

УДК 541(15+64):539.199

РОЛЬ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ПОДВИЖНОСТИ В ПЕРЕНОСЕ ГЕНЕРИРУЕМЫХ ИОНИЗИРУЮЩИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЗАРЯДОВ В ПОЛИМЕРАХ

© 1995 г. С. А. Хатипов, К. М. Едрисов, К. М. Турдыбеков, В. К. Милинчук

Филиал Научно-исследовательского физико-химического института им. Л. Я. Карпова
249020 Обнинск Калужской обл.

Поступила в редакцию 02.11.94 г.

Изучена зависимость радиационно-индущированной электрической проводимости ряда полимеров от времени облучения и температуры. Характер временных и температурных зависимостей радиационной электропроводности коррелирует с физическим состоянием полимера. "Размораживание" сегментальной подвижности в области α -релаксационного перехода приводит к резкому увеличению радиационной электропроводности, возникновению максимумов на кинетических кривых и изломов на температурных зависимостях радиационной электропроводности в координатах Аррениуса. Сделан вывод об определяющей роли молекулярной подвижности в переносе генерируемых носителей заряда. Этот вывод согласуется с данными по подвижности носителей заряда, полученными методом времени пролета.

Характерной особенностью полимерных систем, определяющей их динамические и транспортные свойства, является наличие мелко- и крупномасштабных релаксационных переходов (α - и β -релаксация) [1]. В литературе имеются экспериментальные данные, которые свидетельствуют о существенном влиянии физической модификации полимера (варьирование кристалличности, закалка, отжиг) на индуцируемую электрическую проводимость [2, 3]. Имеются также данные, прямо указывающие на взаимосвязь между молекулярной подвижностью и процессами переноса зарядов в некоторых полярных полимерах [4]. С целью выяснения роли молекулярной подвижности в переносе зарядов в неполярных и слабополярных полимерах, не имеющих специфических донорно-акцепторных групп, в настоящей работе проведено исследование индуцируемой электрической проводимости и переходных токов в методе времени пролета в широком интервале температур, включающем области α - и β -релаксации.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Исследовали электротехнические пленки ПЭНП толщиной $d = 20$ мкм, ПП ($d = 20$ мкм), ПТФЭ ($d = 20$ мкм) и полимеры, синтезированные в лабораторных условиях, ПС, ПБ и блок-сополимеры бутадиена со стиролом (БС). Первые три полимера относятся к классу частично кристаллических полимеров, аморфная фаза которых при комнатной температуре находится в высокоэластичном состоянии. ПБ и ПС являются аморфными и находятся при комнатной температуре

соответственно в высокоэластическом и стеклообразном состояниях. Блок-сополимеры БС в результате микрофазового разделения компонентов имеют микрогетерогенную доменную структуру. В зависимости от состава БС, ММ и архитектуры макромолекулы изменяется тип домена (ламель, сфера, цилиндр), доля межфазного слоя, а также спектр молекулярной релаксации [5 - 7].

ПС, ПБ и БС синтезировали методом анионной полимеризации. Исследовали БС, содержащие 17 (ДСТ-29) и 23 мол. % (ДСТ-40) звеньев ПС и имеющие микрогетерогенную структуру с цилиндрическими микродоменами ПС в непрерывной фазе ПБ. Методика приготовления пленок ПС, ПБ и БС толщиной 10 - 20 мкм и структурные характеристики указанных полимеров описаны в работах [8, 9].

Образцы облучали ускоренными электронами с энергией 75 кэВ в камере просвечивающего электронного микроскопа УЭМВ-100 К. Плотность тока пучка электронов варьировали в интервале от 0.5 мкА/см² до 1 нА/см². Контроль тока пучка осуществляли с использованием цилиндра Фарадея. Мощность поглощаемой дозы при плотности тока пучка $j_n = 0.32 \times 10^{-8}$ А/см² составляла 20 - 25 Гр/с. Диаметр коллиматора 20 мм, остаточное давление 10^{-3} Па. Методика измерения радиационной электропроводности (РЭ) и ее температурной зависимости изложена в работе [10].

Энергия первичных электронов при поверхностной генерации носителей заряда в методе времени пролета составляла 4 кэВ. Пробег электронов с данной энергией в исследуемых полимерных пленках не превышал 0.6 мкм. Длительность

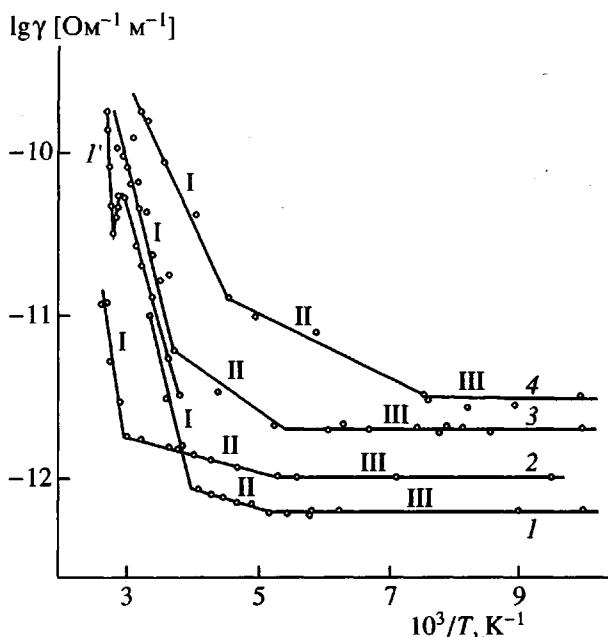


Рис. 1. Температурная зависимость радиационной проводимости ПЭНП (1, 1'), ПС (2), ПП (3) и ПБ (4). $\dot{D} = 25$ (1, 1', 2), 250 (3) и 490 Гр/с (4); $E = 2.5 \times 10^7$ (1), 5×10^6 (2), 10^7 (3) и 10^6 (4).

воздействия электронами варьировали в интервале 0.03 - 0.3 с при плотности тока пучка $j_n = 2 - 20 \text{ нA/cm}^2$. На передний облучаемый электрод подавали либо положительное, либо отрицательное напряжение смещения, что приводило к "вытягиванию" в необлучаемую часть полимера соответственно положительных (дырок) или отрицательных (электронов) носителей заряда. В каждом режиме измерений выполнялось условие $\sigma_n \gg \sigma_p$, где $\sigma_n = \epsilon \epsilon_0 E_0$ – поверхностная плотность заряда на электроде, E_0 – напряженность внешнего электрического поля; $\sigma_p = j_n t_n$ – поверхностная плотность инжектированного избыточного заряда, t_n – время облучения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Зависимость радиационно-индукционной электрической проводимости полимеров от времени облучения и температуры

В работах [10, 11] показано, что зависимость радиационно-индукционной электрической проводимости от времени облучения в ПЭНП, ПП, ПТФЭ, ПБ, ПС и БС имеет сложный характер. На кинетических кривых наблюдаются максимумы, количество и величина которых зависят от условий облучения (температуры, мощности дозы, напряженности электрического поля). В общем случае нарастание РЭ в исследуемых полимерах при включении источника излучения имеет

по крайней мере три кинетически различные стадии и не аппроксимируется простой степенной функцией $\gamma \sim t^\alpha$, следующей из теории дисперсионного транспорта [12]. На основании полученных данных сделан вывод о том, что особенности кинетики РЭ полимеров обусловлены влиянием молекулярной подвижности на транспорт носителей заряда, которое приводит к существенному отклонению наблюдаемых закономерностей от ожидаемых в рамках статических моделей переноса.

Характер температурных зависимостей РЭ согласуется с таким выводом. При комнатной температуре в области умеренных значений напряженности электрического поля $E_0 < 5 \times 10^7 \text{ В/м}$ и мощностей доз $\dot{D} = 10 - 100 \text{ Гр/с}$ наибольший вклад в РЭ вносят две компоненты: быстрая (γ_{rR}) и медленная (γ_{rS}), имеющие времена установления максимальных значений $t_{mR} = 1 - 10 \text{ с}$ и $t_{mS} = 10 - 1000 \text{ с}$. В ПЭНП, ПТФЭ, ДСТ-29 и ДСТ-40 эти компоненты имеют вид четко выраженных максимумов [10, 11].

Известно [10, 11, 13 - 15], что возникновение медленной компоненты проводимости (второго максимума) не удается объяснить в рамках общепринятой модели Роуза–Фаулера–Вайсберга, согласно которой перенос зарядов контролируется многократным захватом и термофлуктуационным выбросом из ловушек. Вместе с тем именно эта компонента проводимости напрямую связана с физическим состоянием полимера [10, 11]. Второй максимум наблюдается при комнатной температуре в полимерах (например, в ПЭНП, ПТФЭ, ПП, а также в ПВФ, ПВДФ [14]), аморфная фаза которых находится в высокоэластическом состоянии, и не наблюдается в полимерах, находящихся в стеклообразном состоянии (ПС, ПК, ПА, ПЭТФ и др. [11, 14]). В ПБ имеется один максимум РЭ, тогда как введение более жесткого компонента (ПС) в матрицу ПБ приводит к разделению этого максимума на два [11].

На рис. 1 показаны температурные зависимости РЭ. Участок I соответствует быстрой компоненте γ_{rR} в ПЭНП (кривая 1), ПС (кривая 2), ПБ (кривая 4) и медленной компоненте γ_{rS} в ПЭНП (кривая 1') и ПП (кривая 3). Как видно, при понижении температуры обе компоненты РЭ довольно быстро спадают. В переходной области (участок II) спад замедляется, причем на кинетических кривых в этой области температур максимумы исчезают. Соответствующие точки излома (T^*) на температурных зависимостях РЭ в координатах Аррениуса близки к температурам стеклования полимеров (таблица).

Таким образом, появление максимумов и рост проводимости наблюдаются вблизи T_g . При температуре $T < T_g$ и в области "плато" доминирует

Характеристики образцов

Образец	T_g , К	T^*	E_p , эВ	E_β , эВ	$A_m \times 10^{-13}, \Omega^{-1} \text{м}^{-1} \text{Гр}^{-\Delta} \text{с}^\Delta$
ПК	423		0.25	1.0 ± 0.1	0.1 - 0.3 (0.09)
ПС	373	333	0.4 - 0.5	1.1 ± 0.1	0.2 - 0.6 (0.25)
ПММА	380	330	0.42	0.85 ± 0.1	0.2 - 0.8 (0.65)
ПВХ	350	340	0.75	0.65 ± 0.05	0.3 - 0.8
ПЭТФ	353			0.5 - 0.55	1.3 - 2.0
ПП	260	265	0.3 - 0.4	0.46	8 - 10 (0.08)
ПЭНП	240	250	0.3 - 0.4	0.36 ± 0.08	13 (0.9)
ДСТ-40	200 - 210	210	0.4	0.3 - 0.4	8 - 9 (0.06)
ДСТ-29	200 - 210	210	0.4	0.3 - 0.4	13 - 14 (0.06)
ПБ	190	200	0.2	0.3 - 0.4	20 - 22 (0.05)
ПТФЭ	180 - 190			0.42	20 - 80 (0.2)

Примечание. В скобках приведены значения констант радиационной проводимости при 100 К. Δ – показатель степени зависимости РЭ от мощности дозы (при 100 К $\Delta = 1$).

“мгновенная” компонента проводимости. Она характеризуется быстрым ($t < 0.1$) установлением квазистационарного значения (уменьшение γ_n за счет дозовых эффектов не превышает 20% при $D > 1000$ Гр), линейной зависимостью от мощности дозы и отсутствием температурной зависимости. Константа проводимости $A_m = \gamma_n / \dot{D}$ при 100 К близка к соответствующему значению при импульсном облучении (таблица и работа [12]). Природа мгновенной компоненты проводимости может быть связана как с движением “горячих” электронов (подобно радиационно-импульсной проводимости [12]), так и с движением термолизованных носителей заряда по системе мелких ($E \ll 0.1$ эВ) ловушек [16].

На участке быстрого роста РЭ значения энергии активации E_p в ПЭНП, ПП и ПБ близки к значениям энергии активации сегментальной подвижности E_β , тогда как в ПС величина E_p , измеренная при $T < T_g$, в ~2 раза ниже E_β (таблица). Константы радиационной проводимости A_m при комнатной температуре для полимеров, исследуемых в данной работе, а также для ПК, ПММА, ПЭТФ и ПВХ [14, 17] хорошо коррелируют с температурой стеклования. Для полимеров в стеклообразном состоянии при 100 К такая корреляция отсутствует (таблица).

Перечисленные факты позволяют сделать вывод о том, что перенос генерируемых излучением зарядов в полимерах происходит с участием процессов молекуллярной релаксации. Возможным механизмом переноса является эстафетная передача носителей от сегмента к сегменту посредством процессов α - и β -релаксации. Смещение зарядов в направлении приложенного электрического поля при участии сегментальной подвижности должно значительно превысить

соответствующее смещение при прыжковом переносе, и это должно привести к существенному увеличению эффективной подвижности зарядов и нарастанию РЭ.

Условием реализации этого механизма является неравенство $v \gg 1/\tau$, где v – частота сегментальной подвижности и τ – время жизни заряда в локализованном состоянии. Это условие определяет температурно-временные зависимости “релаксационных” пиков проводимости, подобно тому, как частота электрического поля (или механического воздействия) определяет положение пиков на температурной оси в спектрах диэлектрической (или механической) релаксации. С этой точки зрения возникновение в полимерах двух кинетически различных стадий нарастания РЭ при приближении к температуре стеклования связано с существованием двух характерных временных масштабов молекуллярной релаксации (α - и β -релаксации). Эффективность переноса в таком случае зависит от жесткости полимерной цепи (размера сегмента Куна), связанной с электронным строением звена макромолекулы, и физических факторов, влияющих на релаксационные переходы в аморфной фазе (энергия когезии, степень кристалличности и др.).

Подвижность зарядов в методе времени пролета

Метод времени пролета широко используется при исследовании механизмов транспорта носителей заряда в полимерах [18]. В классическом варианте этот метод основан на импульсной поверхностной монополярной инжекции зарядов и регистрации переходных токов, возникающих в объеме образца в результате дрейфа инжектированных зарядов в направлении приложенного

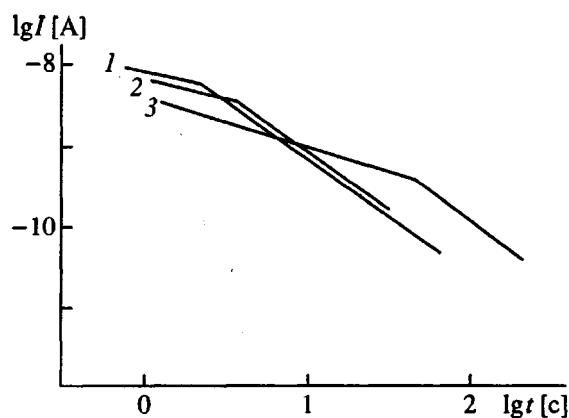


Рис. 2. Кривые переходного тока дырок в ПС при его облучении импульсами электронов с энергией $\varepsilon = 4$ кэВ и длительностью $t_u = 0.3$ с (плотность тока в пучке $j_p = 3$ нА/см²). Толщина пленки $d = 20$ мкм, напряженность электрического поля $E = 4 \times 10^7$ В/м, $T = 373$ (1), 363 (2) и 333 К (3).

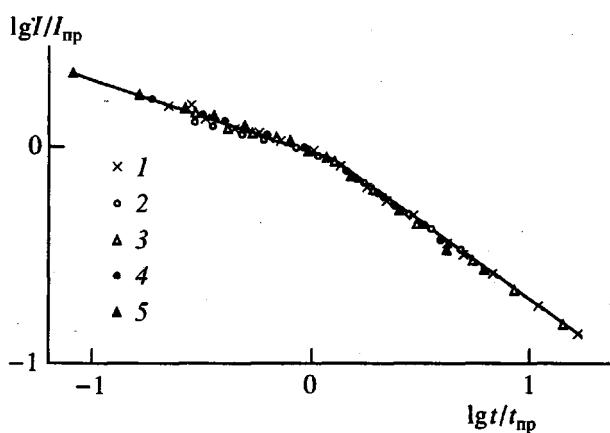


Рис. 3. Кривые переходного тока дырок в ПС в универсальных координатах. $T = 373$ (1 - 3), 363 (4) и 333 К (5). $E = 4 \times 10^7$ (1); 1.5×10^7 (2); 0.75×10^7 (3) и 4×10^7 В/м (4, 5). $\varepsilon = 4$ кэВ, $t_u = 0.3$ с, $j_p = 3$ нА/см², $d = 20$ мкм.

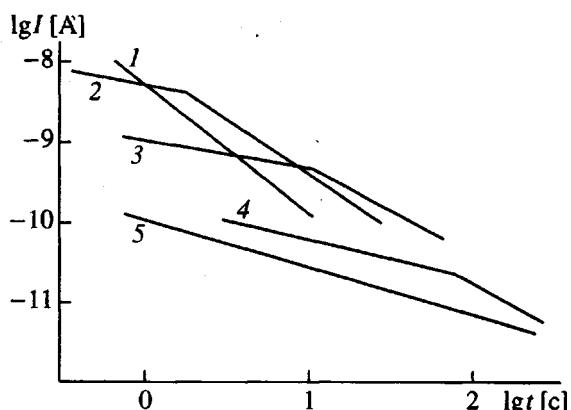


Рис. 4. Кривые переходного тока дырок в ПБ. $T = 290$ (1), 273 (2), 257 (3), 241 (4) и 220 К (5). $E = 1.4 \times 10^7$ В/м. $\varepsilon = 4$ кэВ, $t_u = 0.3$ с, $j_p = 4.5$ нА/см², $d = 18$ мкм.

электрического поля. Применение метода времени пролета в полимерах, не имеющих специфических донорно-акцепторных групп, встречает большие методические трудности [19, 20]. Метод времени пролета в таких полимерах реализуется при облучении пленок ускоренными электронами, пробег которых значительно меньше толщины образца. В зависимости от направления приложенного к образцу электрического поля происходит вытягивание в необлученную часть полимера либо положительных (дырок), либо отрицательных (электронов) носителей заряда, образовавшихся в поверхностных слоях в результате ионизации. Малая величина возникающих переходных токов, а также короткие времена спада зачастую не позволяют регистрировать время пролета носителей.

В настоящей работе показано, что характер переходных токов в методе времени пролета, как и индуцируемая электрическая проводимость полимеров, связаны с молекулярной подвижностью.

С этой точки зрения наибольший интерес представляют данные, полученные для ПБ, ПЭНП и ПС, существенно отличающихся по температуре стеклования (таблица).

При комнатной и пониженных температурах (вплоть до 100 К) в ПС спад переходного тока дырок в интервале времен 1 - 100 с близок к гиперболическому. Спад тока замедляется, и на кривых переходного тока в двойных логарифмических координатах появляются точки излома (I_{pr} , t_{pr}), где t_{pr} – время пролета), соответствующие выносу дырок на электрод, при температурах, близких к T_g (рис. 2). Спад тока при варьировании температуры от 333 до 373 К и напряженности поля в интервале $(0.75 - 4) \times 10^7$ В/м имеет универсальный характер (рис. 3), причем сумма показателей скорости спада до и после точки перегиба близка к двум, что указывает на дисперсионный режим транспорта. Переходной ток электронов (при положительной полярности тянувшего электрода), не являющихся основными носителями заряда в ПС [20], значительно меньше, чем ток дырок.

В ПБ в области температур $T < T_\beta = 150$ К при обеих полярностях тянувшего электрода переходные токи в пределах чувствительности измерительных приборов не регистрируются. При приближении к температуре стеклования и выше ее наблюдается довольно резкое увеличение переходных токов, и на соответствующих кривых для дырок появляются изломы (рис. 4). Токи электронов всегда меньше (на ~1 порядок), чем токи дырок, и показатель скорости спада вплоть до комнатной температуры меньше единицы. При комнатной температуре наблюдается очень быстрый, с показателем 1.65, спад дырочного тока (рис. 4, кривая 1). Времена пролета носителей в

последнем случае становятся много меньше постоянной времени измерения. В отличие от кривых переходного тока дырок в ПС кривые для ПБ в относительных координатах заметно не совпадают друг с другом (рис. 5), что указывает на появление вклада гауссовского транспорта при повышении температуры в области $T > T_g$.

Температурная зависимость переходных токов в ПЭНП во многом близка к таковой для ПБ. Однако в отличие от ПБ в ПЭНП при $T > T_g$ наблюдаются точки излома как для дырок, так и для электронов (рис. 6, 7). Наличие симметричного отклика для дырок и электронов в ПЭНП и возникновение изломов на кривых переходного тока дырок в ПС при повышенных температурах согласуется с ранее известными результатами [19, 20].

Энергии активации подвижности дырок, определенные по температурной зависимости времени пролета в координатах Аррениуса, составили для ПС (при $T = 333 - 373$ К), ПЭНП (при $T = 293 - 333$ К) и ПБ (при $T = 220 - 273$ К) соответственно 0.95, 0.8 и 0.5 эВ. В ПС эта величина близка к энергии активации β -перехода ($E_\beta = 1.1 \pm 0.1$ эВ, [21]). В ПЭНП и ПБ она выше E_β , что свидетельствует о влиянии на перенос зарядов при $T > T_g$ крупномасштабных α -релаксационных переходов.

Для интерпретации кривых переходного тока в неупорядоченных средах используется модель случайных блужданий в непрерывном времени [22]. В рамках этой модели вероятность того, что носитель, попавший на некоторый узел в момент времени $t = 0$, прыгнет на следующий узел, следующая:

$$\psi(t) \sim t^{-(1+\alpha)}. \quad (1)$$

Эта зависимость существенно отличается от вероятности гауссова типа

$$\psi(t) \sim \exp(-t/\tau), \quad (2)$$

быстро спадающей со временем. При выполнении условия (1) зависимость переходного тока от времени имеет вид [22]

$$j(t) \sim t^{-(1-\alpha)} \quad (3)$$

при $t < t_{\text{пп}}$ и

$$j(t) \sim t^{-(1+\alpha)} \quad (4)$$

при $t > t_{\text{пп}}$, что согласуется с экспериментальными данными.

С другой стороны, известно, что релаксационная функция, определяющая кинетический отклик системы при одном времени релаксации τ_0 , подчиняется гауссовой статистике

$$\Phi(t) = (1/\tau_0)\exp(-t/\tau_0).$$

В соответствии с этим переходной ток поляризации, возникающий в системе при наложении электрического поля в момент времени $t = 0$ и связанный

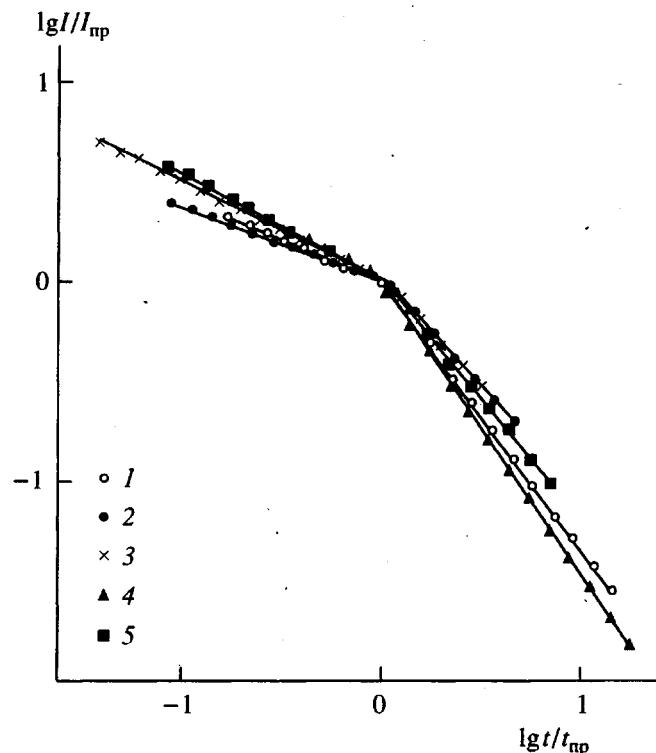


Рис. 5. Кривые переходного тока дырок в ПБ в универсальных координатах. $T = 273$ (1, 4), 257 (2), 241 (3), 248 К (5). $d = 18$ (1-3) и 25 мкм (4, 5). $E = 1.4 \times 10^7$ (1-3); 10^7 В/м (2). $\epsilon = 4$ кэВ, $t_u = 0.3$ с, $j_n = 4.5$ нА/см 2 .

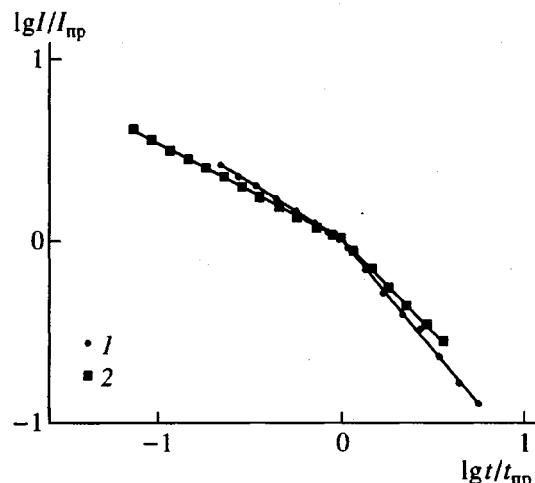


Рис. 6. Кривые переходного тока дырок в ПЭНП в универсальных координатах. $T = 333$ (1) и 313 К (2). $\epsilon = 4$ кэВ, $t_u = 0.3$ с, $j_n = 50$ нА/см 2 , $E = 2.5 \times 10^7$ В/м, $d = 20$ мкм.

ный с ориентационной подвижностью диполей, имеет вид экспоненты

$$j(t) \sim \exp(-t/\tau_0).$$

В неупорядоченных средах (в том числе в полимерах) как правило имеет место распределение

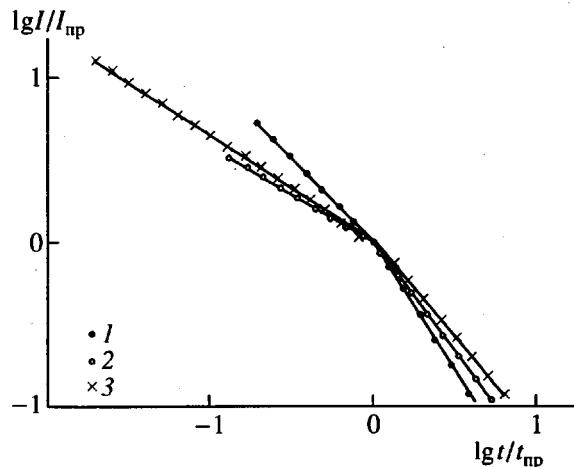


Рис. 7. Кривые переходного тока электронов в ПЭНП в универсальных координатах. $T = 333$ (1), 313 (2) и 293 К (3). $\epsilon = 4$ кэВ, $t_n = 0.3$ с, $j_n = 50$ нА/см 2 , $E = 2.5 \times 10^7$ В/м, $d = 20$ мкм.

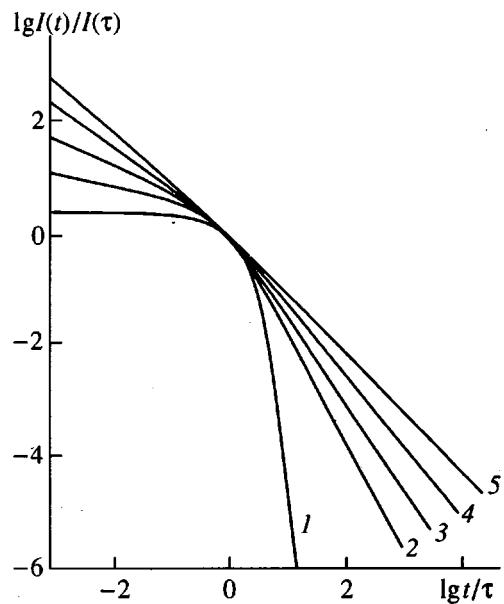


Рис. 8. Кривые переходного поляризационного тока в неупорядоченной полимерной матрице при различных значениях параметра распределения времен молекулярной релаксации. $\beta = 1.0$ (1); 0.8 (2); 0.6 (3); 0.4 (4) и 0.2 (5).

времен молекулярной релаксации, и для отклика системы используется эмпирическая функция Коула–Вильямса–Батса [23]

$$\Phi(t) = \exp(-(t/\tau_w)^\beta) \equiv \int_0^\infty \exp(-t/\tau) K(\tau) d\tau. \quad (5)$$

Здесь $K(\tau)$ – функция распределения времен релаксации, τ_w – характерное время релаксации, $0 < \beta < 1$ – параметр распределения времен релак-

сации. Переходные токи поляризации в этом случае описываются степенной функцией вида [24]

$$j(t) \sim (t/\tau_w)^{-(1-\beta)} \quad (6)$$

при $t < \tau_w$ и

$$j(t) \sim (t/\tau_w)^{-(1+\beta)} \quad (7)$$

при $t > \tau_w$. Аналогия между соотношениями (3), (4) и (6), (7) очевидна.

Характер кривых переходного (поляризационного) тока в относительных координатах (рис. 8) близок к таковому в методе времени пролета. При наличии распределения времен релаксации отклик системы можно представить в виде суперпозиции элементарных переходов с частотой v и функцией распределения $\rho(v)$ [23]

$$\Phi(t) = \int_0^\infty v \exp(-vt) \rho(v) dv. \quad (8)$$

Для термически активируемых переходов с энергиями активации в интервале $0 < E < E_0$ имеем [23]

$$\rho(v) = (\alpha/v)(v/v_0)^\alpha,$$

где $v = v' \exp(-E/kT)$, v' – предэкспоненциальный частотный фактор, $0 < v < v_0$, α – параметр распределения. Тогда

$$\begin{aligned} \Phi(t) &= (\alpha/v_0) \int_0^{v_0} \exp(-vt)v^\alpha dv = \\ &= (\alpha/v_0) t^{-(1+\alpha)} \Gamma(\alpha+1, v_0 t), \end{aligned} \quad (9)$$

где $\Gamma(\alpha+1, v_0 t)$ – неполная гамма функция. Таким образом, функция вероятности термически активируемых переходов $\Phi(t)$ имеет тот же вид, что и функция вероятности прыжков $\Psi(t)$ в модели случайных блужданий в непрерывном времени. Это позволяет считать, что процессы переноса носителей заряда и молекулярной подвижности имеют одну природу.

Наличие распределения времен молекулярной релаксации может быть связано с присущей неупорядоченным системам микроскопической неоднородностью (дефектностью) структуры. В этом случае релаксационная функция подчиняется соотношению (8). Однако такой подход, основанный по сути на представлениях статического беспорядка и в общем не противоречащий известным данным по диэлектрической релаксации, не позволяет объяснить особенности кинетики РЭ. Совокупность результатов, полученных в последнее время при исследовании РЭ полимеров [10, 11, 13 - 15], не удается интерпретировать на основе классической модели Роуза–Фаулера–Вайсберга, в рамках которой микроскопическая неоднородность полимера косвенно учитывается путем введения различных типов распределения ловушек по глубине [12].

По нашему мнению, качественно объяснить наблюдающиеся закономерности позволяет теория флуктуаций плотности в неупорядоченных средах [1]. В рамках этой теории наличие распределения флуктуаций плотности по величине при нелинейном законе их диссипации приводит к появлению двух типов релаксационных переходов (α - и β -переходы). Медленно релаксирующая часть флуктуаций обеспечивает локальное размягчение системы, сопровождающееся локальной перестройкой. Посредством таких флуктуаций передача зарядов по эстафетному механизму будет протекать наиболее эффективно. Функция распределения времен прыжков при этом определяется временной функцией флуктуаций плотности, полученной аналитически в виде (5) [1], что в свою очередь приводит к зависимостям переходного тока типа (3), (4) и (6), (7).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ростиашвили В.Г., Иржак В.И., Розенберг Б.А. Стеклование полимеров. Л.: Химия, 1987. С. 191.
2. Сичкарь В.П., Вайсберг С.Э., Ванников А.В. // Высокомолек. соед. А. 1977. Т. 19. № 7. С. 1632.
3. Сичкарь В.П. // Высокомолек. соед. А. 1975. Т. 17. № 6. С. 1314.
4. Тютнев А.П., Субботин А.В., Чекунаев Н.И., Абрамов В.Н., Ванников А.В. // Химия высоких энергий. 1989. Т. 23. № 4. С. 342.
5. Хасилов Н.М., Вилесов А.Д., Володин В.П., Готлиб Ю.А., Даринский А.А., Згонник В.Н., Кенунен И.В., Меленевская Е.Ю., Панов Ю.Н., Прохоров В.В. // Высокомолек. соед. А. 1989. Т. 31. № 8. С. 1745.
6. Берштейн В.А., Вилесов А.Д., Виноградова Л.В., Володин В.П., Готлиб Ю.Я., Даринский А.А., Егорова Л.М., Егоров В.М., Жуков И.Ю., Згонник В.Н., Кенунен И.В., Синани А.Б., Терентьев И.В., Френкель С.Я., Шевелев В.А. // Высокомолек. соед. А. 1990. Т. 32. № 12. С. 2324.
7. Больбит Н.М. // Высокомолек. соед. А. 1993. Т. 35. № 3. С. 255.
8. Хатипов С.А., Едрисов А.Т., Больбит Н.М., Милинчук В.К. // Химия высоких энергий. 1995. Т. 29. № 2 (в печати).
9. Больбит Н.М., Корнеев Ю.Н., Тарабан В.Б., Сичкарь В.П., Изюмников А.Л., Чевычелов В.А. // Высокомолек. соед. А. 1991. Т. 33. № 4. С. 722.
10. Хатипов С.А., Турдыбеков К.М., Милинчук В.К. // Высокомолек. соед. А. 1995. Т. 37. № 1. С. 101.
11. Хатипов С.А., Едрисов А.Т., Турдыбеков К.М., Милинчук В.К. // Химия высоких энергий. 1995. Т. 29. № 5 (в печати).
12. Тютнев А.П., Ванников А.В., Мингаев Г.С. Радиационная электрофизика органических диэлектриков. М.: Энергоатомиздат, 1989. С. 192.
13. Хатипов С.А., Турдыбеков К.М., Милинчук В.К. // Химия высоких энергий. 1993. Т. 27. № 3. С. 39.
14. Тютнев А.П., Карпичин А.И., Боев С.Г., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Химия высоких энергий. 1993. Т. 27. № 2. С. 32.
15. Тютнев А.П., Абрамов В.Н., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д., Флоридов А.А. // Хим. физика. 1994. Т. 13. № 3. С. 109.
16. Новиков С.В., Ванников А.В. // Хим. физика. 1994. Т. 13. № 6. С. 99.
17. Радиационная стойкость органических материалов: Справочник / Под ред. Милинчука В.К. М.: Энергоатомиздат, 1986. С. 171.
18. Ванников А.В., Гришина А.Д., Новиков С.В. // Успехи химии. 1994. Т. 63. № 2. С. 107.
19. Абрамов В.Н., Тютнев А.П., Пожидаев Е.Д., Саенко В.С., Ванников А.В. // Химия высоких энергий. 1987. Т. 21. № 3. С. 241.
20. Абрамов В.Н., Пожидаев Е.Д., Тютнев А.П., Саенко В.С., Ванников А.В. // Высокомолек. соед. А. 1987. Т. 29. № 2. С. 260.
21. Берштейн В.А., Егоров В.М. Дифференциальная сканирующая калориметрия в физикохимии полимеров. Л.: Химия, 1990.
22. Scher H., Montroll E.W. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. № 6. P. 2455.
23. Williams G. // IEEE Trans. on Electrical Ins. 1985. V. EI-20. № 5. P. 843.
24. Williams G. // Trans. Faraday Soc. 1962. V. 58. № 5. P. 1041.

The Role of Molecular Mobility in the Transfer of Charge Generated by Ionizing Radiation in Polymers

S. A. Khatipov, K. M. Edrisov, K. M. Turdybekov, and V. K. Milinchuk

Department of the Karpov Institute of Physical Chemistry
Obninsk, Kaluga Region, 249020 Russia

Abstract – The dependence of radiation-induced electrical conductivity on the irradiation time and temperature was studied for a number of polymers. The character of variation of radiation-induced conductivity with time and temperature correlates with the physical state of a polymer. “Defreezing” of the segmental mobility in the region of α -relaxation transition leads to a sharp change in radiation-induced conductivity, and the appearance of peaks in the kinetic curves and break points on the Arrhenius plots in conductivity versus temperature coordinates. Molecular mobility plays a determining role in the transfer of charge carriers generated by radiation. This conclusion agrees with the data on the carrier mobility obtained by the time-of-flight methods.