

УДК 541.64:539.199:537.31

ВЛИЯНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ПОДВИЖНОСТИ НА РАДИАЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННУЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПРОВОДИМОСТЬ ПОЛИЭТИЛЕНА¹

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

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

Поступила в редакцию 22.01.94 г.

Изучена радиационно-индуцированная электрическая проводимость ПЭ при его непрерывном облучении электронами с энергией 75 кэВ. Характер зависимостей электрической проводимости ПЭ от температуры, напряженности электрического поля, времени и интенсивности радиационного воздействия не удается согласовать в рамках квазизонного механизма переноса зарядов. Сделан вывод об определяющей роли молекулярной подвижности в переносе генерируемых носителей заряда. В области температур $190 < T < 373$ К перенос зарядов контролируется процессами *гош-транс*-изомерии и сегментальной подвижности. При $T > 250$ К наибольший вклад в величину радиационной проводимости ПЭ вносит эстафетно-диффузионный механизм переноса зарядов с участием α - и β -релаксации.

Наибольшее распространение при интерпретации экспериментальных данных по исследованию радиационно-индуцированной электрической проводимости полимеров получила модель многократного захвата, описывающая процесс установления равновесного распределения генерируемых в процессе облучения зарядов между зоной проводимости и множеством центров захвата (ловушек), расположенных в запрещенной зоне [1, 2]. Математический формализм теории многократного захвата остается справедливым и в случае дисперсионного прыжкового транспорта в неупорядоченной среде с пространственным и энергетическим беспорядком [1]. Перенос зарядов в квазизонных моделях определяется кинетикой его многократного захвата и термофлуктуационного выброса из ловушек. Специфические особенности строения полимеров в таких моделях учитываются косвенно набором эмпирических коэффициентов, что зачастую приводит к необходимости введения специальных, не всегда физически обоснованных предположений (аномально низкие значения предэкспоненциального множителя для вероятности термического выброса зарядов из ловушек [1], неланжевеновский механизм рекомбинации [3], большие времена жизни геминальных пар [4] и т.д.). В последнее время обнаружено [3 - 5], что при непрерывном облучении ряда полимеров, в том числе ПЭ, в области больших мощностей доз ($D > 10$ Гр/с) наблюдается аномально большая величина плотности радиационного тока, значительно пре-

восходящая допустимые величины в рамках квазизонной модели.

В настоящей работе приводятся результаты исследований радиационной электропроводности (РЭ) полиэтилена в зависимости от температуры, напряженности электрического поля, времени и интенсивности радиационного воздействия. Цель работы – выяснение роли молекулярной подвижности в возникновении указанных выше особенностей РЭ в ПЭ.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В качестве объекта исследования использовали электротехническую пленку ПЭВД толщиной 20 мкм (ГОСТ 153003.013). Измерительный и высоковольтный электроды диаметром 30 мм носили термическим распылением алюминия в вакуумной камере ВУП-4 с использованием вольфрамовых спиралей. Исследования проводили на установке, созданной на базе электронного микроскопа УЭМВ-100К. Образцы облучали ускоренными электронами с энергией 75 кэВ, пробег которых значительно превышает толщину пленки. Дозиметрию осуществляли с использованием цилиндра Фарадея [6]. Мощность поглощенной дозы при плотности тока пучка 3.2×10^{-9} А/см² составляла 25 Гр/с. Диаметр коллиматора 20 мм, вакуум 10^{-3} Па. Образцы помещали на подложку измерительной ячейки. Температуру подложки регулировали в интервале 100 - 373 К охлаждением жидким азотом, либо нагревом электрической спиралью. Точность поддержания температуры $\pm 1^\circ\text{C}$. Для исключения теплового сопротивления

¹ Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-03-5904).

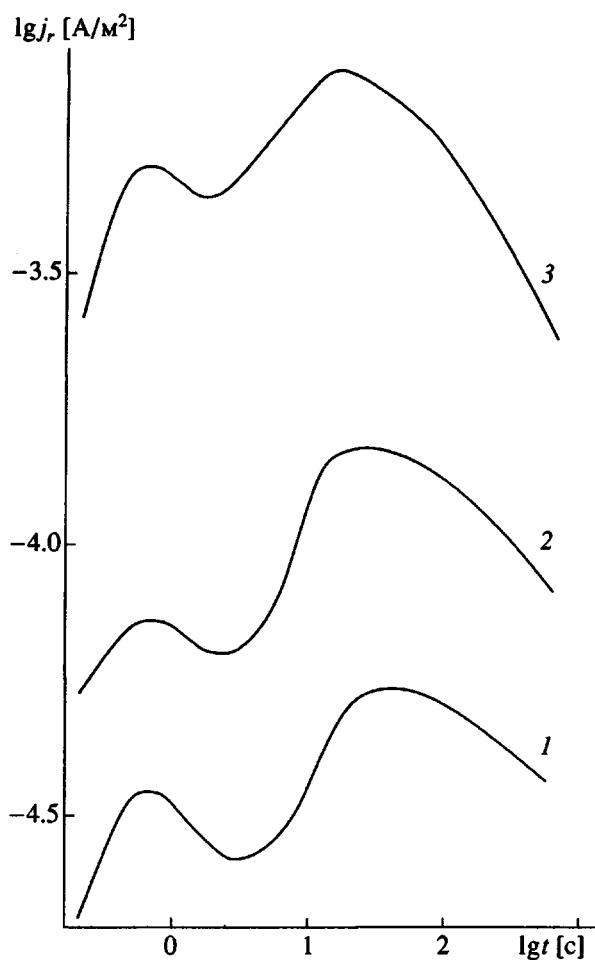


Рис. 1. Зависимость плотности радиационного тока j_r в ПЭ от времени облучения при $E_0 = 5 \times 10^6$ (1), 10^7 (2) и 5×10^7 В/м (3). $D = 25$ Гр/с, $T = 293$ К.

контакта пленки с подложкой использовали прижимное кольцо диаметром 25 мм с напаянными по его диаметру тонкими пружинящими металлическими нитями.

Для регистрации радиационного тока использовали электрометрические усилители В7-30, У5-11, позволяющие значительно увеличить чувствительность измерений по току (вплоть до 10^{-14} А) по сравнению с ранее известными методиками [6], и двухкоординатный самописец ПДА-1. Постоянная времени измерения не превышала 0.1 с. Все зависимости радиационного тока от времени воздействия при варьировании условий облучения (температуры, напряженности поля, мощности дозы) получены на "свежих" необлученных образцах, за исключением случаев, когда специально проводили изучение дозовых эффектов. Разброс измеряемых параметров при одних и тех же условиях облучения для разных образцов не превышал $\pm 5\%$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Отличительной особенностью зависимости плотности радиационного тока j_r в ПЭ от времени облучения является наличие двух максимумов (рис. 1). Такой характер зависимости РЭ от времени облучения ранее в литературе не отмечался. Радиационная проводимость полимерных диэлектриков рассматривается, как правило, с точки зрения монополярной проводимости, чему имеются экспериментальные обоснования [1, 6]. Методом "времени пролета" показано [1, 7], что основными носителями заряда в ПЭ являются дырки. Поэтому нет оснований предполагать, что два максимума j_r , при непрерывном радиационном воздействии связаны с кинетически различимыми процессами переноса электронов и дырок.

Для обоих пиков были определены значения параметров, обычно используемых при анализе механизма РЭ [1] – это показатель β скорости спада j_r после выключения источника излучения, показатель δ степенной зависимости j_{rm} в максимуме радиационного тока от напряженности электрического поля E_0 и показатель Δ степенной зависимости радиационной проводимости γ_{rm} от мощности поглощенной дозы D (табл. 1).

Спад тока сразу после достижения второго максимума (обычно при $D < 2 \times 10^3$ Гр) описывается гиперболическим законом t^{-1} ($\beta = 1$), что соответствует режиму бимолекулярной рекомбинации свободных носителей заряда (дырок) и свидетельствует в пользу свободно-зарядового механизма РЭ в ПЭ [1]. В то же время вольт-амперная характеристика в ПЭ слабо нелинейна ($\delta < 1.18$) (табл. 1), как в случае геминальной проводимости [1]. Показатели δ для первого и второго пиков близки между собой (табл. 1), но заметно ниже ожидаемых значений для свободно-зарядовой проводимости [1]. Поэтому возникает противоречие, обусловленное наличием признаков геминальной и свободно-зарядовой проводимости в ПЭ.

Согласно модели Роуза–Фаулера–Вайсберга [1, 2], в случае ланжевеновского механизма рекомбинации свободных носителей заряда выполняется соотношение [3, 4]

$$\epsilon \geq \tilde{\epsilon} = \mu_0 e / k_p \epsilon_0 = \gamma_{rm} t_m / D(\alpha) \epsilon_0, \quad (1)$$

где μ_0 – микроскопическая подвижность носителей заряда, e – заряд электрона, k_p – константа скорости бимолекулярной рекомбинации, ϵ – диэлектрическая проницаемость полимера, ϵ_0 – абсолютная диэлектрическая проницаемость, $\tilde{\epsilon}$ – кажущееся значение диэлектрической проницаемости, γ_{rm} – значение радиационной проводимости в максимуме, t_m – время достижения максимума, $D(\alpha)$ – множитель порядка единицы при $\alpha > 0.2$ и $D(\alpha) \approx \alpha$ при $\alpha \leq 0.2$. Для первого максимума $\tilde{\epsilon}$

становится заметно больше ϵ при снижении температуры в интервале 303 - 253 К, для второго максимума всегда $\tilde{\epsilon} > \epsilon$ (табл. 1). При этом $\tilde{\epsilon}$ достигает аномально больших значений, т.е. неравенство (1), являющееся, по сути, критерием реализации свободно-зарядовой проводимости [4], не выполняется для обоих пиков. Если же предположить, что РЭ обусловлена ионными парами, то возникает проблема их аномально большой поляризации, поскольку значение интеграла плотности радиационного тока существенно выше предельно допустимой величины поляризации ионных пар [4].

Отметим другие особенности временных зависимостей радиационного тока в ПЭ. Наличие двух максимумов РЭ в ПЭ уже указывает на существование двух кинетически различных траекторий для движения основных носителей заряда (дырок) и не описывается в рамках теории Роуза-Фаулера-Вайсберга для непрерывного экспоненциального распределения ловушек по энергии, обычно используемого при описании переноса заряда в полимерах [1]. Показатели Δ (1) и Δ (2) для обоих пиков, связанные с дисперсионным параметром α ($\Delta = 1/(1 + \alpha)$, $\alpha = T/T_1$, где T - температура образца, T_1 - параметр распределения ловушек по энергии [1, 2]), существенно различаются (табл. 1).

Вид кинетических кривых j_r в интервале температур $273 < T < 340$ К не инвариантен при варьировании напряженности электрического поля и мощности поглощенной дозы, т.е. нарушается условие скейлинга временных зависимостей радиационного тока [1]. Это также свидетельствует об особенностях механизма РЭ в ПЭ. В указанном интервале температур всегда удавалось так подобрать условия облучения, чтобы достигалось лучшее разрешение максимумов j_r , либо наблюдался только один максимум. Кинетические кривые j_r в области 273 - 340 К при фиксированных значениях E_0 и D приведены на рис. 2.

Рассмотрим температурные зависимости плотности радиационного тока, полученные в таком режиме облучения, когда разрешение максимумов j_r было наилучшим. Температурные зависимости γ_m (1), t_m (1) для первого и γ_m (2), t_m (2) для второго пиков в координатах Аррениуса имеют три характерных участка. Для первого пика: I - 340 - 250 К, II - 250 - 190 К, III - 100 - 190 К; для второго пика: I - 373 - 353 К, II - 353 - 340 К, III - 340 - 273 К (рис. 3, 4, кривые 1, 2). Значения энергии активации на указанных участках существенно различаются (табл. 2). Вид аррениусских кривых для первого пика ("плато" на участке III и быстрый рост на участке I при $T > 250$ К, см. рис. 3, кривая 1) указывает на существование двух механизмов переноса захваченных зарядов. Подобный характер температурных зависимос-

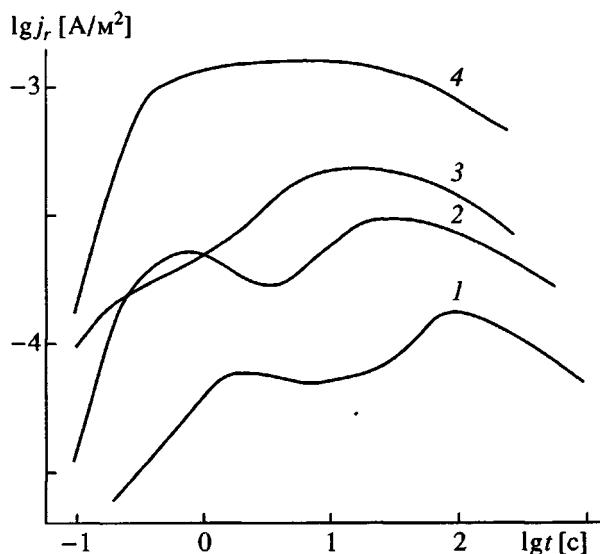


Рис. 2. Зависимость плотности радиационного тока j_r в ПЭ от времени облучения при $T = 273$ (1), 293 (2), 304 (3) и 333 К (4). $D = 25$ Гр/с, $E_0 = 2.5 \times 10^7$ В/м.

тей наблюдался для темновой проводимости компенсированных (содержащих как донорные, так и акцепторные уровни в запрещенной зоне) неорганических полупроводников [8, 9]. Возникновение в них "плато" на аррениусских кривых объясняется тем, что при достаточно низких температурах их проводимость обусловлена переносом зарядов по примесным центрам без выхода в зону проводимости, что соответствует переходу от зонного механизма переноса зарядов, контролируемого процессами захвата-выброса зарядов, к прыжковому (туннельному). Действительно, в области "плато" температурной зависимости γ_m (1) все признаки: быстрое ($t \approx 1$ с) установление квазистационарных значений радиационного тока, отсутствие максимумов на временных зависимостях

Таблица 1. Параметры, характеризующие радиационную проводимость ПЭ, для двух максимумов

$T, \text{ К}$	$\tilde{\epsilon} (1)$	$\tilde{\epsilon} (2)$	$\Delta (1)$	$\Delta (2)$	$\delta (1)$	$\delta (2)$	β
358		12.5					
353		28.4					
304		54.5					
293	0.74	60.0	0.60	0.82	1.15	1.18	1.0*
273	0.85	101					
263	1.26						
253	7.80						
100				1.0		1.04	

Примечание. Пробелы в таблице означают, что при данных температурах определение параметров не проводилось.

* При $D < 2 \times 10^3$ Гр.

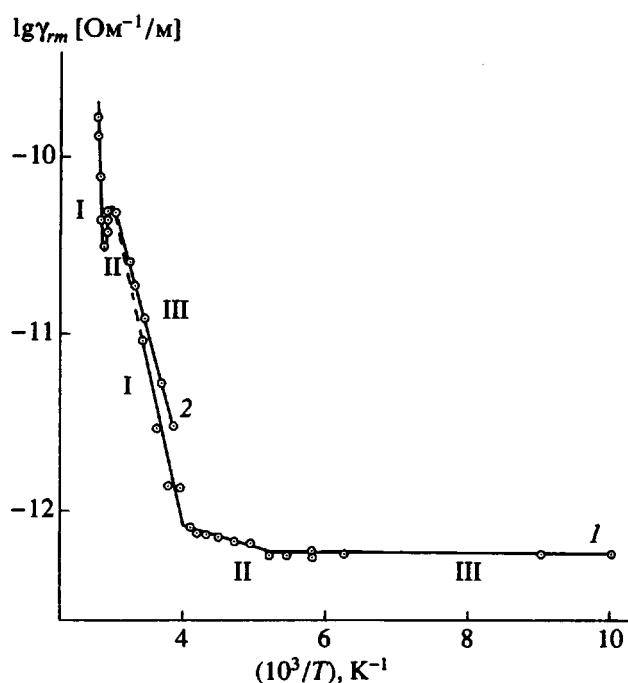


Рис. 3. Температурная зависимость радиационной проводимости γ_{rm} для первого (1) и второго (2) максимумов радиационного тока в ПЭ.
 $D = 25$ Гр/с, $E_0 = 2.5 \times 10^7$ В/м.

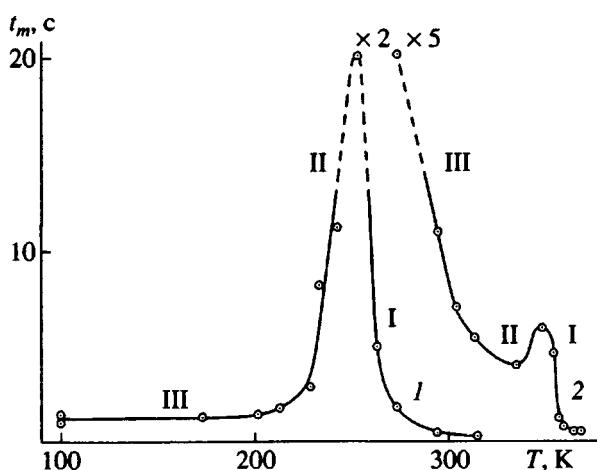


Рис. 4. Температурная зависимость времен t_m достижения первого (1) и второго (2) максимумов радиационного тока в ПЭ.

составляющих j_r , значения параметров Δ , α и $\tilde{\epsilon}$ (табл. 1) – не противоречат выводу о прыжковом механизме проводимости [1]. Однако в области температур $T > 250$ К, как показано выше, РЭ в ПЭ нельзя рассматривать с точки зрения квазизонной модели переноса зарядов. О перемене механизма переноса зарядов в области температур $T > 190$ К свидетельствует также экстремаль-

ный характер температурной зависимости t_m (1) (рис. 4).

Известно, что полимеры характеризуются наличием широкого спектра времен молекулярной релаксации, охватывающего движения на уровне функциональной группы, мономерной единицы, статистического сегмента, группы сегментов и полимерной цепи в целом. В связи с этим естественным образом возникает необходимость рассмотрения роли молекулярной подвижности в возникновении перечисленных выше особенностей РЭ в ПЭ.

Исследование релаксационных свойств ПЭ в области частот $10^2 - 10^{-2}$ Гц показывает наличие в нем трех релаксационных переходов: 140 - 170 К, 240 - 270 К и 300 - 370 К, которые относят к неупорядоченной аморфной части полимера [10, 11]. Значения энергии активации для этих переходов составляют: $Q(1) = 36$, $Q(2) = 130$, $Q(3) = 170 - 370$ кДж/моль соответственно. Первый (β -переход) отвечает размораживанию статистического сегмента Куна, второй (α -переход) – кооперативному сегментальному движению, включающему 4 ± 1 статистических сегмента [10, 12]. Третий переход связан с размораживанием проходных цепей и наименее подвижных сегментов на поверхности кристаллитов. Температура, при которой прекращаются конформационные перестроения в цепях ПЭ, составляет $T = 140 - 160$ К [10].

Особые точки $T = 190$ и 250 К (рис. 3, 4, кривые 1) на кривых температурной зависимости γ_{rm} (1) и t_m (1) близки к температурам α - и β -релаксационных переходов. Однако, как видно из табл. 2, значения энергии активации для первого пика на каждом из трех участков значительно меньше энергии активации ближайшего по температуре релаксационного перехода (на это обстоятельство обращалось внимание в работах [1, 13] при исследовании температурной зависимости РЭ ряда полимеров при импульсном облучении и повышенных температурах). Следовательно, характерная частота прыжков для носителей заряда на каждом из трех участков всегда много больше частоты молекулярных движений (v_{ph}) ближайшего релаксационного перехода, т.е. движение зарядов вблизи 190 и 250 К является столь быстрым, что молекулярные движения, ответственные за α - и β -переходы, можно рассматривать только как возмущение их движения. При таком рассмотрении правомерность применения квазизонного формализма не вызывает сомнений. (Как уже отмечалось, система уравнений теории Роуза–Фаулера–Вайсберга обладает универсальностью и применима в случае как зонного, так и прыжкового механизмов переноса заряда.) Включение молекулярной подвижности в про-

Таблица 2. Радиационная проводимость γ_{rm} , константа радиационной проводимости A_m и энергия активации РЭ в ПЭ при различных температурах

<i>T</i> , К	γ_{rm} (1) $\times 10^{-12}$	γ_{rm} (2) $\times 10^{-12}$	A_m (1) $\times 10^{-12}$	A_m (2) $\times 10^{-12}$	E_a (1)	E_a (2)
	Ом ⁻¹ /м		Ом ⁻¹ /м (Гр/с) ^Δ		эВ	
364	—	164.0	—	11.71	—	1.7
358	—	77.2	—	5.51	—	1.7
353	—	30.0	—	2.14	—	1.7
348	—	43.4	—	3.10	—	1.7
333	—	49.4	—	3.53	0.35	0.32
313	—	26.0	—	1.85	0.35	0.32
304	—	19.2	—	1.37	0.35	0.32
293	9.0	12.2	1.30	0.87	0.35	0.32
273	3.0	5.5	0.43	0.39	0.35	0.32
263	1.5	—	0.21	—	0.35	0.32
253	1.4	—	0.20	—	0.03	—
243	0.86	—	0.12	—	0.03	—
233	0.83	—	0.12	—	0.03	—
228	0.72	—	0.10	—	0.03	—
223	0.75	—	0.11	—	0.03	—
213	0.69	—	0.10	—	0.03	—
202	0.73	—	0.11	—	0.03	—
193	0.59	—	0.09	—	<0.01	—
183	0.56	—	0.08	—	<0.01	—
173	0.61	—	0.09	—	<0.01	—
100	0.64	—	0.09	—	<0.01	—

цесс переноса заряда возможно при выполнении условия

$$1/t_0 \ll v_{ph}, \quad (2)$$

где t_0 – характерное время жизни заряда в локализованном состоянии, т.е. перенос зарядов, лимитирующей стадией которого является молекуллярная диффузия, имеет место тогда, когда частота релаксационного перехода v_{ph} становится больше частоты термофлуктуационного выброса зарядов из ловушек. Учитывая то, что оценка частот γ - и β -подвижности по уравнению Аррениуса правомерна в широком температурном интервале, нетрудно показать, что условие (2) вблизи 190 К выполняется для процессов поворотной изомеризации в цепях ПЭ ($T = 140$ К, $E = 0.027$ эВ [10]). Частота изомеризации при 190 К составит

$$v_{ph} = v_{o, ph} \exp(-E/kT) \approx 10^{12} \text{ Гц}$$

(предэкспоненциальный фактор для $G-T$ -изомерии: $v_{o, ph} \approx 10^{13}$ Гц [10]). Для термофлуктуационного освобождения заряда из ловушки предэкспоненциальный фактор $v_0 \approx 10^{12}$ Гц [8] и условие (2), согласно которому $t_0 > 10^{-12}$ с, выполняется для всех ловушек. В результате при $T > 190$ К перенос заряда может осуществляться с участием го-

транс-($G-T$)-переходов в цепях макромолекулы, а температурные зависимости γ_{rm} (1) и t_m (1) на участке II (рис. 3, 4, кривые 1) будут определяться конкуренцией двух кинетически неидентичных траекторий движения зарядов по прыжковому и эстафетно-диффузионному механизмам. Каждое значение энергии активации при этом $E = 0.03$ эВ (табл. 2) близко к разнице энергий $G-T$ -изомеров в цепи макромолекулы ПЭ. Если при $T > 190$ К прыжковый механизм переноса зарядов по-прежнему вносит заметный вклад в РЭ, то истинное значение энергии активации для переноса зарядов, лимитирующей стадией которого являются $G-T$ -переходы, выше 0.03 эВ, поскольку при $T < 190$ К энергия активации РЭ близка к нулю, а наблюдаемая величина 0.03 эВ является средневзвешенной.

При $T = 250$ К (вторая особая точка) частота сегментальной подвижности на уровне сегмента Куна составляет 2.8×10^4 Гц (предэкспоненциальный фактор для β -перехода в стеклообразных системах $v_{o, ph} \approx 10^{12}$ Гц [14]) и для группы заполненных ловушек с временем релаксации, удовлетворяющим условию $t_0 > 10^{-4}$ с, и глубиной $\Delta\epsilon > 0.4$ эВ возможна передача заряда, лимитирующей стадией которого является β -переход.

Поскольку энергия активации на участке I (рис. 3, кривая 1; табл. 2) практически совпадает со значением $E = 0.36$ эВ для β -релаксации [10], можно сделать вывод о том, что при $T > 250$ К этот механизм обеспечивает наибольший вклад в величину РЭ в ПЭ.

Таким образом, РЭ в ПЭ при $T < 190$ К определяется прыжковым транспортом зарядов по системе мелких ловушек, а при $T > 250$ К – диффузионным переносом зарядов с участием сегментальной подвижности. В переходной области температур (190 - 250 К) начинают играть роль процессы G - T -изомерии, предшествующие β -переходу и генетически с ним связанные [10]. В результате β -переход обнаруживается на температурных зависимостях РЭ не при 140 - 170 К, как это имеет место в релаксационных спектрах в области частот 10^2 - 10^2 Гц [10], а при $T > 250$ К, когда выполняется условие (2). Важной особенностью диффузионно-контролируемого переноса зарядов при радиолизе ПЭ является его селективность. В зависимости от природы релаксационного перехода в переносе принимают участие группы ловушек в определенном интервале энергий.

Используя уравнение Вильямса–Ланделла–Ферри, можно оценить минимальное значение частоты v_T α -подвижности в ПЭ при 293 К:

$$\lg v_T/v_G = C_1(T - T_G)/(T - T_G + C_2), \quad (3)$$

где v_T , $v_G = 10^{-2}$ - 10^2 – частоты α -перехода при температурах T и T_G ; T_G – температура перехода; $C_1 = 15 - 18$, $C_2 = (T_G - T_0)$ – константы; $T_0 = 140$ К – квазитермодинамический предел для ПЭ [10]. Откуда получаем $v_T > 10^3$ Гц. Времена достижения второго максимума при $273 \text{ К} < T < 340 \text{ К}$, $D = 10 - 10^3 \text{ Гр/с}$ и $E_0 = 10^5 - 5 \times 10^7 \text{ В/м}$ находятся в интервале 1 - 100 с. При выполнении условия (2) времена достижения максимума РЭ имеют смысл наиболее вероятного времени релаксации для данной группы ловушек. Следовательно, значения v_T и t_m удовлетворяют условию (2). Кроме того, на участке III (рис. 3, кривая 2) наблюдается вырождение максимумов РЭ, кривые температурной зависимости γ_{rm} (1) и γ_{rm} (2) пересекаются в точке $T = 340$ К, а кажущиеся значения энергии активации для обоих пиков близки между собой (табл. 2). Перечисленные факты позволяют отнести второй максимум j , к смешанному $\alpha \rightleftharpoons \beta$ релаксационному переходу, что согласуется с представлениями о генетической взаимосвязи α - и β -процессов [10, 12, 15].

На участке I (рис. 3, 4, кривые 2) начинает доминировать третий релаксационный переход, связанный с наиболее кинетически заторможенным процессом релаксации проходных цепей, коротких петель и напряженных сегментов на поверхности кристаллитов. Энергия активации в максимуме радиационного тока на этом участке

$E = 1.7$ эВ в точности соответствует релаксационному переходу Q (3). Уменьшение γ_{rm} (2) и увеличение t_m (2) при повышении температуры на участке II (рис. 3, 4, кривые 2) обусловлены, по-видимому, перераспределением вкладов в РЭ процессов переноса носителей заряда с участием двух указанных выше типов сегментальной подвижности и значительным уменьшением вклада, связанного с кооперативностью α -процесса.

Полученные результаты позволяют сделать следующий вывод. Радиационная проводимость ПЭ определяется конкуренцией прыжкового и диффузионно-контролируемого механизмов переноса заряда. При достаточно высоких температурах ($T > 250$ К) диффузионный механизм переноса зарядов с участием сегментальной подвижности обеспечивает наибольший вклад в РЭ. В зависимости от природы релаксационного перехода передача носителей заряда осуществляется с участием строго ограниченной по энергии группы ловушек. Временные зависимости радиационного тока определяются спектром молекуллярной релаксации и распределением времен жизни зарядов в локализованном состоянии.

С точки зрения предлагаемого механизма становится понятным существование противоречия, связанного с одновременной реализацией признаков геминальной (линейность вольт-амперной характеристики, аномальная величина $\tilde{\epsilon}$) и свободно-зарядовой (гиперболический спад и большая величина интеграла радиационного тока) проводимости в ПЭ. Действительно, увеличение выхода свободных носителей заряда при увеличении напряженности электрического поля по механизму Онзагера может не приводить к сверхлинейности вольт-амперной характеристики в силу селективности диффузионно-контролируемого переноса зарядов, а необычное увеличение интеграла радиационного тока и, как следствие, $\tilde{\epsilon}$ по сравнению с ожидаемыми величинами в рамках теории РФВ обусловлено значительно большими перемещениями зарядов в элементарном акте переноса по эстафетно-диффузионному механизму РЭ, чем при обычном прыжковом транспорте.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тютнев А.П., Ванников А.В., Мингалеев Г.С. Радиационная электрофизика органических диэлектриков. М.: Энергоатомиздат, 1989.
2. Вайсберг С.Э. Радиационная химия полимеров / Под ред. Каргина А.А. М.: Наука, 1973.
3. Туцнев А.Р., Карпичин А.И., Боев С.Г., Саенко В.С., Рожидаев Е.Д. // Phys. stat. sol. (a). 1992. V. 132. P. 163.
4. Тютнев А.П., Карпичин А.И., Боев С.Г., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. // Химия высоких энергий. 1993. Т. 27. № 2. С. 32.

5. Хатипов С.А., Турдыбеков К.М., Милинчук В.К. // Химия высоких энергий. 1993. Т. 27. № 3. С. 39.
6. Тютнев А.П., Ванников А.В., Мингалеев Г.С., Саенко В.С. Электрические явления при облучении полимеров. М.: Энергоатомиздат, 1985.
7. Абрамов В.Н., Тютнев А.П., Пожидаев Е.Д., Саенко В.С., Ванников А.В., Филиппов В.В., Никольский В.Г. // Химия высоких энергий. 1987. Т. 21. № 3. С. 241.
8. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1982. Т. 1.
9. Као К., Хуанг В. Перенос электронов в твердых телах. М.: Мир, 1984. Т. 1.
10. Берштейн В.А., Егоров В.М. Дифференциальная сканирующая калориметрия в физикохимии полимеров. Л.: Химия, 1990.
11. Берштейн В.А., Егоров В.М., Марухин В.А., Мясников Л.П. // Высокомолек. соед. А. 1985. Т. 27. № 4. С. 771.
12. Берштейн В.А., Егоров В.М., Степанов В.А. // Докл. АН СССР. 1983. Т. 269. № 3. С. 627.
13. Тютнев А.П., Субботин А.В., Чекунаев Н.И., Абрамов В.Н., Ванников А.В. // Химия высоких энергий. 1989. Т. 23. № 4. С. 342.
14. Бартенев Г.М., Сандитов Д.С. Релаксационные процессы в стеклообразных системах. Новосибирск: Наука, 1986.
15. Готлиб Ю.Я., Даринский А.А., Светлов Ю.Е. Физическая кинетика макромолекул. Л.: Химия, 1986.

Effect of Molecular Mobility on Radiation-Induced Electric Conductivity of Polyethylene

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

*Branch of the Karpov Institute of Physical Chemistry,
Obninsk, Kaluzhskaya obl., 249020 Russia*

Abstract – The electric conduction induced in polyethylene by continuous irradiation with 75 keV electrons was studied. It was found that the behavior of the electric conductivity as a function of temperature, electric field, and time could not be described in terms of the mechanism of quasi-ionic transport of charge carriers. It was concluded that the molecular mobility plays a key role in the transport of charge carriers. At temperatures between 190 and 373 K, the charge transport is controlled by the processes of *gauche-trans* isomerization and by segmental mobility. At temperatures above 250 K, radiation-induced conductivity in polyethylene is dominated by the diffusion-transfer mechanism of charge transfer in which α - and β -relaxation processes play essential role.