

ВЫСОКОМОЛЕКУЛЯРНЫЕ

Том (A) XXII

СОЕДИНЕНИЯ

№ 8

1980

УДК 541.64:537.311

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПОЛИСТИРОЛА ПРИ ЕГО ОБЛУЧЕНИИ

**Тютнев А. П., Шеленин А. В., Сичкарь В. П.,
Ванников А. В.**

Исследована кинетика установления и спада электропроводности, индуцируемой в полистироле при облучении его импульсами ускоренных электронов. Изучено поведение быстрой и медленной составляющих задержанной компоненты при изменении электрического поля. Обнаружено влияние дозы излучения на релаксацию индуцированной электропроводности в сильных электрических полях ($\geq 5 \cdot 10^5$ в/см). Путем расчета на ЭВМ показано, что быстрая составляющая задержанной компоненты с постоянной гиперболического спада 0,2 мкс может быть удовлетворительно объяснена в рамках модели Роуза – Фаулера при условии отсутствия достаточно мелких (со временами выхода меньшими или равными 100 нс) ловушек.

В результате исследования радиационно-импульсной электропроводности полимеров установлена независимость от дозы кинетики спада индуцированного тока, что связывается с негомогенным характером рекомбинации носителей заряда при радиационном воздействии [1, 2]. Показано, что спад индуцированной проводимости в полиимиде обусловлен наложением нескольких процессов, протекающих с различными постоянными времени [3].

Первый, наиболее быстрый из них ($\tau_0 \leq 1$ нс), вызывает резкое, скачкообразное снижение концентрации квазиводородных носителей заряда в момент окончания облучения вследствие их захвата ловушками. Предполагается, что этот процесс описывается кинетикой первого порядка. Природа двух других процессов, ответственных за гиперболический спад проводимости, точно не установлена. Считается, что более быстрый из них ($\tau_{1/2}'' = 0,2$ мкс) связан с релаксацией системы захваченных носителей заряда по ловушкам различной глубины, а более медленный ($\tau_{1/2}' = 2$ мкс) отражает убыль зарядов за счет рекомбинации [3].

Представляло интерес проверить эти выводы сравнением закономерностей индуцированной электропроводности при непрерывном и импульсном облучении на примере ПС. Простота химического строения его мономерного звена и надмолекулярной структуры облегчает задачу по установлению связи между физико-химическим строением полимеров и их радиационно-импульсной электропроводностью. Проведение указанных исследований позволит, по нашему мнению, заполнить существующий в настоящее время пробел в этой области.

Основной объем исследований выполнен с использованием двусосно-ориентированной пленки ПС толщиной 20 мкм. Для части экспериментов использовали образцы из пленки ПС, отожженной на воздухе при 115° в течение 0,5 час. Отжиг сопровождался сильной усадкой пленки и возрастанием ее толщины почти в 3 раза. Кроме того, исследовали пленку сополимера ПС и α -метилстирола. Электроды наносили методом термического распыления серебра в вакууме.

Испытания проводили на электронном ускорителе (энергия электронов 8 МэВ, ток в пучке до 1а, длительность импульса на полувысоте 40 нс или 1,8 мкс) и на γ -установке ^{60}Co в вакууме $\sim 6 \cdot 10^{-3}$ тор при комнатной температуре. Методика

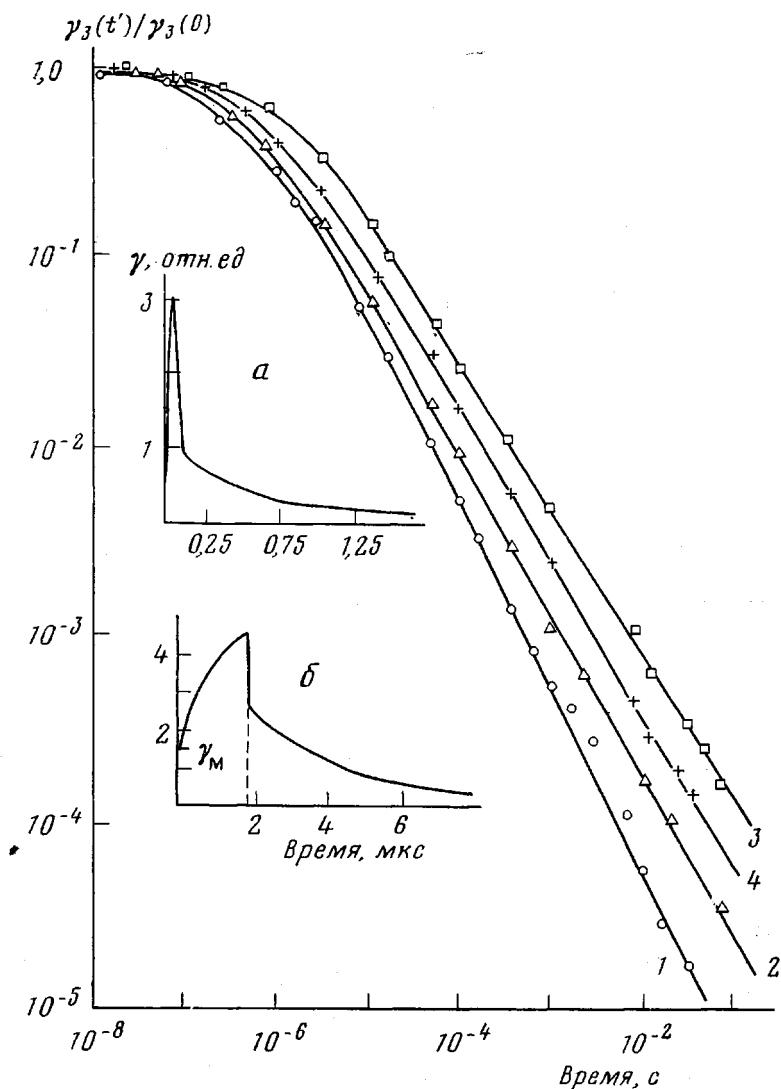


Рис. 1. Спад проводимости в ПС после импульсного облучения (ориентированная пленка технического ПС толщиной 20 мкм)

Условия облучения: 1 — $\tau_u=40$ нс, $R=5,5 \cdot 10^{10}$ рад/с, $T=300$ К, $RC=22$ нс; 2 — $\tau_u=1,8$ мкс, $R=1,6 \cdot 10^{10}$ рад/с; 3 — $\tau_u=1,8$ мкс, $R=0,8 \cdot 10^9$ рад/с, $E_0=6 \cdot 10^8$ е·см⁻¹; 4 — $\tau_u=1,8$ мкс, $R=0,8 \cdot 10^{10}$ рад/с (электроды блокирующие ($U_0=1200$ в)). Ошибка измерения $\sim 10\%$. Вставки (а) и (б) иллюстрируют общий вид импульса тока радиационной электропроводности (условия облучения те же, что для кривых 1 и 3 соответственно); а: $\gamma_M=2,0$; $\gamma_3''(0)=0,9$; $\gamma_3'(0)=0,1$; б: $\gamma_M=1,5$; $\gamma_3''(0)=0,67$; $\gamma_3'(0)=2,68$

исследований подробно рассмотрена ранее [3–5]. Концентрацию растворенного в полимере кислорода не контролировали.

Определение константы K_m ($\gamma_m = K_m R$, где γ_m — мгновенная компонента радиационно-импульсной электропроводности, R — мощность дозы излучения) выполнено с использованием треугольного импульса ускорителя длительностью 40 нс. Относительная ошибка измерений (20%) связана в первую очередь с величиной постоянной измерения (≥ 10 нс [3]).

Значения K_m для пленки технического ориентированного ПС составили $1,4 \cdot 10^{-19}$ (20 мкм) и $1,5 \cdot 10^{-19}$ (30 мкм), а для отожженного — $3,7 \cdot 10^{-19}$, для слабоориентированного (30 мкм) — $3,0 \cdot 10^{-19}$, для сополимера ориентированного (18 мкм) — $1,9 \cdot 10^{-19}$ $\text{ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{рад}^{-1}$.

Непосредственное определение K_m для микросекундного ($\tau_u=1,8$ мкс) импульса затруднено как вследствие относительно большой длительности фронтов импульса ускорителя (0,3 мкс), так и в связи с резким возрастанием задержанной компоненты γ_3 (рис. 1). Поэтому для микросекундного импульса использовали значения K_m , приведенные выше.

Спад γ_3 при $\tau_n=40 \text{ нс}$ хорошо описывается (рис. 1) следующим выражением:

$$\frac{\gamma_3(t')}{\gamma_3(0)} = \frac{f}{1+t'/\tau_{\gamma_3}''} + \frac{1-f}{1+t'/\tau_{\gamma_3}'}, \quad (1)$$

где $\gamma_3(t')$ и $\gamma_3(0)$ — значения γ_3 в момент времени t' и 0 после окончания облучения, $K_3=\gamma_3(0)/R=7 \cdot 10^{-20} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{рад}^{-1} \cdot \text{с}$ ($\pm 20\%$) при $E_0=0,9 \cdot 10^6 \text{ в/см}$; τ_{γ_3}'' и τ_{γ_3}' равны соответственно $0,2$ и $2,0 \text{ мкс}$, $f=0,9$. Из уравнения (1) следует, что к концу импульса значение быстрой состав-

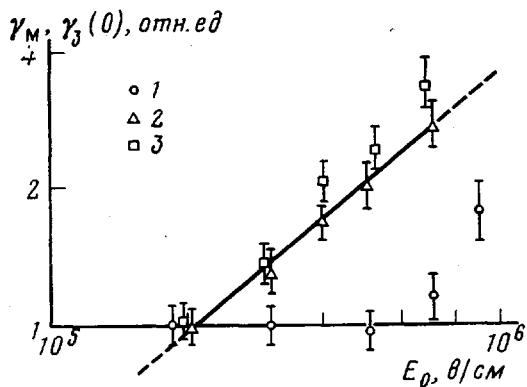


Рис. 2

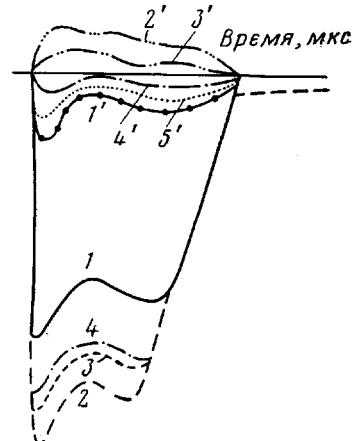


Рис. 3

Рис. 2. Зависимость γ_m и $\gamma_3(0)$ от электрического поля для пленки технического ПС толщиной 20 мкм

Условия испытаний: $\tau_n=40 \text{ нс}$, $R=5,5 \cdot 10^{10} \text{ рад/с}$, $T=300\text{К}$; 1 — мгновенная компонента; 2 — задержанная компонента при $\tau_n=40 \text{ нс}$; 3 — задержанная компонента при $\tau_n=1,8 \text{ мкс}$; $R=1,44 \cdot 10^{10} \text{ рад/с}$, $T=300\text{К}$

Рис. 3. Поведение радиационного тока в образце с притертыми электродами ($U_0=800 \text{ в}$):

1 — ток ускоренных электронов (с цилиндра Фарадея); 1' — установившееся значение радиационной наводки, т. е. сигнала в дели при внешнем напряжении, равном нулю; 2—4 — импульсы индуцированного тока; 2'—5' — импульсы тока деполяризации

ляющей γ_3 в ~ 9 раз превышает значение медленной ($\gamma_3''(0) \approx 9\gamma_3'(0)$ при $\tau_n=40 \text{ нс}$). Для времен $t' \geq 10 \text{ мкс}$ $\gamma_3(t') \approx \text{const}/t'$.

При увеличении τ_n ($1,8 \text{ мкс}$) значения констант в уравнении (1) несколько изменяются: $K_3=3,1 \cdot 10^{-19} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{рад}^{-1} \cdot \text{с}$, $f=0,2$ при $E_0=6 \cdot 10^5 \text{ в/см}$. Времена полуспада составляющих задержанной компоненты практически не изменяются.

Поведение γ_m и γ_3 радиационно-импульсной электропроводности полистирола в электрическом поле различно. Зависимость γ_m от E_0 проявляется только в сильных ($\geq 5 \cdot 10^5 \text{ в/см}$) полях (при $E_0=0,9 \cdot 10^6 \text{ в/см}$ γ_m возрастает в 1,8 раза). Полевая зависимость γ_3 наблюдается уже при $E_0=2 \cdot 10^5 \text{ в/см}$ и носит ярко выраженный характер (рис. 2). Нелинейный характер вольт-амперной характеристики задержанной компоненты не сопровождается, однако, изменением времен полуспада τ_{γ_3}' и τ_{γ_3}'' ($E_0 \leq 10^6 \text{ в/см}$).

Обнаружено влияние дозы излучения на релаксацию индуцированного тока в относительно сильном электрическом поле (рис. 1, кривые 2, 3). Уменьшение дозы приводит к некоторому затягиванию процесса релаксации.

Для выяснения характера влияния электродов на радиационно-импульсную электропроводность полистирола проведено сравнение стандартных образцов и образцов с притертыми [6] или накладными [7] электродами. В случае притертых на вазелине (толщина слоя 5–15 мкм) электродов наблюдается сильная поляризация (рис. 3). Формально рассчитанное значение K_3 при $\tau_i=1,8 \text{ мкс}$ в 1,5–2,0 раза, а отношение $\gamma_p/\gamma_p(0)$ в 5 раз выше их значений для ПС с напыленными электродами. Все это убедительно свидетельствует о наличии неконтролируемого вклада слоя вазелина в суммарный регистрируемый сигнал при импульсном облучении [8].

Применение накладных (фольговых) электродов не привело к иска-
жению регистрируемого импульса тока (рис. 1, кривая 4). Если учесть некоторое снижение реального электрического поля в пленке ПС за счет существования некоторого зазора между фольгой и самой пленкой (5 мкм по результатам емкостных измерений), то получается хорошее совпадение по значениям K_1 и K_3 . Образующийся в этом случае контакт является блокирующим, поэтому можно было бы ожидать существенных различий в кинетике спада кривых 1, 2 и 4 на рис. 1 начиная с некоторого момента времени, определяемого величиной суммарной дрейфовой подвижности и толщиной пленки $l=20 \text{ мкм}$. Отсутствие подобного влияния вплоть до $t'=0,1 \text{ с}$ позволяет сделать следующую оценку $\mu \leq 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{с}$. С учетом зависимости μ от времени [9] получим

$$\int_0^{0,1} \mu(t) dt \leq 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{в} \quad (2)$$

Зависимость установившегося значения индуцированной электропроводности γ_p при непрерывном γ -облучении от мощности дозы R имеет вид

$$\gamma_p = K_n R^\Delta, \quad (3)$$

где $K_n = 3,2 \cdot 10^{-17} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{рад}^{-1} \cdot \text{с}$ ($\pm 20\%$) при $E_0 = 4 \cdot 10^5 \text{ в/см}$, а $\Delta = 0,65$ ($\pm 0,02$) и не зависит от E_0 .

Особенности процессов генерации, миграции или рекомбинации зарядов в полимерах вообще и в ПС в частности изучены еще недостаточно. Известно, что порог собственной фотопроводимости ПС не превышает 9,2 эв ($\lambda=133 \text{ нм}$) [10], а квантовый выход фотоионизации увеличивается значительно, когда энергия кванта света начинает превышать этот порог (в этом интервале энергий наблюдается квадратичная или даже кубическая зависимость квантового выхода фотоионизации). Вероятно, не будет большой ошибкой, если в качестве энергии образования пары зарядов принять значение 20 эв, что соответствует начальному радиационно-химическому выходу ионизации $G_0=5$ (на 100 эв поглощенной энергии). Считается, что ионизация в основном происходит по бензольному кольцу (адиабатический потенциал ионизации молекулы бензола 9,235 эв [11], а порог фотоэмиссии электронов из твердого бензола в вакуум равен 7,58 эв [12]).

Как показано в работах [13, 14], мгновенная компонента радиационно-импульсной электропроводности в общем случае определяется движением носителей заряда, имеющих энергию от надтепловой (верхняя граница – 10 эв) до тепловой ($\sim kT$), т. е. включает в себя и вклад горячих электронов

$$K_m = 10^{-7} \cdot \rho^{-1} G_p \overline{\mu_0 \tau_0}, \quad (4)$$

где ρ – плотность материала (г/см^3), G_p – радиационно-химический выход зарядов, дающих вклад в радиационный ток (приблизительно равный выходу захваченных носителей заряда), $\mu_0 \tau_0$ – суммарный удельный сдвиг носителя заряда ($\text{см}^2/\text{в}$). При этом $G_p = 100 \text{ эв}/W_i$, где W_i – энергия обра-

зования носителя заряда (эв). Для подвижности μ_0 и времени жизни τ_0 квазисвободных термоловизованных носителей заряда в ПС из наших данных следует: $\mu_0\tau_0 \leq \mu_0\tau_0 = 1,3 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2/\text{с}$ (принято, что $G_p=1,0$ и $\rho=1,06 \text{ г/см}^3$).

Рост K_m в сильных ($\geq 5 \cdot 10^5 \text{ в/см}$) полях может быть связан с несколькими причинами. Во-первых, возможно, что измеряемая мгновенная компонента включает и часть задержанной, неучитываемой нами и связанной с очень мелкими ловушками (время выхода меньше или равно 5 нс, как предполагалось в работе [15]). Однако приведенное в работе значение $K_m \approx 6 \cdot 10^{-18} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{рад}^{-1} \cdot \text{с}$ почти на два порядка превышает полученное в настоящей работе. Во-вторых, наблюдаемое увеличение K_m может быть связано с возрастанием G_p в сильных электрических полях согласно выводам трековой модели радиационно-импульсной электропроводности неполярных диэлектриков при электронном или γ -облучении [16, 17]. Окончательное решение этого вопроса требует проведения дополнительных исследований.

Исследованный нами атактический ПС является аморфным полимером. По-видимому, именно этим обстоятельством (т. е. высокой концентрацией ловушек в аморфных полимерах) и объясняется относительно низкое значение K_m по сравнению с неполярными частично-кристаллическими ПТФЭ [1] или ПЭ [18]. Из литературы известно, что ПС обладает дырочной проводимостью [10, 19]. В дальнейшем изложении мы будем пренебречь участием электронов в процессе индуцированной электропроводности и все обозначения ($\mu_0\tau_0$ и т. д.) будут относиться к дыркам.

Независимость $\tau_{1/2}''$ и $\tau_{1/2}'$ от дозы излучения и их относительно невысокие значения могут быть связаны с негомогенным характером рекомбинации носителей заряда при радиационном воздействии [2]. Однако на наш взгляд, быстрый релаксационный процесс ($\tau_{1/2}''=0,2 \text{ мкс}$) наиболее естественно связать с релаксацией захваченных дырок по ловушкам, непрерывно распределенным по глубине, что уже отмечалось в работе [3]. Гиперболический спад с постоянной $\tau_{1/2}'=2 \text{ мкс}$ обусловлен, по всей вероятности, негомогенной рекомбинацией дырок с электронами в областях высокой концентрации носителей заряда. Поэтому можно ожидать некоторого замедления спада тока в достаточно сильных полях, связанного с возрастанием доли свободных носителей заряда. Оценим выход свободных зарядов. Согласно данным Хьюза [9], для поливинилкарбазола, близкого по физической структуре и свойствам к ПС, длина термоловизации дырки составляет $\sim 6,3 \text{ нм}$, а выход свободных зарядов в поле $5 \cdot 10^5 \text{ в/см}$ достигает 2,0 (полагая, что $G_0=5$). Убыль свободных зарядов определяется их средней по объему концентрацией, которая будет существенно ниже концентрации зарядов в шпорах или коротких треках. Именно этим обстоятельством и объясняется некоторое затягивание спада тока при изменении дозы излучения в ~ 20 раз (рис. 1, кривые 2, 3).

Многочисленные данные убедительно свидетельствуют о непрерывном распределении ловушек в полимерах (и в ПС в частности). Используя экспоненциальное распределение ловушек по глубине и предполагая, что $v/k_3=\text{const}$ в работе [20] показано, что зависимость γ_p от R при непрерывном облучении имеет следующий вид:

$$\gamma_p = (\eta R / k_p N_z)^\Delta \cdot (v/k_3)^{1-\Delta} \cdot \mu_0 e, \quad (5)$$

где η — удельный выход свободных зарядов на единицу поглощенной дозы ($\text{см}^{-3} \cdot \text{рад}^{-1}$), k_p — коэффициент объемной рекомбинации, N_z — полная концентрация ловушек, v — частотный фактор, k_3 — константа скорости захвата, $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ кл}$. При выводе (5) использовалось следующее выражение для времени пребывания захваченной дырки на ловушке $\tau_v = v^{-1} \cdot \exp(E/kT)$, где E — глубина ловушки.

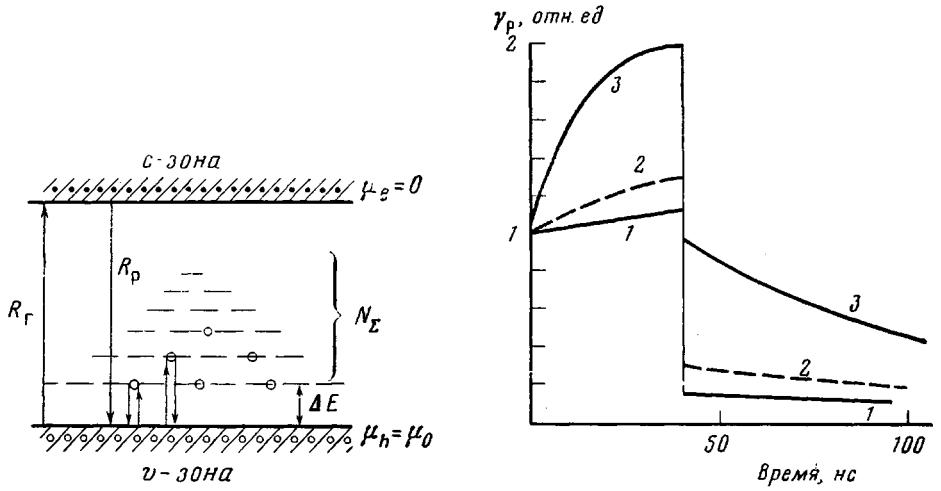


Рис. 4

Рис. 5

Рис. 4. Энергетическая схема радиационной проводимости ПС за счет носителей одного знака (дырок)

Рис. 5. Сравнение экспериментальных и расчетных кривых нарастания и спада индуцированной электропроводности в ПС: 1 – $\tau_b(E_{rp})=100$ нс; 2 – эксперимент; 3 – $\tau_b(E_{rp})=10$ нс

Известно, что для k_p в аморфных средах справедлива формула Ланжевена $k_p = (e/\epsilon\epsilon_0)\mu_0$, где ϵ – диэлектрическая проницаемость диэлектрика на средних (10^3 – 10^8 Гц) частотах, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-14}$ ф/см. Далее, $\tau_0 = (k_p N_\Sigma)^{-1}$. Окончательно K_n (см. уравнение (3)) равняется

$$K_n = (\eta \epsilon \epsilon_0)^\Delta (e \mu_0 \tau_0)^{1-\Delta} v^{1-\Delta} N_\Sigma^{1-2\Delta} \quad (6)$$

Используя уравнение (6) и ранее приведенные значения K_n , Δ , $\mu_0 \tau_0$ и $\eta = 6,24 \cdot 10^{11}$ см⁻³·рад⁻¹ (при $G_p = 1$ и $E_0 = 4 \cdot 10^5$ в/см), найдем

$$v \geq 1,2 \cdot 10^{-15} \cdot N_\Sigma^{0,86} \quad (7)$$

Для $N_\Sigma = 10^{20}$ см⁻³ $v = 2 \cdot 10^2$ с⁻¹ при 300К. Величина v обратно пропорциональна $\mu_0 \tau_0$ и очень чувствительна к изменению Δ : увеличение Δ до 0,8, привело бы к возрастанию v до $4 \cdot 10^{11}$ с⁻¹.

Термическое освобождение носителя заряда (в нашем случае дырки) может вызываться и частичным разрушением (эррозией) ловушки в результате теплового релаксационного процесса. Это приводит к существованию связи между v и временами энергетического спектра релаксации полимера при данной температуре. Поэтому интервал возможных значений v полимеров при 300К достаточно широк (10^{-2} – 10^8 с⁻¹ [21]). ПС, температура стеклования которого $T_c = 80^\circ$, находится при комнатной температуре в застеклованном состоянии, поэтому значение $v = 2 \cdot 10^2$ с⁻¹ вполне возможно. Однако в этом случае наблюдение γ_s оказалось бы чрезвычайно затрудненным при длительностях облучения 40 нс и 2 мкс ввиду ее малости. Поэтому правильнее допустить, что все-таки $v \geq 10^9$ с⁻¹ по крайней мере для группы достаточно мелких ловушек.

Физически более реальна, на наш взгляд, модель Роуза – Фаулера (с экспоненциальным распределением ловушек по глубине), в которой отсутствуют мелкие ловушки, начиная с некоторой граничной глубины E_{rp} (рис. 4). Такое предположение не означает, что не образуются дефекты структуры полимера с энергией образования $E \leq E_{rp}$. Они образуются и с большой вероятностью, но в соответствии с характером электрических сил взаимодействия подобных дефектов с носителем заряда локализация на них энергетически невозможна [22]. Таким образом, эти мелкие де-

фекты (полости) выступают в качестве дополнительных центров рассеяния. При увеличении размера полости (а следовательно, и энергии их образования) наступает такой момент, что локализация оказывается устойчивым состоянием системы дефект — носитель заряда и мы имеем дело с возникновением центров захвата. Изложенная точка зрения хорошо согласуется с существованием красной границы оптического спектра поглощения захваченного электрона в органических матрицах [23].

Нами выполнен расчет с использованием ЭВМ реакции подобной модели полимерного диэлектрика на прямоугольный импульс излучения. Решалась система уравнений, описывающая модель Роуза — Фаулера при импульсном облучении, подобная той, которая использована нами ранее в работе [24]. В качестве граничной глубины ловушки использовалось соотношение $\tau_b(E_{rp})=100 \text{ нс}$ или 10 нс при $v=10^{12} \text{ см}^{-1}$. Непрерывное распределение ловушек заменялось дискретным, состоящим из 100 уровней (энергетический интервал 0,02 эВ). Значения параметров анализируемой модели были выбраны следующими: $T_s=560\text{K}$ ($\Delta=0,65$) [20], $N_s=10^{20} \text{ см}^{-3}$, $\tau_0=10^{-12} \text{ с}$, $k_s=S_s v=10^{-8} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ ($v=10^7 \text{ см}/\text{с}$, $S_s=10^{-15} \text{ см}^2$), $k_p=10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$. Решение системы найдено для двух длительностей импульса 40 нс и 2 мкс при скорости объемной генерации $\eta R=10^{21} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ($R=1,6 \cdot 10^9 \text{ рад/с}$). Результаты расчета приведены на рис. 5. Достаточно хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных для граничной энергии, соответствующей времени выхода дырок из ловушек 100 нс, является достаточным аргументом в пользу предлагаемого варианта распределения ловушек в запрещенной зоне и полностью подтверждает возможную интерпретацию быстрой составляющей задержанной компоненты, предложенной ранее в работе [3].

Полученные результаты значительно приближают нас к решению поставленной в работах [2, 25] задачи создания теории, позволившей бы в рамках единой физической модели объяснить закономерности радиационной электропроводности при непрерывном и импульсном облучении.

В заключение авторы благодарят Г. Л. Борисенко за помощь в проведении экспериментов, а С. Э. Вайсберга и В. Т. Громова за интерес к работе и обсуждение результатов.

Научно-исследовательский
институт им. Л. Я. Карпова
Институт электрохимии
АН СССР

Поступила в редакцию
20 VII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Тютнев, В. П. Сичкарь, А. В. Ванников, Высокомолек. соед., *B20*, 210, 1978.
2. В. П. Сичкарь, А. П. Тютнев, Обзоры по отдельным производствам химич. промышленности, НИИТЭХим, 7, 3, 1976.
3. А. П. Тютнев, В. П. Сичкарь, А. В. Шеленин, А. В. Ванников, Высокомолек. соед., *A21*, 1569, 1979.
4. А. П. Тютнев, В. П. Сичкарь, А. А. Пономарев, Сб. Пробой диэлектриков и полупроводников, вып. 2, Изд-во Дагестанского гос. ун-та, 1976, стр. 91.
5. С. Э. Вайсберг, В. П. Сичкарь, В. Л. Карпов, Высокомолек. соед., *A13*, 2502, 1971.
6. А. А. Шкурпелов, А. П. Елохин, С. Н. Макеев, Атомная энергия, 44, 453, 1978.
7. F. N. Corrige, IEEE Trans. Nucl. Sci., *NS-13*, 147, 1965.
8. А. П. Тютнев, А. А. Пономарев, Н. И. Сенина, Сб. Действие радиации на изоляционные материалы, «ФАН», 1977, стр. 37.
9. R. C. Hughes, IEEE Trans. Nucl. Sci., *NS-18*, 281, 1971.
10. N. Oron, A. Weinreb, in Conduction in Low-mobility materials, ed. N. Klein, D. S. Tannhauser, London, 1971, 403.
11. Ф. Гутман, П. Лайонс, Органические полупроводники, «Наука», 1970, стр. 571.
12. U. Asaf, I. T. Steinberger, Chem. Phys. Letters, 33, 563, 1975.
13. T. J. Ahrens, F. Wooten, IEEE Trans. Nucl. Sci., *NS-23*, 1268, 1976.
14. А. П. Тютнев, Труды Всесоюзного научно-исследовательского ин-та электромеханики, т. 54, 1978, стр. 100.
15. H. E. Boesch, A. S. Hill, IEEE Trans. Nucl. Sci., *NS-16*, 124, 1969.
16. А. П. Тютнев, В. П. Сичкарь, А. В. Ванников, Высокомолек. соед., *B20*, 24, 1978.
17. А. П. Тютнев, Труды Всесоюзного научно-исслед. ин-та электромеханики, т. 54, 1978, стр. 109.

18. R. C. Weingart, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-19, 15, 1972.
 19. E. H. Martin, J. Hirsch, J. Appl. Phys., 43, 1001, 1972.
 20. С. Э. Вайсберг, В кн. Радиационная химия полимеров, под ред. В. А. Каргина, «Наука», 1973, гл. 5.
 21. M. Kryszewski, Materials Sci., 1, 1, 1975.
 22. K. Funabashi, P. J. Herley, M. Burton, J. Chem. Phys., 43, 3939, 1965.
 23. L. Kevan, Adv. Rad. Chem., 4, 181, 1974.
 24. А. П. Тютнєв, В. П. Сичкарь, Д. Д. Городский, Пласт. массы, 1975, № 4, 9.
 25. А. А. Пономарев, А. П. Тютнєв, Н. С. Костюков, Ю. С. Горбачев, Электронная техника, серия Материалы, 1975, вып. 11, стр. 81.
-

THE STUDY OF POLYSTYRENE ELECTRICAL CONDUCTIVITY AT ITS IRRADIATION

Tyutnev A. P., Shelenin A. V., Sichkar' V. P., Vannikov A. V.

Summary

The kinetics of arising and of decay of electrical conductivity induced in polystyrene at its irradiation by impulses of accelerated electrons has been studied. The behavior of the rapid and slow fractions of retarded component under variation of electrical field was studied. The effect of irradiation dose in the relaxation of electrical conductivity in high electrical fields ($\geq 5 \cdot 10^5$ v/cm) was found. The computer calculations showed that the rapid retarded component having constant of hyperbolic decay in time equal 0,2 mks, can be satisfactorily explained within the frameworks of the Rowse - Fowler's model under the condition that the sufficiently small traps (with the arising times that is less or equal 100 ns) are absent.
