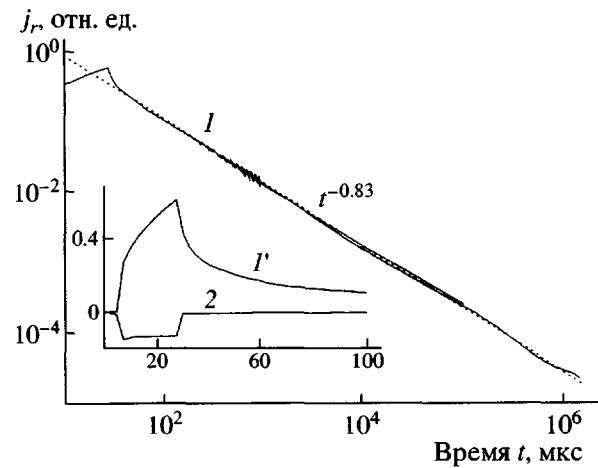


Рис. 2. Кривые переходного тока (1, 1') при воздействии на ПС импульса ускоренных электронов длительностью 20 мкс (2). Напряженность электрического поля 5×10^7 В/м. Мощность дозы 2.1×10^5 Гр/с, приведенная радиационная электропроводность ПС в конце импульса $K_{rd}(0) = 4.6 \times 10^{-14}$ Ф/Гр м. Постоянная времени измерения 0.5 мкс.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 приведена типичная кривая переходного тока от импульса излучения длительностью 20 мкс. При дозе за импульс 4.2 Гр влияние бимолекулярной рекомбинации отсутствует во всем временном интервале наблюдения. Общий вид импульса излучения и кривой переходного тока представлен на вставке к рисунку. Анализ кривой в логарифмических координатах (основная кривая на рисунке) показывает, что спад тока описывается степенной функцией $t^{-0.83 \pm 0.02}$ в интервале времен после прохождения импульса от 30 мкс по крайней мере до 1 с.

Этот закон спада соответствует дисперсионному параметру $\alpha = 0.17 \pm 0.02$. Однако кривая возгорания нестационарной радиационной электропроводности, определенная как для отдельного импульса излучения, так и для нескольких импульсов различной длительности (рис. 3), совершенно определенно указывает на то, что требуемая теорией зависимость $j_r(t) \propto t^\alpha = t^{0.17}$ не выполняется. Согласно эксперименту, $j_r(t) \propto t^{0.35 \pm 0.05}$. Заметим, что кривые нарастания и спада измерены в одном и том же временном интервале (10 мкс–1 мс). Налицо серьезное противоречие.

Достаточно неожиданные результаты получены и при исследовании полевых эффектов. Выяс-

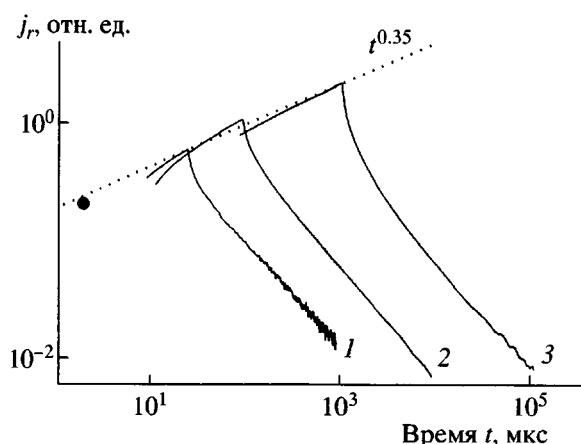


Рис. 3. Кривые переходного тока при воздействии импульсов ускоренных электронов длительностью 20 (1), 100 (2) и 1000 мкс (3). Напряженность поля 5×10^7 В/м. Мощность дозы 4.2×10^3 Гр/с. $K_{rd}(0) = 1.6 \times 10^{-13}$ Ф/Гр м (3). Экспериментальная точка получена пересчетом данных из работы [15].

нилось, что вольтамперная характеристика переходного тока ($j_r \propto F_0^\delta$, где F_0 – электрическое поле) тем круче, чем короче времена наблюдения. Так, при измерении этой зависимости в момент окончания импульса длительностью 20 мкс величина $\delta = 1.95$, а спустя 1 мс она составляет 1.64. Для импульса длительностью 1 мс эти цифры несколько отличаются: в конце импульса $\delta = 1.85$, а спустя 10 мс данный параметр равен 1.46 (рис. 4). Максимальное значение δ всегда наблюдается в момент окончания импульса излучения и этот параметр тем больше, чем короче импульс.

Также обнаружено, что закон спада тока несколько замедляется при снижении поля (1.25×10^7 В/м) или при переходе к большим длительностям облучения (1 мс), когда он приближается к t^{-a} при $a = 0.80 \pm 0.04$ (рис. 4).

Приведенные выше данные относятся к необлученному полимеру. Представляло интерес исследовать чувствительность ПС к дозе предварительного облучения (рис. 5). Отметим, что спад тока в исходном образце хорошо описывается степенной функцией при $a = 0.8$. При максимальной дозе 500 Гр относительное снижение переходного тока по сравнению с исходным полимером составляет только 20% в конце импульса излучения длительностью 1 мс, в то время как спустя 100 мс после его окончания оно возрастает

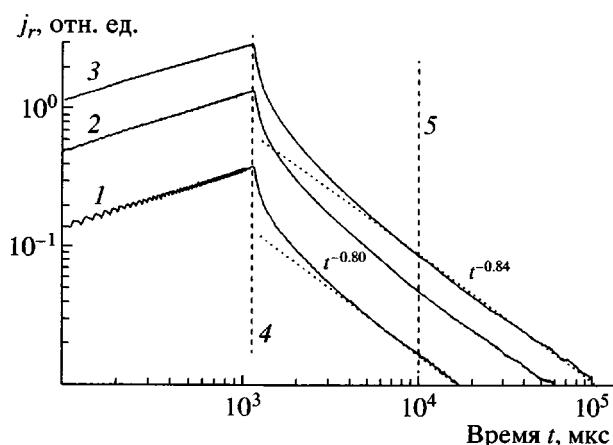


Рис. 4. Кривые переходного тока в ПС при воздействии импульсов ускоренных электронов длительностью 1 мс. Мощность дозы 4.2×10^3 Гр/с. Напряженность поля 2×10^7 (1), 4×10^7 (2) и 6×10^7 В/м (3). Штриховые прямые 4 и 5 указывают на моменты времени, при которых измерены вольтамперные характеристики, $\delta = 1.85$ (4) и 1.46 (5).

уже до 9.5 раз. Эти данные показывают, что радиационная электропроводность ПС достаточно чувствительна к дозе предварительного облучения, и уже при дозе 40 Гр она снижается в 2 раза к 100 мс.

Согласно теории мономолекулярного захвата в дисперсионном режиме транспорта (см. ниже), при этих условиях должен был состояться переход спада тока на закон t^{-a} при $a \approx 1.35$. Однако

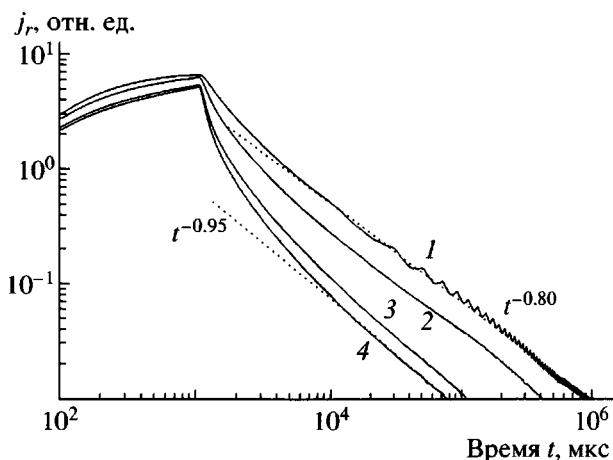


Рис. 5. Кривые переходного тока, измеренные в режиме малого сигнала в ПС, облученном дозой 0 (1), 40 (2), 200 (3) и 500 Гр (4). Длительность импульса 1 мс, напряженность электрического поля 5×10^7 В/м, доза за импульс 4.2 Гр.

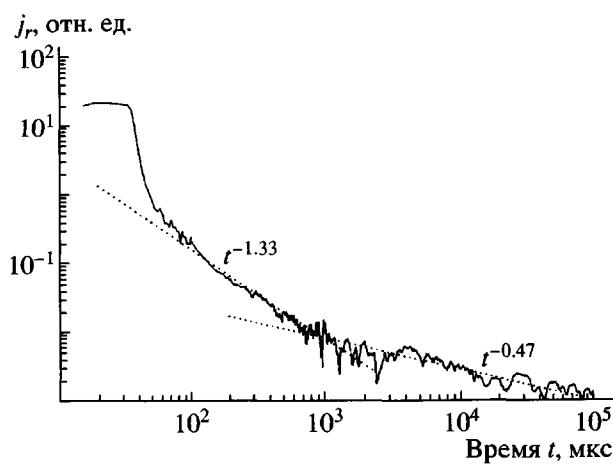


Рис. 6. Кривая переходного тока в образце допированного ПС (см. текст). Участок спада кривой по закону $j_r \propto t^{-1.3}$, свидетельствующий о наличии мономолекулярного захвата в режиме дисперсионного транспорта, охватывает 1 декаду и ограничен со стороны коротких времен длительностью импульса излучения (25 мкс на полуширине) и вкладом в ток неосновных носителей заряда (электронов).

этого не происходит. Как видно из рисунка, максимальное значение a составляет только 0.95 ± 0.03 .

Существует и альтернативный способ реализации мономолекулярного захвата в полимерах, позволяющий вообще отказаться от облучения полимера. Это допирование полимера специально подобранными добавками.

Потенциал ионизации макромолекул ПС в вакууме достаточно высок (8.8 эВ), и его допирование, например, ферроценом (потенциал ионизации 6.8 эВ) приведет к образованию в объеме полимера глубоких ловушек для дырок, обеспечивающих их мономолекулярный захват в дисперсионном режиме транспорта [2]. Естественно, что для подавления транспорта захваченных дырок в системе молекул допанта необходимо позаботиться о том, чтобы концентрация последних не была слишком большой.

Несколько ранее именно этот подход был использован для исследования подвижности электронов (неосновных носителей заряда) в ПС [2]. Быстрый захват дырок на молекулы допанта полностью подавлял дырочную компоненту тока, так что удалось обнаружить медленно спадаю-

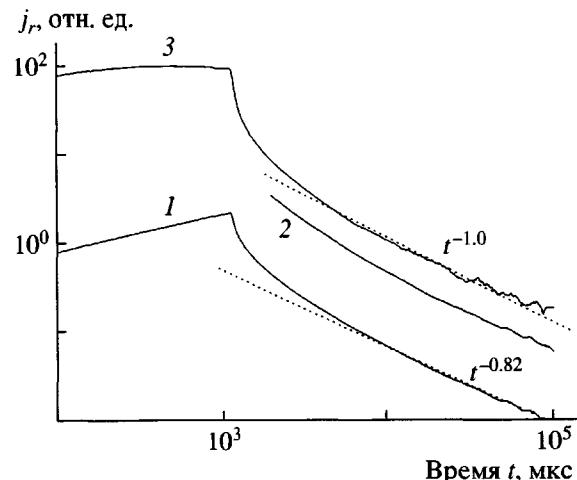


Рис. 7. Кривые переходного тока в ПС при воздействии импульсов ускоренных электронов длительностью 1 мс. Напряженность поля 5×10^7 В/м. Доза за импульс 4.2 (1), 42 (2) и 420 Гр (3).

щую ветвь кривой, которую приписали дрейфу электронов.

К сожалению, кинетические измерения спада тока в режиме мономолекулярного захвата в цитируемой работе в силу ряда методических причин проведены не были. На рис. 6 показаны результаты обмера одного из сохранившихся образцов допированного ПС. Видно, что радиационная электропроводность допированного полимера существенно ниже, чем в исходном (рис. 2). Так, в конце импульса длительностью 25 мкс это уменьшение составляет 3.5 раза, но к 100 мс оно возрастает уже до 120 раз.

Повышение чувствительности метода, резкое подавление уровня помех и компьютеризация эксперимента позволили и в этом не очень удачном случае убедиться в наличии участка кривой спада (хотя и не очень протяженного) с $a \approx 1.3$, характерного для мономолекулярного захвата при дисперсионном режиме транспорта [2].

Увеличение мощности дозы при импульсном облучении сопровождается усилением роли бимолекулярной рекомбинации, существенно изменяющей отклик полимера (рис. 7), причем этот эффект является в значительной мере обратимым. На кривой 3 максимум радиационной электропроводности равен $3.4 \times 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ и достигается при 0.45 мс еще до окончания импульса. К сожалению, вершина импульса не является

плоской. Она слегка нарастает к его концу на ~8–9%, что затрудняет количественную обработку полученных данных.

Согласно теории, спад радиационной электропроводности под влиянием бимолекулярной рекомбинации описывается выражением

$$\gamma_r(t) = \frac{\alpha \epsilon \epsilon_0}{t} \quad (2)$$

Для $t = 0.1$ с и $\epsilon = 2.6$ (ПС) найдем, что $\gamma_r = 3.45 \times 10^{-11}$ Ом⁻¹ м⁻¹ (для $\alpha = 0.17$), экспериментально определенное значение составляет 3.4×10^{-11} Ом⁻¹ м⁻¹ (рис. 7, кривая 3).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

ПС – это полимер, радиационная электропроводность которого определяется свободными зарядами, избежавшими геминальной рекомбинации на ранней стадии своей эволюции. Основными носителями заряда в нем являются дырки, движение которых происходит в сильно неравновесном режиме.

Существование двух различных значений дисперсионного параметра (0.35 ± 0.05 на этапе возгорания и 0.17 ± 0.05 на этапе спада) действительно удивительно, поскольку оба значения относятся к одному и тому же временному интервалу наблюдения 10 мкс–1 мс. Следовательно, такое расхождение не может быть приписано особенностям энергетического распределения ловушек, как это имеет место в ПЭТФ [16].

Вольтамперная характеристика переходного тока нелинейна, отражая полевую зависимость радиационно-химического выхода свободных зарядов в соответствии с механизмом термополевой диссоциации геминальных электрон-дырочных пар. Однако изменение значений показателя нелинейности δ в зависимости от времен регистрации тока также требует своего объяснения. Напомним, что еще большие значения этого параметра (≈ 2.4) зарегистрированы в наносекундной области длительностей облучения и наблюдения [17].

По нашему мнению, оба отмеченных выше расхождения со стандартной теорией многократного захвата, предполагающей бесконечно короткое время термополевой диссоциации геми-

нальных пар, снимаются, если принять во внимание исключительную затянутость этого процесса в случае дисперсионного транспорта. Действительно, численный анализ геминальной рекомбинации в ПС (принято, что $\alpha = 0.3$) дает для характерного времени процесса довольно большое значение 0.47 с, причем в диапазоне времен 1 мкс–0.01 с спад концентрации пар происходит по степенному закону $t^{-0.17}$ [7].

К сожалению, теоретический анализ выполнен только для слабых электрических полей. Из общих соображений ясно, что в сильных полях произойдет заметное сокращение характерного времени рекомбинации (по крайней мере на порядок) [8].

Подобный подход позволяет понять причины возможной зависимости показателя δ от времени регистрации переходного тока, а также некоторое ускорение темпа спада тока на этапе релаксации по сравнению с участком возгорания, когда имеет место и генерация электрон-дырочных пар. Отсюда следует, что предпочтение нужно отдать значению $\alpha = 0.3$. Более детальное рассмотрение выдвинутого объяснения преждевременно и должно быть отложено до появления теории геминальной рекомбинации и геминальной электропроводности в сильных электрических полях.

Тем не менее, нами сделана попытка объяснить наблюдаемые закономерности переходного тока радиационной электропроводности путем подбора параметров модели многократного захвата. Для этого выбраны два наиболее распространенных вида энергетического распределения ловушек: экспоненциальное и гауссово [18, 19]. Методами многопараметрической оптимизации параметров модели из более 150 расчетных вариантов по критерию согласования с абсолютной величиной и ходом кривой переходного тока на этапе возгорания (2 мкс–1 мс) были отобраны три набора параметров моделей с экспоненциальным и гауссовым распределением ловушек, представленные на рис. 8. На этапе возгорания (кривые 2 и 3) наилучшее совпадение достигается с использованием гауссова распределения с параметром распределения $\hat{\alpha} = 0.118$ или 0.137 (см. работу [19]), однако зависящим от частотного фактора v_0 и микроскопической подвижности μ_0 . На этапе спада более предпочтительным является экспоненциальное распределение (кривая 4). Тем не

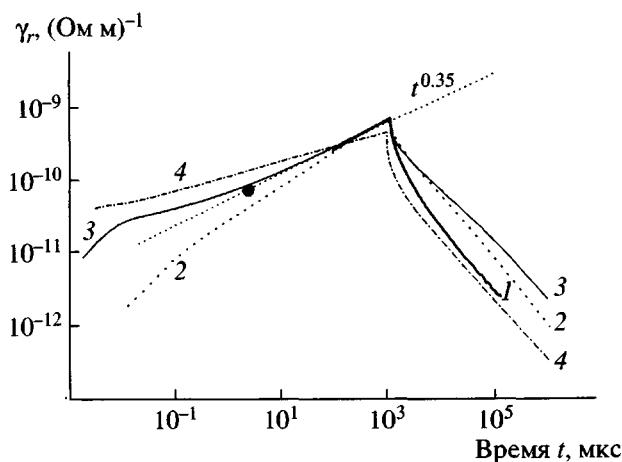


Рис. 8. Сравнение экспериментальных (1) и расчетных кривых переходного тока при гауссовом (2, 3) и экспоненциальном (4) распределении ловушек по энергии. Экспериментальная точка соответствует точке на рис. 3. Параметры гауссовой модели 2: $\hat{\alpha} = 0.118$, $v_0 = 5 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$, отношение констант скорости захвата и рекомбинации $k_c/k_r = 0.0025$, $\mu_0 = 5 \times 10^{-8} \text{ м}^2/\text{В с}$, полная концентрация ловушек $M_0 = 2 \times 10^{25} \text{ м}^{-3}$, радиационно-химический выход свободных зарядов $G_f = 0.11$ на 100 эВ поглощенной энергии; параметры гауссовой модели 3: $\hat{\alpha} = 0.137$, $v_0 = 5 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$, $k_c/k_r = 0.005$, $\mu_0 = 1.2 \times 10^{-7} \text{ м}^2/\text{В с}$, $M_0 = 10^{25} \text{ м}^{-3}$, $G_f = 1.1$ на 100 эВ поглощенной энергии. Параметры экспоненциальной модели 4: $\alpha = 0.2$, $v_0 = 10^8 \text{ с}^{-1}$, $k_c/k_r = 0.01$, $\mu_0 = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{В с}$, $M_0 = 10^{25} \text{ м}^{-3}$.

менее ни одна из этих кривых не обеспечивает удовлетворительного описания экспериментальной кривой в целом.

Как отмечалось выше, при дозе предварительного облучения 500 Гр кривая переходного тока так и не переходит на закон спада $t^{-1-\alpha}$ (в нашем случае $t^{-1.35}$). Проведен численный расчет кривых переходного тока (рис. 9), согласно модели многократного захвата со значениями параметров, характерными для ПС (см. работы [2, 7]). Константа скорости мономолекулярного захвата продуктами радиолиза была подобрана так, чтобы обеспечить относительное снижение тока к 100 мс в 9.5 раз в облученном полимере по сравнению с исходным. Хорошо видно, что к этому моменту времени спад переходного тока выходит на асимптотическую зависимость $j_r \propto t^{-1.3}$, что, конечно, не согласуется с экспериментом (рис. 5, кривая 4). На рисунке приведены также результаты расчета и для $\alpha = 0.2$. В данном случае харак-

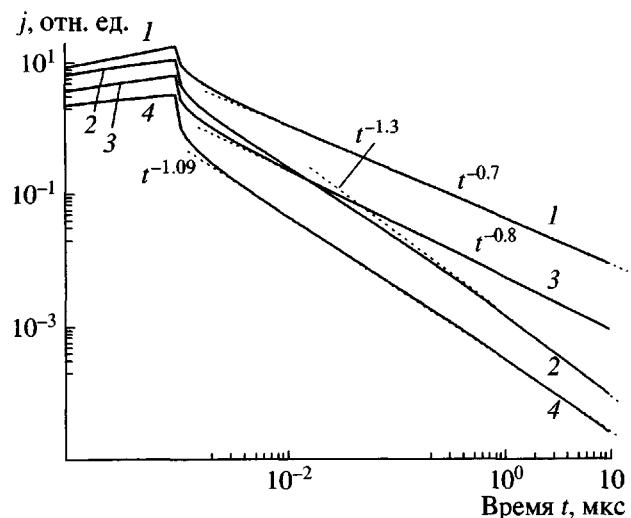


Рис. 9. Расчетные кривые переходного тока в модельном полимере. Подвижность квазисвободных дырок $10^{-5} \text{ м}^2/\text{В с}$, время жизни до захвата $2 \times 10^{-11} \text{ с}$, частотный фактор $2 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$. Константа скорости мономолекулярного захвата 0 (1, 3) и $5 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$ (2, 4), дисперсионный параметр 0.3 (1, 2) и 0.2 (3, 4).

терное время перехода резко возрастает, а закон спада тока в интересующем нас временном интервале оказывается более мягким ($t^{-1.05}$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Детальное исследование кривых нарастания и спада переходного тока в ПС при воздействии импульсов излучения различной длительности (2 мкс–1 мс) показывает, что в рамках традиционной модели многократного захвата с мгновенной генерацией свободных зарядов невозможно само-согласованно описать наблюдаемые закономерности. Удовлетворительное объяснение хода кривых на этапе нарастания ($j_r \propto t^{0.35}$) и спада ($j_r \propto t^{-0.81}$) достигается, хотя и на качественном уровне, при учете затянутости термополевой диссоциации геминальных пар. Это же обстоятельство позволяет понять и причину заметного роста показателя нелинейности вольтамперных характеристик на этапе релаксации с приближением к концу импульса излучения.

Участок спада переходного тока по закону $j_r \propto t^{-1.3}$, характерный для мономолекулярного захвата в дисперсионном режиме транспорта, наблюдается в ПС, dopированном акцептором дырок, но отсутствует в облученном полимере, в ко-

тором предельная форма закона спада имеет вид $j_r \propto t^{-0.95}$, хотя снижение тока при дозе 500 Гр по сравнению с необлученным полимером достигает почти 10 раз к моменту времени 0.1 с.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тютнев А.П., Ванников А.В., Мингалеев Г.С. Радиационная электрофизика органических диэлектриков. М.: Энергоатомиздат, 1989.
2. 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.
3. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолек. соед. А. 2000. Т. 42. № 1. С. 16.
4. Ванников А.В., Гришина А.Д., Новиков С.В. // Успехи химии. 1994. Т. 63. № 2. С. 107.
5. Borsenberger P.M., Weiss D.S. Organic Photoreceptors for Imaging Systems. New York.: Marcel Dekker, 1993.
6. Bässler H. // Phys. Status Solidi. B. 1993. V. 175. № 1. P. 15.
7. Тютнев А.П., Кундина Ю.Ф., Никитенко В.Р., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Химия высоких энергий. 2001. Т. 35. № 2. С. 101.
8. Тютнев А.П., Саенко В.С., Кундина Ю.Ф., Никитенко В.Р., Пожидаев Е.Д. // Хим. физика. 2001. Т. 20. № 4. С. 48.
9. Тютнев А.П., Саенко В.С., Смирнов И.А., Пожидаев Е.Д., Колесников В.А., Ванников А.В. // Журн. научн. и прикл. фотографии. 2003. Т. 48. № 5. С. 44.
10. Лаппа А.В., Бурмистров Д.С., Васильев О.Н. // Известия вузов. Физика. 1988. № 2. С. 77.
11. Аккерман А.Ф. Моделирование траекторий заряженных частиц в веществе. М.: Энергоатомиздат, 1991.
12. Садовничий Д.Н., Тютнев А.П., Милёхин Ю.М. // Высокомолек. соед. А. 2003. Т. 45. № 10. С. 1638.
13. Тютнев А.П., Доронин А.Н., Саенко В.С., Садовничий Д.Н., Пожидаев Е.Д. // Космические исследования. 2002. Т. 40. № 2. С. 142.
14. Кундина Ю.Ф., Саенко В.С., Доронин А.Н., Тютнев А.П., Пожидаев Е.Д. // Химия высоких энергий. 2002. Т. 36. № 3. С. 191.
15. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н. // Хим. физика. 1998. Т. 17. № 3. С. 121.
16. Тютнев А.П., Садовничий Д.Н., Смирнов И.А., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Высокомолек. соед. Б. 2003. Т. 45. № 7. С. 1205.
17. Тютнев А.П., Абрамов В.Н., Дубенков П.И., Ванников А.В., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Докл. АН СССР. 1986. Т. 289. № 6. С. 1437.
18. Архипов В.И., Руденко А.И., Андриеш А.М., Илов М.С., Шутов С.Д. Нестационарные инжекционные токи в неупорядоченных твердых телах. Кишинев: Штиинца, 1983.
19. Садовничий Д.Н., Тютнев А.П., Милёхин Ю.М. // Высокомолек. соед. А. 2004. Т. 46. № 1. С. 102.

Radiation-Induced Conductivity and Electron Transport in Polystyrene

A. P. Tyutnev*, D. N. Sadovnichii**, V. S. Saenko,* and E. D. Pozhidaev*

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

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

Abstract—The time dependence of transient current in polystyrene was studied in the small-signal mode at both its buildup and decay steps for several values of the applied electric field strength and irradiation dose. It was shown that although radiation conductivity in PS is mainly due to free charge carriers, the allowance for a long duration of the field-assisted thermal dissociation of geminate pairs is deliberately necessary for understanding the revealed features of current transients and the relevant voltage–current curve. The observation of unimolecular trapping in the dispersive transport mode is strongly complicated even in doped PS, nothing to speak of the irradiated polymer. Numerical simulation of fast-electron transport in a PS specimen as applied to actual experimental conditions was performed.