

УДК 541.64:537.311

**ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ НЕПОЛЯРНЫХ ПОЛИМЕРОВ  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ**

**Тютнев А. П., Саенко В. С., Пожидаев Е. Д.**

Исследована радиационная электропроводность ПС, ПП и ПТФЭ под действием низкоэнергетических электронов с энергией 65 кэВ при комнатной температуре в условиях почти однородной по объему ионизации в вакууме  $2 \cdot 10^{-3}$  Па в широком диапазоне длительностей воздействия (2 мкс – 1 мс) и мощностей доз ( $10^4$ – $5 \cdot 10^8$  рад/с), включая непрерывное облучение. Показано, что обнаруженные закономерности при непрерывном (и длительном импульсном) облучении согласуются с модельными представлениями Роуза – Фаулера при учете зависимости выхода свободных зарядов от напряженности электрического поля согласно теории Онзагера.

В литературе отсутствуют экспериментальные данные по радиационной проводимости полимерных материалов, полученные по единой исследовательской методике в широком диапазоне длительностей воздействия (2 мкс – 1 мс, непрерывный режим) и мощностей доз ( $10^4$ – $10^8$  рад/с). Наиболее интересной для изучения нам представляется экспериментальная область, являющаяся промежуточной между импульсным (длительность облучения  $\leq 5$  мкс, мощность дозы  $\geq 10^8$  рад/с) и непрерывным ( $\leq 10^4$  рад/с) характерами облучения. В этой области наблюдается постепенный переход отклика облучаемого полимерного материала от резко нестационарного к установившемуся.

Имеющиеся в литературе сведения по этому вопросу относятся, как правило, к импульсным реакторам [1]. Сложная (отличная от прямогоугольной) форма импульса возбуждения этих установок, трудности дозиметрии смешанных потоков  $\gamma$ -нейтронного излучения и расчета поглощенной дозы значительно осложняют приведение экспериментальных данных к виду, удобному для анализа кинетики установления и спада индуцированного тока. В работах [2, 3] предложена оригинальная методика использования для этих целей электронных источников на энергию до 50 кэВ.

Возможность варьирования энергии ускоренных электронов и тока пучка в широких пределах при изменении длительности импульса излучения на несколько порядков, проведение измерений в высоком вакууме при расположении измерительной аппаратуры в непосредственной близости от облучательной установки позволяют использовать лабораторные установки с низкоэнергетическими электронами в исследовательской практике.

В настоящей работе изучены кинетические закономерности нарастания радиационной электропроводности полимеров в широком интервале параметров импульсного излучения, включая непрерывный режим облучения.

Исследовали технические пленки атактического ПС толщиной 25 мкм, ПП с содержанием изотактической части 50% толщиной 10 мкм и ПТФЭ толщиной 12 мкм. Электроды наносили термическим распылением серебра в вакууме. Контактное сопротивление напыленного слоя не превышало 10 Ом.

Основной объем исследований выполняли на лабораторной установке, созданной на базе промышленного агрегата для микросварки ЭЛА-50/5. Образцы исследуемых материалов помещали в измерительную ячейку, которая располагалась в рабочей камере ускорителя электронов. Электрическое соединение с внешней измерительной схемой осуществляли с помощью вакуумных токовводов, рассчитанных на напряжение до 5 кВ. В качестве источника высокого напряжения использовали конденсатор К73-14 емкостью 0,1 мкФ с рабочим напряжением 4 кВ, заряжаемый от внешнего источника питания. Динамический вакуум в рабочей камере составлял  $2 \cdot 10^{-3}$  Па. Энергию ускоренных электронов ступенчато изменяли в пределах от 30 до 65 кэВ.

Длительность прямоугольных импульсов излучения составляла 2 мкс – 1 мс, ток в пучке  $\leq 1$  мА. Для контроля и измерения тока пучка электронов использовали заслонку из цермаллоя, покрытую специальным люминесцирующим составом и откалиброванную по цилиндру Фарадея. Коэффициент обратного рассеяния электронов материалом заслонки оказался равным 0,3 и не зависел от энергии электронов в диапазоне 30–65 кэВ и от тока пучка в пределах  $10^{-8}$ – $10^{-3}$  А.

Для сравнения воздействия низкоэнергетических (65 кэВ) и высокоэнергетических (8 МэВ) электронных пучков на обратимое изменение проводимости указанных выше материалов проводили исследования радиационно-импульсной электропроводности одних и тех же образцов на ускорителе У-10 (энергия электронов  $\sim 8$  МэВ, длительность импульса 2 мкс, ток пучка  $\leq 1$  А) по методике, не отличающейся от изложенной ранее в работах [4, 5].

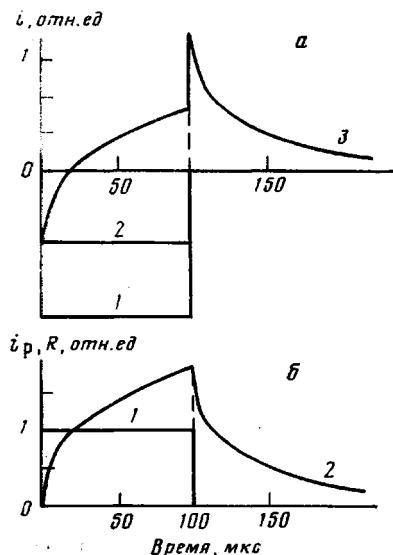


Рис. 1

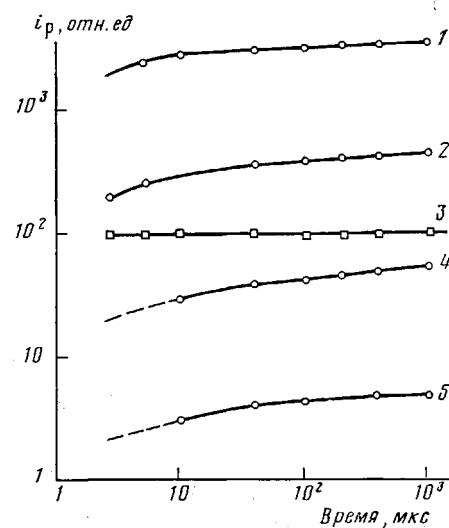


Рис. 2

Рис. 1. Радиационная электропроводность ПС при облучении импульсами низкоэнергетических электронов (энергия ускоренных электронов 65 кэВ, длительность импульса 100 мкс, постоянная измерения много меньше длительности импульса): а – типичные осциллограммы тока пучка электронов (1), радиационной наводки с образца ПС толщиной 25 мкм (2) и полезного сигнала при напряжении на образце +1000 В (3); б – рассчитанные кривые изменения мощности поглощенной дозы в полимере (1) и радиационного тока (2), полученные обработкой данных, приведенных на рис. 1, а

Рис. 2. Нарастание радиационного тока в ПС при ступенчатой ионизации в электрическом поле  $4 \cdot 10^5$  В/см. Мощность дозы, рад/с:  $10^8$  (1),  $10^7$  (2),  $10^6$  (4) и  $10^5$  (5); 3 – данные для ПП при мощности дозы  $10^7$  рад/с (не в масштабе). Участки кривых 4 и 5, показанные штриховой линией, получены линейной экстраполяцией от более высоких мощностей доз

Расчет поглощенной дозы при облучении материалов низкоэнергетическими электронами сопряжен с определенными трудностями. После прохождения образца энергия электронов может существенно измениться. Действительно, в приближении пробег – энергия конечная энергия электронов после прохождения слоя материала совпадает с энергией, при которой пробег электронов равен начальному за вычетом толщины слоя. В качестве некоторой эффективной энергии тогда можно принять среднее арифметическое значение начальной и конечной энергий. Используя значения пробегов электронов в различных полимерах, приведенные в монографии [6], найдем, что в ПС толщиной 25 мкм это значение равно  $\sim 59,2$  кэВ, для электронов с начальной энергией – 65 кэВ. Потери энергии составят соответственно

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} \Big| \approx 1,0 \cdot 10^{-7} \text{ рад} \cdot \text{см}^2, \quad E=59,2 \text{ кэВ}, \quad \text{где } \rho - \text{плотность материала (для ПС} \approx$$

$\approx 1,0 \text{ г}/\text{см}^3)$ . Аналогично найдем, что в ПП (10 мкм) и ПТФЭ (12 мкм) потери энергии равны  $1,0 \cdot 10^{-7}$  и  $0,8 \cdot 10^{-7}$  рад  $\cdot \text{см}^2$  соответственно. Отсюда получим, что при токе электронов 1 мА с энергией 65 кэВ для диаметра пучка 1,0 см мощность дозы составляет  $\sim 5 \cdot 10^{-8}$  рад/с.

Известно, что одним из основных факторов, затрудняющих интерпретацию экспериментальных зависимостей электропроводности, индуцируемой в полимерах низкоэнергетическими электронами, является резко

неоднородное распределение мощности дозы по толщине материала, приводящее к ярко выраженным поляризационным явлениям [2, 7–9]. Падающие электроны с энергией 65 кэВ имеют пробег, превышающий толщину облучаемых материалов в 3–5 раз. Следовательно, можно было ожидать умеренной поляризации образцов в электрическом поле. Однако оказалось, что поляризация образца практически отсутствует даже при наборе дозы  $\sim 10^6$  рад, поэтому в нашем случае полностью отпада необходиимость проведения деполяризации после каждого измерения (методи-

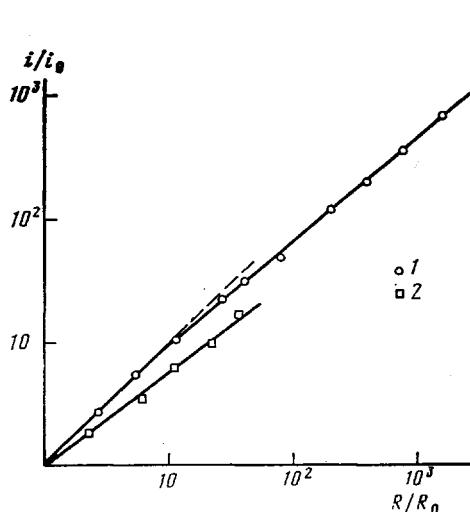


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость радиационной электропроводности ПС от мощности поглощенной дозы: 1 – экспериментальные данные для длительности импульса излучения 100 мкс, снятые в электрическом поле  $4 \cdot 10^5$  В/см. На участке  $R/R_0 < 10$   $\Delta \approx 1,0$ , при  $R/R_0 > 10$   $\Delta = 0,8$  ( $\pm 0,02$ ); 2 – непрерывное облучение (электрическое поле то же самое),  $\Delta = 0,76 \pm 0,02$ ,  $R_0 = 10^4$  рад/с.

Рис. 4. Экспериментально наблюденный переходной ток ПТФЭ в случае ступенчатой генерации ( $E_0 = 8 \cdot 10^5$  В/см,  $K_{p0} = 6,0 \cdot 10^{-18}$  Ом $^{-1}$  см $^{-1}$  рад $^{-1}$  с,  $R_0 \tau_u \leq 10^3$  рад, температура комнатная).  $\tau_u = 2$  (1), 10 (2),  $10^2$  (3) и  $10^3$  мкс (4). Отношение радиационной электропроводности к величине задержанной компоненты в момент окончания облучения  $\alpha$  составляет для этих длительностей  $\sim 90$ , 10, 4 и 2 соответственно

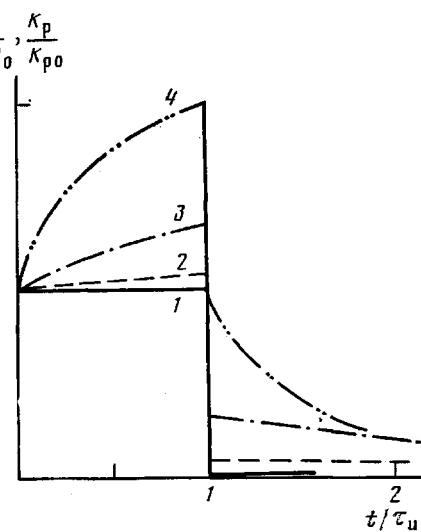


Рис. 4

ческие особенности выполнения этой процедуры и лежащие в ее основе физические представления рассмотрены в работе [7]).

Вместе с тем при понижении энергии электронов до 30 кэВ (пробег в ПС  $\sim 17,6$  мкм [6]) появляется сильная поляризация, уменьшающая полезный сигнал за несколько импульсов излучения практически до нуля; образец при этом оказывался полностью поляризованным. Таким образом, при соответствующем выборе энергии падающих электронов и толщины исследуемого полимера установки с низкоэнергетическими электронами являются удобным инструментом изучения механизмов генерации, миграции и рекомбинации избыточных носителей заряда в полимерных материалах.

Процесс установления индуцированной проводимости в исследованных полимерах является монотонно нарастающим во всем экспериментально доступном интервале значений длительностей излучения  $\tau_u$  и мощностей доз  $R$  (рис. 1). С целью проверки достоверности сообщаемых в работе [10] результатов, согласно которым в ПС наблюдается знакопеременный сигнал радиационной электропроводности при длительности  $\gamma$ -нейтронного импульса  $\sim 100$  мкс и мощности дозы  $10^6$ – $10^7$  рад/с, нами была исследована эта область излучения. Знакопеременный сигнал не наблюдался. По всей вероятности, указанный эффект является следствием применения в работе [10] притертых на вазелине электродов и проведения испытаний на воздухе. В работе [11] показано, что последнее обстоятельство имеет решающее значение.

При увеличении длительности воздействия излучения (мощность дозы и электрическое поле фиксированы) наблюдается приближение нестационарной проводимости к ее установившемуся значению, причем для больших интенсивностей ( $\sim 10^8$  рад/с) этот переход к установившемуся значению завершается уже в течение импульса длительностью 1 мс (рис. 2, кризая 1).

При непрерывном облучении зависимость  $\gamma_p$  от  $R$  является степенной  $\gamma_p = K_p R^\Delta$ , где  $K_p$  и  $\Delta$  – некоторые постоянные, характерные для материала. Для ПС  $K_p = (1,8 \pm 0,5) \cdot 10^{-18} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1} (\text{рад}^{-1} \cdot \text{с})$  и  $\Delta = 0,76 \pm 0,03$ . Сокращение времени облучения приводит к увеличению  $\Delta$  (рис. 3). Например, при  $\tau_i = 1$  мс  $\Delta = 0,8$ , при  $\tau_i = 100$  мкс  $\Delta = 0,86$ , а для  $\tau_i = 10$  мкс  $\Delta = 1,0$ . При малых мощностях доз ( $\leq 10^5$  рад/с) эта зависимость приближается к линейной даже при  $\tau_i = 1$  мс. Отмеченные выше закономерности хорошо согласуются с существующими теоретическими представлениями в этой области [12].

Иной характер поведения радиационной электропроводности наблюдается в ПТФЭ (рис. 4) и ПП. Проводимость этих полимеров с точностью до  $\sim 0,2$  мкс повторяет временный ход импульса излучения (ср. с рис. 1), не зависит от длительности импульса при  $\tau_i \leq 10,0$  мкс (для ПП даже до  $\tau_i \approx 1$  мс), а зависимость  $\gamma_p$  от  $R$  линейна ( $R \leq 5 \cdot 10^8$  рад/с). При длительности воздействия 1 мс отклики проводимости в ПТФЭ все еще отличен от такового в ПС при  $\tau_i = 2$  мкс. Рост индуцированной электропроводности ПП при переходе к непрерывному режиму облучения практически отсутствует. Для него характерна линейная зависимость  $\gamma_p$  от  $R$  даже при непрерывном облучении ( $K_p = 1,0 \pm 0,2 \cdot 10^{-18} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{рад}^{-1} \cdot \text{с}$ ,  $\Delta = 1,0$ ). Такое поведение свойственно неорганическим диэлектрикам, в частности керамикам [13].

Следует иметь в виду, что показанная на рис. 4 «мгновенная» компонента в действительности состоит из нескольких составляющих – истинной мгновенной и двух быстрых (экспоненциальной и гиперболической) со временами полуспада порядка десятков наносекунд [14]. В соответствии с характером нарастания задержанной компоненты в условиях негомогенной рекомбинации избыточных носителей заряда ( $\gamma_p \propto \ln \left( 1 + \frac{\tau_i}{\tau_{tp}} \right)$ ),

где  $\tau_{tp}$  – некоторая константа (20–30 мкс в ПТФЭ [15]), предсказываемое теорией снижение параметра  $\alpha$  (рис. 4), согласно выражению

$$\alpha = 1 + \frac{\text{const}}{\ln \left( 1 + \frac{\tau_i}{\tau_{tp}} \right)}$$

хорошо выполняется в ПТФЭ при дозах за импульс

$\leq 10^4$  рад, если положить  $\text{const} = 9$  и  $\tau_{tp} = 20$  мкс. Полученные данные находятся в полном согласии с результатами работы [15].

Определенные на линейном участке зависимости  $\gamma_p = K_p R$  значения параметра  $K_p$  при импульсном воздействии составили (в единицах  $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{рад}^{-1} \cdot \text{с}$ )  $1,7 \cdot 10^{-18}$  (ПС,  $\tau_i = 2$  мкс,  $E_0 = 8 \cdot 10^5$  В/см),  $7,0 \cdot 10^{-18}$  (ПТФЭ,  $\tau_i \leq 100$  мкс,  $E_0 = 4 \cdot 10^5$  В/см доза  $\leq 3 \cdot 10^5$  рад) и  $1,2 \cdot 10^{-18}$  (ПП,  $\tau_i \leq 1$  мс,  $E_0 \leq 10^6$  В/см). При испытаниях на электронном ускорителе У-10 ( $\tau_i = 2$  мкс,  $R \approx 10^{10}$  рад/с) получены в несколько раз ( $\sim 2$ – $3$ ) более низкие значения  $K_p$  (см. также работу [16]). Отмеченное расхождение данных, возможно, связано с различным давлением остаточных газов в измерительной ячейке.

Остановимся несколько более подробно на вольт-амперной характеристике радиационного тока ПС (рис. 5). Как при импульсном, так и при непрерывном облучениях зависимость тока от напряженности электрического поля в интервале значений  $(2\text{--}8) \cdot 10^5$  В/см имеет степенной характер:  $i_p \propto E_0^\delta$  ( $\gamma_p \propto E_0^{\delta-1}$ ), где показатель степени  $\delta > 1$ . При укорочении времени воздействия  $\delta$  возрастает. Так, при непрерывном облучении  $\delta = 1,4$ , при  $\tau_i = 1$  мс  $\delta = 1,5$ , а для коротких импульсов длительностью 2–5 мкс  $\delta = 1,8$  ( $R = 10^7$  и  $10^{10}$  рад/с), что аналогично результатам работы [16].

При длительном воздействии ( $\tau_a=1$  мс, непрерывное облучение), следуя работе [17], можно предположить, что за наблюдаемую сверхлинейность радиационного тока ответственна только полевая зависимость выхода свободных зарядов, образующихся при термическом разделении изолированных ионных пар согласно теории Онзагера (т. е. зависимость от  $E_0$  сомножителя  $G$  в формуле (1) работы [17]). Используя общее выражение для решения Онзагера, описывающего вероятность разделения ионных пар во внешнем электрическом поле  $E_0$ , если в начальный момент времени

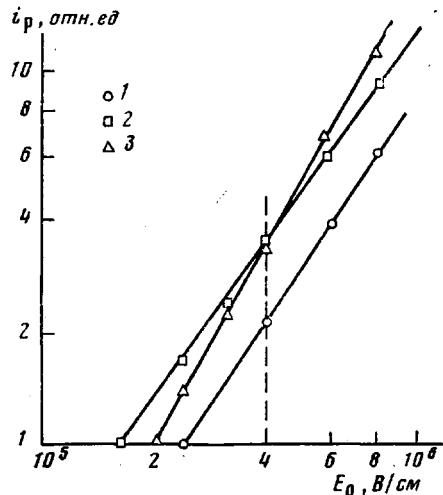


Рис. 5

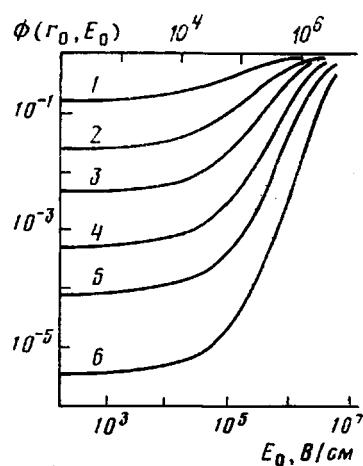


Рис. 6

Рис. 5. Зависимость радиационной электропроводности ПС от электрического поля: 1 —  $R=10^5$  рад/с,  $\tau_a=1,3$  мс ( $\delta=1,5\pm 0,05$ ); 2 — непрерывное облучение,  $R=3 \cdot 10^4$  рад/с ( $\delta=1,4\pm 0,05$ ); 3 —  $R=10^7$  рад/с,  $\tau_a=5$  мкс (вакуум  $2 \cdot 10^{-3}$  Па)  $R=10^{10}$  рад/с,  $\tau_a=2$  мкс (вакуум 1 Па)

Рис. 6. Вероятность разделения зарядов ионной пары с начальным расстоянием  $r_0$  между ними. Верхняя шкала относится к ПС, нижняя — к ПТФЭ (ПП).  $r_0$  составляет 11,5 (1), 5,7 (2), 4,0 (3), 2,9 (4), 2,3 (5) и 1,7 нм (6) для ПС и 15,0 (1), 7,5 (2), 5,2 (3), 3,8 (4), 3,0 (5) и 2,2 нм (6) для ПТФЭ (ПП). Температура комнатная

заряды в парах удалены на расстояние  $r_0$  друг от друга (см., например, работу [18]), можно показать, что

$$\Phi(r_0, E_0) = \Phi' \left( \frac{\epsilon}{\epsilon'}, r_0, \frac{\epsilon'}{\epsilon} E_0 \right)$$

где  $\Phi$  и  $\Phi'$  — вероятности разделения в двух средах с диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon$  и  $\epsilon'$  соответственно. Тогда в соответствии с результатами численного расчета величины  $\Phi$  [18] для модельного диэлектрика с  $\epsilon=3,0$  при  $T=296$  К, можно построить серию кривых  $\Phi'(r_0, E_0)$  для ПТФЭ и ПП ( $\epsilon'=2,0$ ) и ПС ( $\epsilon'=2,6$ ) (рис. 6).

Из рис. 5 видно, что зависимость  $\lg i_p=f(\lg E_0)$  линейна в интервале значений  $E_0$   $2 \cdot 10^5$ — $8 \cdot 10^5$  В/см. Согласно теории Роуза — Фаулера [17],  $\lg i_p=\text{const}+\lg \Phi(E_0)$ . В таком случае в этом интервале значений электрического поля зависимость  $\lg \Phi(E_0)=f(\lg E_0)$  также должна быть линейной с тем же самым коэффициентом наклона  $\frac{\delta-1}{\Delta}$  (для ПС=0,53). Это зна-

чение наклона соответствует  $r_0 \approx 6,0$  нм (рис. 6), что находится в хорошем согласии с результатами Хьюза, определившим  $r_0=6,3$  нм для аналогичного ПС полимера поливинилкарбазола [19]. По-видимому, высказанные выше соображения сохраняют силу и для достаточно длинных импульсов излучения, когда система уже приближается к своему стационарному состоянию (для ПС при  $\tau_a=1$  мс и  $R \geq 10^7$  рад/с, когда  $\Delta=0,8$ ).

Интерпретация нелинейного характера вольт-амперной характеристики радиационного тока, при коротком импульсном облучении ( $\tau_a \leq 10$  мкс)

требует иного подхода. Действительно, сильная нелинейность электропроводности ПС в процессе облучения, не изменяющая, однако, характера ее релаксации после окончания облучения (времена полуспада  $\tau_{1/2}'$  и  $\tau_{1/2}''$  не зависят от поля при  $E_0 \leq 10^6$  В/см [20]), и линейная вольт-амперная характеристика радиационного тока мгновенной компоненты не могут быть успешно объяснены влиянием поля на выход свободных зарядов. Согласно современным представлениям, при коротких временах воздействия вклад в радиационно-импульсную электропроводность дают не только свободные, но и связанные заряды изолированных ионных пар, шпор и коротких цилиндрических треков [21]. Именно этим фактом и обусловлено линейное поведение мгновенной компоненты радиационного тока при  $E_0 \leq 5 \cdot 10^5$  В/см. Остается предположить, что за нелинейную вольт-амперную характеристику суммарного радиационного тока ответственно возмущающее влияние поля на динамику движения захваченных электронов, формирующих задержанную компоненту.

Один из возможных механизмов подобного влияния — эффект Пуля — Френкеля для положительно заряженных ловушек в незаполненном (пустом) состоянии [22, 23]. Именно этот механизм предложено использовать для объяснения нелинейных свойств поливинилкарбазола при фотовозбуждении [23]. В нашем случае он должен быть отвергнут по двум соображениям. Во-первых, ни качественно ни количественно этот механизм не согласуется со степенным характером зависимости  $i_p \propto E_0^\delta$  [17]. Во-вторых, уменьшая глубину ловушек в электрическом поле, эффект Пуля — Френкеля сокращает время пребывания электрона на ловушке до его термического освобождения в зону проводимости (перехода в проводящее состояние). А это должно приводить в свою очередь к сокращению времени полуспада  $\tau_{1/2}'$  за счет перехода электронов с мелких на более глубокие ловушки, чего в действительности не наблюдается.

Последний аргумент позволяет исключить из рассмотрения те механизмы полевого влияния, которые так или иначе сводятся к уменьшению термической глубины ловушки. Перспективным в этом смысле является только прыжковый характер движения электронов по системе нейтральных ловушек без выхода в зону проводимости [24]. Влияние электрического поля на электрон, совершающий туннельный переход от одного центра локализации к другому (включая и термически активированные перескоки), сводится прежде всего к изменению частоты его перескоков, не оказывая никакого воздействия на термическую глубину ловушек, лежащих в узкой полосе глубин залегания в запрещенной зоне диэлектрика [25]. Однако этот вопрос требует дальнейшей теоретической проработки.

Известно, что при изучении механизма темновой проводимости диэлектриков чрезвычайно полезными оказались измерения на переменном токе [22, 24]. В связи с этим выполнены исследования радиационной электропроводности ПС и ПТФЭ на частотах  $10^4$ — $10^5$  Гц с регистрацией реактивной составляющей индуцированного тока. Для повышения чувствительности измерительной схемы использовался осциллограф С1-15 с дифференциальным входом, позволивший осуществить компенсацию исходного высокочастотного сигнала в 60 раз. В результате удалось понизить нижнюю границу регистрируемого изменения величины  $\Delta C/C_0$  для

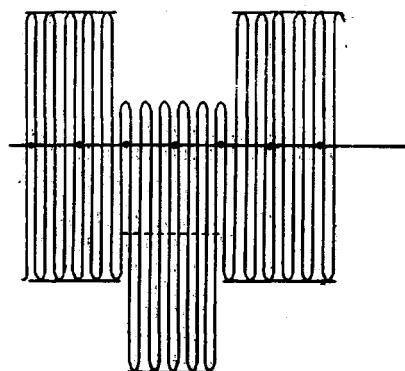


Рис. 7. Типичная осциллограмма реактивного тока ПС или ПТФЭ при воздействии импульса электронов. Расстояние между метками по оси абсцисс 0,5 мс, длительность импульса излучения 1 мс, мощность дозы  $5 \cdot 10^8$  рад/с (для ПС). Частота синусоидального напряжения  $0,5 \cdot 10^4$  Гц

ПС до  $\sim 2\%$  при диаметре пучка 10 мм (диаметр измерительного электрода 30 мм), когда мощность дозы достигала  $5 \cdot 10^8$  рад/с, и до 1% для ПТФЭ (диаметр пучка 20 мм, мощность дозы  $1,5 \cdot 10^8$  рад/с). Эффект влияния импульса излучения длительностью 1 мс на реактивную электропроводность этих полимеров отсутствовал (рис. 7). В работе [26] обнаружено заметное обратимое изменение величины  $\Delta C/C_0$  на частоте  $10^5$  Гц, достигающее  $\sim 20\%$  в максимуме импульса  $\gamma$ -нейтронного излучения длительностью  $\sim 3$  мс с мощностью дозы  $\sim 4 \cdot 10^8$  рад/с. Расхождение данных связано, по всей видимости, с влиянием кислорода воздуха в последнем случае, так как испытания в работе [26] проводили на воздухе. Подтверждением сказанному служат результаты работы [27], где показано, что обратимое изменение величины  $\Delta C/C_0$  неполярных полимеров определяется в первую очередь присутствием в образце растворенного кислорода: при проведении облучения в вакууме обратимое изменение емкости образца практически отсутствует. По-видимому, обратимое изменение диэлектрической проницаемости неполярных полимеров как при импульсном, так и при непрерывном облучениях связано с образованием и релаксацией нестойких кислородсодержащих групп [27].

В заключение авторы выражают признательность В. П. Сичкару и В. К. Матвееву за помощь в приготовлении образцов и за обсуждение полученных результатов, а также И. А. Комарову за помощь в проведении экспериментов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Горячева Г. А., Шапкин А. А., Ширшев Л. Г. Действие проникающей радиации на радиодетали. М.: Атомиздат, 1971, 119 с.
2. Hirsch J., Martin E. H. J. Appl. Phys., 1972, v. 43, № 3, p. 1008.
3. Gross B., Sesler G. M., West J. E. J. Appl. Phys., 1974, v. 45, № 7, p. 2841.
4. Тютнев А. П., Сичкарь В. П., Пономарев А. А. В кн.: Пробой диэлектриков и полупроводников. Махачкала: ДаГГУ, 1976, вып. 2, с. 91.
5. Тютнев А. П., Сичкарь В. П., Шеленин А. В., Ванников А. В. Высокомолек. соед. А, 1979, т. 21, № 7, с. 1569.
6. Махлис Х. А. Радиационная физика и химия полимеров. М.: Атомиздат, 1972. 326 с.
7. Франкевич Е. Л., Балабанов Е. И. Физика твердого тела, 1965, т. 7, вып. 6, с. 1667.
8. Ansbacher F., Ehrenberg W. Proc. Phys. Soc. A, 1951, v. 64, № 376, p. 362.
9. Ehrenberg W., Ghosh B. J. Phys. C, 1969, v. 2, p. 152.
10. Шкурпелов А. А., Елохин Е. П., Макеев С. Н. Атомная энергия, 1978, т. 44, вып. 5, с. 453.
11. Fitzwilson R. L., Bernstein M. J., Alston T. E. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1974, v. NS-21, № 6, p. 276.
12. Вайсберг С. Э. В кн.: Радиационная химия полимеров/Под ред. Каргина В. А. М.: Наука, 1973, с. 376.
13. Пономарев А. А., Тютнев А. П., Костюков Н. С., Горбачев Ю. С. Электронная техника. Серия Материалы, 1975, вып. 11, с. 81.
14. Тютнев А. П., Борисенко Г. Л., Ванников А. В. Химия высоких энергий, 1982, (в печати).
15. Тютнев А. П., Сичкарь В. П., Ванников А. В. Высокомолек. соед. Б, 1978, т. 20, № 3, с. 210.
16. Тютнев А. П., Сичкарь В. П., Шеленин А. В., Ванников А. В. Высокомолек. соед. А, 1980, т. 22, № 10, с. 2337.
17. Сичкарь В. П., Тютнев А. П., Вайсберг С. Э. Высокомолек. соед. Б, 1975, т. 17, № 10, с. 767.
18. Melz P. J. Chem. Phys., 1972, v. 57, № 4, p. 1694.
19. Hughes R. C. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1971, v. NS-18, № 6, p. 218.
20. Тютнев А. П., Шеленин А. В., Сичкарь В. П., Ванников А. В. Высокомолек. соед. А, 1980, т. 22, № 8, с. 1857.
21. Тютнев А. П., Сичкарь В. П., Ванников А. В. Успехи химии, 1981, т. 50, вып. 6, с. 977.
22. Мильс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М.: Мир, 1977, с. 562.
23. Hirsch J. J. Phys. C, 1979, v. 12, p. 321.
24. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1974, с. 472.
25. Hill R. M. Phil. Mag., 1971, v. 23, p. 1307.
26. Зубов В. В., Зысин Ю. А., Тугуров Ю. Ф., Хохряков В. Ф. Высокомолек. соед. А, 1972, т. 14, № 12, с. 2634.
27. Сурин В. А., Матвеев В. К., Вайсберг С. Э. В кн.: Влияние ионизирующего излучения на диэлектрические материалы, включая полимеры. Душанбе: Дониш, 1979, с. 128.

ELECTRICAL CONDUCTIVITY OF NON-POLAR POLYMERS UNDER  
THE ACTION OF LOW-ENERGY ELECTRONS

*Tyutnev A. P., Saenko V. S., Pozhidaev Ye. D.*

Summary

The radiation-induced conductivity of PS, PP, PTFE under the action of low-energy electrons with 65 keV energy has been studied at room temperature in conditions of almost homogeneous volume ionization in vacuum  $2 \cdot 10^{-3}$  Pa in the wide range of durations of the action (2 mcs-1 ms) and doses power ( $10^4$ - $5 \cdot 10^8$  rad/s) including the continuous irradiation. It is shown that for continuous (or long pulse) irradiation the found regularities are in agreement with model concepts of Rose-Fowler taking into account the dependence of free charges yield on the electric intensity according the Onsager theory.

---