

## Отрицательный объемный заряд и напряженность электрического поля в полимерных диэлектриках при низких температурах

© В.А. Закревский, Н.Т. Сударь

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 13 ноября 1997 г.)

Обсуждается влияние отрицательного объемного заряда (ООЗ) на стационарное и нестационарное распределения поля в полимерном диэлектрике. Накопление ООЗ происходит за счет инжекции электронов с микровыступов на катоде. Микровыступ моделируется сферическим конденсатором, в котором электрод меньшего радиуса — катод. При расчетах учитывается, что распределение ООЗ зависит от скорости захвата и освобождения электронов из ловушек, а энергия активации этого процесса зависит от напряженности электрического поля. Предполагается экспоненциальное распределение ловушек по энергиям. Показано, что заметные электрические перенапряжения вблизи микроострий на катоде возникают лишь в начальный момент времени после включения напряжения. В течение  $10^{-6}$ – $10^{-5}$  с коэффициент электрических перенапряжений снижается до нескольких единиц и становится близким к своему стационарному значению. Область локализации заметных электрических перенапряжений порядка размеров микроострия.

Изучению процессов накопления объемных зарядов в полимерных диэлектриках и распределения в них электрических полей всегда уделялось большое внимание. Это связано с тем, что именно напряженность поля определяет скорость электрического разрушения полимеров, а места локализации электрических перенапряжений определяют области, в которых процессы разрушения протекают наиболее интенсивно.

В сильных электрических полях отрицательный объемный заряд (ООЗ) в полимерах накапливается за счет полевой эмиссии электронов из катода. Туннелирование электронов происходит не со всей поверхности электрода, а лишь с отдельных расположенных на нем микроострий, на которых величина напряженности электрического поля превосходит среднее значение. Инжектированные электроны, захватываясь на ловушки, формируют ООЗ. Можно полагать, что наиболее явно влияние ООЗ будет проявляться при пониженных температурах, когда опустошение ловушек заторможено. Отличительной особенностью полимерных диэлектриков является высокая концентрация в них нейтральных ловушек. Доминирующим типом ловушек в полимерах являются межмолекулярные полости, которые относятся к ловушкам структурного типа [1]. Достаточно условно эти ловушки подразделяются на глубокие и мелкие. Полагают, что при комнатной температуре к глубоким можно отнести ловушки глубиной более 0.5 eV, поскольку на них в основном и накапливается ООЗ. Концентрация глубоких ловушек оценивается в  $10^{18}$  см<sup>-3</sup> [2].

Имеющиеся в литературе расчеты распределения полей и зарядов в полимерах проводились на упрощенных моделях полимерных диэлектриков, а именно либо существование ловушек в них учитывалось введением дрейфовой подвижности [3], либо предполагалось, что существуют только моноэнергетические ловушки [4]. Однако в реальных полимерах существует распределе-

ние ловушек по глубине. Именно это обстоятельство и учитывалось нами в данной работе.

Полагают, что для полимерных диэлектриков характерно экспоненциальное распределение ловушек по глубине [5]

$$M(U) = n(kT_0)^{-1} \exp[-U/(kT_0)]. \quad (1)$$

Здесь  $M(U)$  — плотность распределения ловушек по энергиям,  $n$  — полная концентрация ловушек ( $n \approx 10^{20}$  см<sup>-3</sup>),  $U$  — глубина ловушек,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T_0$  — параметр распределения в единицах температуры. Значение параметра  $T_0$  определяется из соотношения

$$n_1 \approx n(kT_0)^{-1} \int_{U_1}^{\infty} \exp[-U/(kT_0)] dU,$$

где  $n_1$  — концентрация глубоких ловушек при комнатной температуре,  $U_1 = 0.5$  eV. Получено  $T_0 \approx 1000$  К.

При низких температурах молекулярное движение в полимерах заторможено, и освобождение электронов возможно только вследствие термоактивированного выброса электрона из ловушки с преодолением барьера, равного ее термической глубине [4]. Принимая форму ловушки прямоугольной, частоту освобождения электрона из нее  $P(U, E)$  можно представить в виде

$$P(U, E) = \nu_0 \exp[-(U - eaE)/(kT)], \quad (2)$$

где  $\nu_0 \approx 10^{13}$  с<sup>-1</sup>,  $e$  — заряд электрона,  $a$  — полуширина ловушки ( $a = 2 \cdot 10^{-8}$  см),  $E$  — локальная напряженность поля, являющаяся функцией времени и координат,  $T$  — температура. Покинувшие ловушку электроны перемещаются в межмолекулярном пространстве полимера со скоростью, определяемой микроскопической подвижностью  $\mu_0$ . Ее значение оценивается величиной, примерно равной  $1$  см<sup>2</sup>/(V · s) [2].

В соответствии с вышеизложенным кинетика захвата и освобождения электронов из ловушек глубиной  $U$  будет определяться соотношением

$$d[n_{tr}^u(t, r)]/dt = \nu\sigma[M(U) - n_{tr}^u(t, r)] \times n_0(t, r) - n_{tr}^u(t, r)P(U, E), \quad (3)$$

где  $n_{tr}^u(t, r)$  и  $n_0(t, r)$  — зависящие от времени и координат плотность распределения занятых электронами ловушек по энергиям и концентрация квазисвободных электронов соответственно,  $\nu$  — скорость электронов,  $\sigma$  — сечение захвата электрона структурной ловушкой ( $\sigma \approx 10^{-15} \text{ cm}^2$ ).

Удобной моделью неоднородного поля, связанного с микровыступом, является поле в сферическом конденсаторе. При  $r_0 \ll R$  ( $r_0$  — радиус электрода меньшего диаметра, являющегося катодом,  $R$  — радиус анода) эмиссия со сферического катода удовлетворительно аппроксимирует инжекцию с точечного контакта [6]. Необходимо отметить, что модель сферического конденсатора, по видимому, согласуется с реальными условиями лишь на расстояниях, при которых  $E(r) \geq E_{mid}$ , если под  $E_{mid}$  понимать напряженность поля в образце плоской геометрии толщиной  $d = R - r_0$ .

Система уравнений, описывающая распределение полей и зарядов, наряду с уравнением (3) включает в себя уравнение Пуассона и непрерывности, которые в сферической системе координат могут быть представлены в виде

$$d[r^2 E(t, r)]/dr = -e(\varepsilon\varepsilon_0)^{-1}[n_{tr}(t, r) + n_0(t, r)], \quad (4)$$

$$d[r^2 I(t, r)]/dt = ed\{[n_{tr}(t, r) + n_0(t, r)]\}/dt, \quad (5)$$

где  $n_{tr}(t, r)$  — полная концентрация электронов на ловушках,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость полимерного диэлектрика,  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая постоянная,  $I(t, r)$  — плотность тока проводимости, равная  $I(t, r) = e\mu_0 n_0(t, r)E(t, r)$ , поскольку в сильных электрических полях диффузионную составляющую тока можно не учитывать. В эту же систему уравнений следует включить уравнение, определяющее плотность тока автоэлектронной эмиссии  $I_c$ . Плотность эмиссионного тока определяется уравнением типа Фаулера–Нортгейма [7]. В соответствии с [8,9] оно может быть представлено в виде

$$I_c = 1.55 \cdot 10^{-10} E_c^2 W^{-1} \exp[-6.86 \cdot 10^9 W^{3/2} s(y)/E_c], \quad (6)$$

где  $I_c$  выражено в  $\text{A/m}^2$ ,  $E_c$  — напряженность поля у катода (в  $\text{V/m}$ ),  $s(y)$  — функция, учитывающая влияние сил зеркального изображения на высоту потенциального барьера,  $W$  — высота барьера на границе металл–полимер, сквозь который туннелируют электроны, оцениваемая примерно в  $3.5 \text{ eV}$  [4].

1) **С т а ц и о н а р н ы й с л у ч а й.** При  $d[n_{tr}^u(t, r)]/dt = 0$  имеем

$$n_{tr}^u(r) = \nu\sigma M(U)/[\nu\sigma n_0(r) + P(U, E)]. \quad (7)$$

Для вычисления полной концентрации электронов на ловушках выражение (7) необходимо проинтегрировать по энергии. Введя новую переменную интегрирования  $x = \exp[-U/(kT_0)]$ , получим

$$n_{tr}(r) \approx \nu\sigma\nu_0^{-1}n_0(r)n \int_0^1 dx/[\nu\sigma n_0(r) + x^p], \quad (8)$$

где  $p = T_0/T$ . Поскольку для низких температур  $p \gg 1$ , а концентрация квазисвободных электронов невелика,  $[\nu\sigma\nu_0^{-1}n_0(r)]^{1/p} \ll 1$  и интеграл в выражении (8) может быть сведен к табличному ([10], формула 856.05). Тогда

$$n_{tr}(r) \approx n \{ \nu\sigma\nu_0^{-1}n_0(r) \exp[-(eaE)/(kT)] \}^{1/p}. \quad (9)$$

Из уравнения (5) при стационарном распределении полей и зарядов следует

$$n_0(r) = I_c r_0^2 / [e\mu_0 r^2 E(r)]. \quad (10)$$

Совместное решение уравнений (4), (9) и (10) дает возможность рассчитать  $E(r)$  и  $n_{tr}(r)$  в рассматриваемой модельной системе. Граничным условием является условие  $E(r_0) = E_c$ . Задав величину приложенного к образцу напряжения  $V$  и варьируя  $E_c$ , можно подобрать функцию  $E(r)$ , удовлетворяющую условию  $\int_{r_0}^R E(r)dr = -V$ , которая и будет искомым распределением поля.

2) **Н е с т а ц и о н а р н ы й с л у ч а й.** Динамика накопления ООЗ анализировалась для данной модели при подаче на образец ступени напряжения. Предполагалось, что исходно заряд в образце отсутствовал и распределение поля в нем определялось геометрией электродов. После включения напряжения возникла инжекция электронов и ООЗ накапливался на ловушках. Он влиял на распределение поля в образце и ограничивал ток инжекции.

Алгоритм решения этой задачи был следующим. Выбиралось некоторое время дискретизации  $\Delta t$ , в течение которого распределение поля и зарядов во всем межэлектродном пространстве считалось неизменным. Расстояние между большой и малой сферами разбивалось на  $N$  участков, равных  $\Delta r = (R - r_0)/N$ , причем  $\Delta r \ll r_0$ . Каждому участку соответствовал шаровой слой объемом  $V_i$ , в котором напряженность поля считалась постоянной и изменялась скачком при переходе от одного слоя к другому. Принималось, что к моменту времени  $t_j$  в образце установилось такое распределение поля, что в каждом  $i$ -м слое напряженность поля равна  $E_{i,j}$  (здесь и далее первый индекс  $i$  соответствует номеру слоя, а второй  $j$  — временному интервалу). Оно было рассчитано на основании данных о распределении концентрации электронов на ловушках по шаровым слоям  $n_{tr}^{i,(j-1)}$ , полученном на предыдущем временном интервале. За время  $\Delta t$  в образец инжектировался заряд, равный  $\Delta Q = 4\pi r_0^2 I_c(t_j)\Delta t$ . Плотность

автоэлектронного тока рассчитывалась по формуле (6), в которой полагалось  $E_c = E(r_0, t_j)$ . Инжектированные электроны рассматривались как квазисвободные. Перемещаясь от анода к катоду, они могли захватываться на ловушки. Предполагалось, что электроны захватываются только теми ловушками, время удержания на которых превышает  $\Delta t$ . Минимальная глубина "действующих" ловушек, для которых это условие выполняется, с учетом уравнения (2) выражается как

$$U_{\min}^{i,j} = eaE_{i,j} + kT \ln(\nu_0 \Delta t). \quad (11)$$

Поскольку в каждом слое величины  $E_{i,j}$  различны, различны и концентрации "действующих" ловушек  $n_a^{i,(j-1)}$ . Значение  $n_a^{i,j}$  можно рассчитать путем интегрирования по энергии выражения (1) в пределах от  $U_{\min}^{i,j}$  до бесконечности. Получено, что  $n_a^{i,j} = n \exp[-U_{\min}^{i,j}/(kT_0)]$ .

Допустим, что из слоя  $i - 1$  в слой  $i$  переместилось  $N_0^{(i-1),j}$  квазисвободных электронов. Если концентрация "действующих" ловушек  $n_a^{i,j}$  окажется больше концентрации электронов на ловушках  $n_{tr}^{i,(j-1)}$ , то часть переместившихся электронов захватится на эти ловушки. Число электронов, захваченное на ловушки в  $i$ -м слое в момент времени  $t_j$ , определялось как

$$\Delta N_{tr}^{i,j} = \left\{ 1 - \exp \left[ -\sigma \Delta r (n_a^{i,j} - n_{tr}^{i,(j-1)}) \right] \right\} N_0^{(i-1),j}. \quad (12)$$

Захват части электронов приведет к увеличению их концентрации на ловушках до значения  $n_{tr}^{i,j} = n_{tr}^{i,(j-1)} + \Delta N_{tr}^{i,j}/V_i$ , а число электронов, способных переместиться в слой  $i + 1$ , уменьшится на величину  $\Delta N_{tr}^{i,j}$ .

Если концентрация "действующих" ловушек в момент времени  $t_j$  оказывалась меньше, чем концентрация электронов, накопившихся на "действующих" ловушках в момент времени  $t_{j-1}$ , т.е.  $n_a^{i,j} < n_{tr}^{i,(j-1)}$ , то полагалось, что часть электронов покинет ловушки и реализуется условие  $n_{tr}^{i,j} = n_a^{i,j}$ . Уменьшение числа "действующих" ловушек означает увеличение числа свободных электронов, способных переместиться в следующий слой. Полное число электронов, перемещающихся в слой  $i + 1$ , определялось в этом случае как  $N_0^{(i+1),j} = N_0^{(i-1),j} + [n_{tr}^{i,(j-1)} - n_{tr}^{i,j}]V_i$ .

Далее по аналогичной схеме приступали к расчету концентрации электронов в слое  $i + 1$  в момент времени  $t_j$  и т.д. от слоя к слою, пока весь инжектированный заряд  $\Delta Q$  не исчерпывался или же электроны не достигали анода, где они нейтрализовались, т.е. принималось значение  $N_0^{R,j} = 0$ .

Таким образом определялось распределение заряда в межэлектродном пространстве, и на его основе можно было приступать к расчету распределения поля в образце.

Решение уравнения Пуассона (4) для рассматриваемой модели микроострия может быть записано в виде [3]

$$E(t, r) = (r_0/r)^2 [E_c(t) + q(r, t)/(4\pi\epsilon\epsilon_0 r_0)], \quad (13)$$

где

$$q(r, t) = 4\pi \int_{r_0}^r \rho(x, t)x^2 dx,$$

а  $\rho(x, t)$  — объемная плотность заряда,  $E_c(t)$  — зависящая от времени напряженность поля у катода, равная

$$E_c(t) = (RE_{\text{mid}})/r_0 - R[4\pi\epsilon\epsilon_0 r_0(R - r_0)]^{-1} \times \int_{r_0}^r x^{-2} q(x, t) dx. \quad (14)$$

Функция  $q(r, t)$  описывает изменение ООЗ в полимере по мере возрастания  $r$  от  $r_0$  до  $R$ . Поскольку в каждом шаровом слое концентрация электронов на ловушках постоянна, при расчетах полагали  $\rho(x, t) = en_{tr}^{i,j}$ , и интеграл в выражении (14) вычислялся в явном виде. Полученные выше формулы позволяют рассчитать распределение заряда в межэлектродном пространстве в момент времени  $t_{j+1}$ .

3) Результаты расчетов. Все расчеты проводились для  $R = 2.5 \mu\text{m}$  и  $r_0 = 0.25 \mu\text{m}$ . Поскольку для большинства полимерных пленок толщиной  $2-3 \mu\text{m}$ , как это было установлено экспериментально, напряжение пробоя составляет около  $2 \text{ kV}$ , при расчетах выбиралось  $V = 2000 \text{ V}$ , что соответствовало средней напряженности поля  $E_{\text{mid}} = 889 \text{ MV/m}$ . Для нестационарного режима выбиралось  $\Delta t = 10^{-9} \text{ s}$ ,  $N = 225$ .

На рис. 1 представлены результаты расчета стационарного распределения напряженности поля в образце при температурах  $30, 77$  и  $150 \text{ K}$  (кривые 1-3). На этом же рисунке приведено распределение поля в отсутствие ООЗ (кривая 4). Видно, что по мере снижения температуры степень ограничения поля ООЗ возрастает. Так, при  $T = 150 \text{ K}$  коэффициент электрических перенапряжений

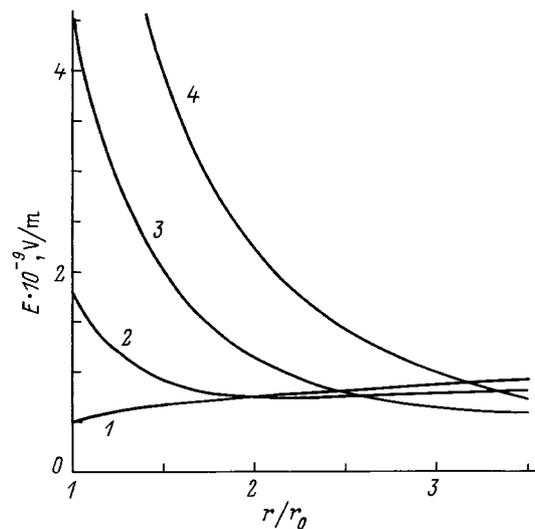
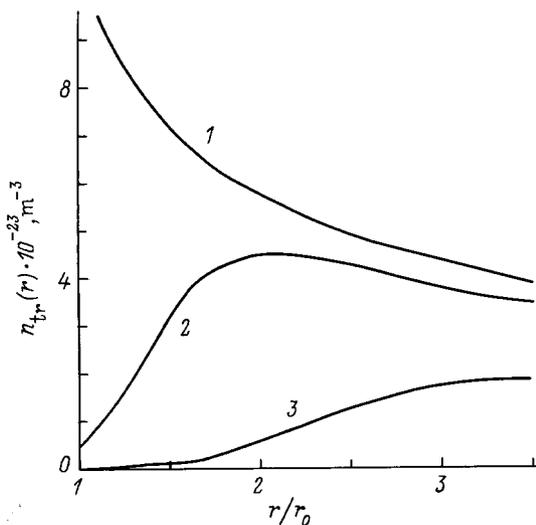


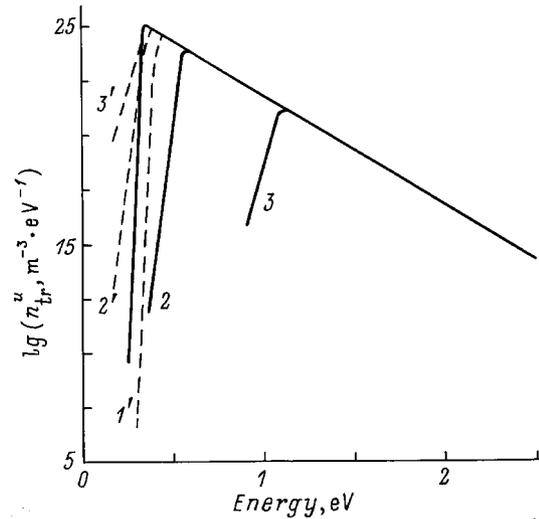
Рис. 1. Стационарное распределение электрического поля по глубине образца при различных температурах  $T$  (K): 1 — 30, 2 — 77, 3 — 150, 4 — в отсутствие ООЗ.

у катода  $k_{cl} \approx 5$  ( $k_{cl} = E(r)/E_{mid}$ ), при  $T = 77$  К  $k_{cl} \approx 2$ , а при  $T = 30$  К ООЗ ограничивает поле у катода до значения, меньшего  $E_{mid}$ , т.е.  $k_{cl} < 1$ . Область локализации электрических перенапряжений расположена в непосредственной близости от катода; ее линейные размеры  $\sim r_0$ . Сравнивая результаты расчета распределения напряженности поля, полученные в данной работе, с расчетами, приведенными в работе [4] для аналогичной модели микроострия, но для полимера с моноэнергетическими ловушками, можно отметить, что в последнем случае степень ограничения поля оказывается более высокой. Действительно, при моноэнергетических ловушках глубиной 1 eV (концентрация ловушек  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) ограничение поля у катода до величины  $\sim E_{mid}$  происходит при  $T = 100$  К, а в случае экспоненциального распределения ловушек по глубине — только при  $T = 30$  К. При более высокой температуре ( $T = 150$  К) для модели с моноэнергетическими ловушками глубиной 0.5 eV значение  $k_{cl}$  у катода составляет  $\sim 2.3$ , в то время как для модели с экспоненциальным распределением ловушек его значение возрастает более чем вдвое и равно 5.

Вид зависимости  $E(r)$  и степень ограничения поля ООЗ в прикатодной области определяются величиной и распределением заряда в образце. На рис. 2 представлены зависимости  $n_{tr}(r)$ , рассчитанные для температур 30 (кривая 1), 77 (кривая 2) и 150 К (кривая 3). При  $T = 30$  К максимальная концентрация электронов на ловушках ( $n_{tr,max}$ ) достигается у катода. Ограничение поля у катода при этой температуре проявляется наиболее заметно (напряженность поля близка к средней), и, как следствие этого, влияние электрического поля на вероятность выброса электронов из ловушек проявляется не столь сильно, как при более высоких температурах. С повышением температуры форма зависимости  $n_{tr}(r)$  становится иной. Это связано с тем, что вероятность



**Рис. 2.** Стационарное распределение концентрации электронов на ловушках по глубине образца при различных температурах.  $T$  (К): 1 — 30, 2 — 77, 3 — 150.



**Рис. 3.** Плотность распределения занятых электронами ловушек по энергиям в различных точках образца при различных температурах при  $r = r_0$  (1–3) и  $2r_0$  (1'–3').  $T$  (К): 1, 1' — 30, 2, 2' — 77, 3, 3' — 150.

опустошения ловушек с ростом температуры возрастает, в образце накапливается меньший заряд и степень ограничения поля у катода уменьшается. Возросшая напряженность поля в этой области образца еще в большей степени увеличивает вероятность выброса электронов из ловушек. В конечном итоге ловушки в прикатодной области опустошаются до такой степени, что концентрация электронов здесь становится меньше, чем в объеме.

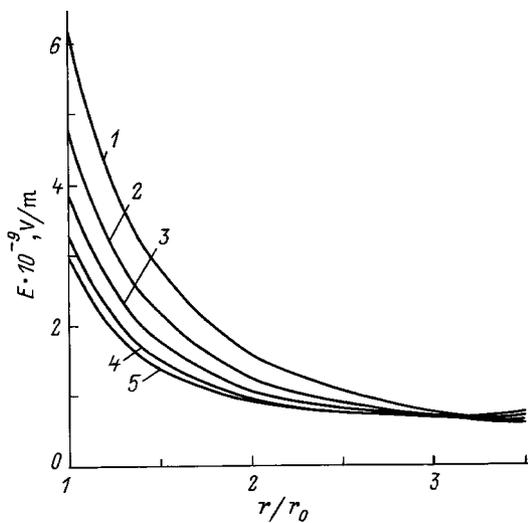
Формируя ООЗ, электроны захватываются на ловушки различной глубины. Поскольку существует распределение ловушек по энергиям, а частота освобождения электронов из них зависит от глубины ловушек и напряженности электрического поля, в разных областях полимера энергетическая плотность заполненных электронами ловушек будет различной. Значение  $n_{tr}^u(r)$  в стационарном случае рассчитывалось по формуле (7) для различных температур и в различных точках образца. Зависимости 1–3 на рис. 3 получены для  $r = r_0$  при 30, 77 и 150 К соответственно. Видно, что по мере возрастания температуры и связанного с этим увеличения напряженности поля у катода максимум плотности распределения ( $n_{tr,max}^u$ ) сдвигается в область больших глубин ловушек, причем величина  $n_{tr,max}^u$  быстро уменьшается. Необходимо отметить, что по мере возрастания температуры уменьшается и число ловушек, на которые могут захватываться электроны, поскольку захват происходит только на достаточно глубокие ловушки. Минимальная глубина таких ловушек у катода может быть рассчитана из условия  $U_{min} - eaE_c = 0$ . Найдено, что при  $T = 30$  К  $U_{min} = 0.1$  eV, при  $T = 77$  К  $U_{min} = 0.358$  eV, а при  $T = 150$  К  $U_{min} = 0.9$  eV.

Кривые 1'–3' данного рисунка рассчитывались для  $r = 2r_0$  при 30, 77 и 150 К соответственно. В этой области полимера, вне зависимости от температуры,

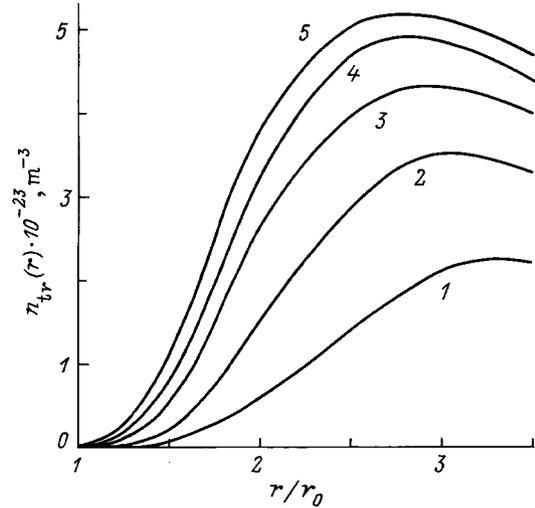
$E(r) \approx E_{\text{mid}}$  (рис. 1). Видно, что величина  $n_{\text{tr,max}}^{\mu}$  и ее местоположение практически не зависят от температуры. Увеличение температуры приводит лишь к уменьшению крутизны левого склона формирующегося распределения.

Таким образом, энергетический спектр занятых электронами ловушек и его трансформация при нагреве или охлаждении полимера существенным образом различаются в глубине образца и в прикатодной области. В целом же на основании проведенных расчетов стационарного распределения полей и зарядов можно утверждать, что при длительном воздействии на образец электрического поля инжектируемый в него ООЗ (даже при криогенной температуре) внедряется на значительную глубину. Формируемый ООЗ ограничивает поле у катода так, что при  $T = 30 \text{ K}$  электрические перенапряжения у катода практически исчезают. Однако по мере увеличения температуры значения  $k_{\text{el}}$  увеличиваются, достигая нескольких единиц.

Представляет интерес проанализировать динамику накопления ООЗ в полимерах и изменение характера распределения поля в образце со временем. С этой целью были проведены расчеты нестационарного распределения полей и зарядов в модельном образце. На рис. 4 представлены зависимости нестационарного распределения  $E(r)$  вблизи от катода для  $T = 77 \text{ K}$  при различных временах воздействия напряжения: 0.1, 1, 10, 100 и 1000  $\mu\text{s}$  (кривые 1–5 соответственно). Во всех случаях максимальная напряженность поля ( $E_{\text{max}}$ ) достигается на границе катод–полимер ( $r = r_0$ ), причем величина  $E_{\text{max}}$  снижается по мере возрастания времени воздействия на образец электрического поля. Все нестационарные зависимости  $E(r)$  являются монотонно спадающими так, что уже при  $r \geq 3r_0$   $E(r, t) \approx E_{\text{mid}}$ . Анализ изменения со временем величины электрических



**Рис. 4.** Распределение электрического поля по глубине образца при  $T = 77 \text{ K}$  в различные моменты времени после включения напряжения.  $t$  ( $\mu\text{s}$ ): 1 — 0.1, 2 — 1, 3 — 10, 4 — 100, 5 — 1000.



**Рис. 5.** Распределение концентрации электронов на ловушках по глубине образца при  $T = 77 \text{ K}$  в различные моменты времени после включения напряжения.  $t$  ( $\mu\text{s}$ ): 1 — 0.1, 2 — 1, 3 — 10, 4 — 100, 5 — 1000.

перенапряжений у катода показывает, что оно является неравномерным. За время  $\sim 10^{-5} \text{ s}$  после включения напряжения значение  $k_{\text{el}}$  уменьшается от 10 при  $t = 0$  до 4.37 при  $t = 10^{-5} \text{ s}$  и отличается от величины  $k_{\text{el}}$  при стационарном распределении более чем вдвое. Дальнейшее снижение  $k_{\text{el}}$  происходит существенно медленнее, так что за время  $\sim 10^{-3} \text{ s}$   $k_{\text{el}}$  уменьшается с 4.37 до 3.36, т. е. снижается всего в 1.3 раза и отличается от стационарного значения в 1.68 раза. Экстраполяция рассматриваемой зависимости в область больших времен (прямой расчет распределений полей и зарядов для  $t > 10^{-3} \text{ s}$  затруднителен вследствие неоправданно больших затрат машинного времени) показывает, что величина  $k_{\text{el,max}}$  отличается от своего стационарного значения на 10% через 0.1 s.

На рис. 5 представлены результаты расчета распределения плотности ООЗ, захваченного на ловушки по глубине образца при  $T = 77 \text{ K}$  в различные моменты времени: 0.1, 1, 10, 100 и 1000  $\mu\text{s}$  (кривые 1–5). Максимум плотности ООЗ формируется на некотором расстоянии от катода и по мере увеличения времени воздействия на образец электрического поля перемещается к катоду. Однако полученное нами значение  $n_{\text{tr,max}}$  для стационарного распределения зарядов несколько меньше, чем для нестационарного. Это связано с тем, что при расчете нестационарного распределения зарядов выброс электронов из ловушек рассчитывался приближенно.

Сравнивая нестационарные распределения полей и зарядов, приведенные на рис. 4 и 5, можно отметить, что в начальный момент времени распределение поля вблизи от катода близко к  $E(r)$ , определяемому в отсутствии ООЗ. В этих условиях электроны практически не способны удерживаться на ловушках вблизи от катода, где поле велико. Они перемещаются к аноду, частично

захватываясь на ловушки в объеме образца, а частично достигая анода. Большие пробеги электронов в образце обусловлены малым сечением захвата электронов нейтральными структурными ловушками в полимере и, следовательно, малой вероятностью захвата их на эти ловушки, а также повышенной вероятностью освобождения электронов из ловушек в сильных электрических полях. Накопленный в течение малого времени заряд еще слабо ограничивает поле у катода. С течением времени концентрация электронов возрастает и ограничение поля становится все более эффективным.

Таким образом, рассмотрение динамики накопления ООЗ в полимерах и связанной с ним трансформации распределения напряженности поля в образце позволяет сделать вывод о том, что заметные электрические перенапряжения вблизи микроострий на катоде возникают лишь в начальный момент времени после включения напряжения, а далее быстро, в течение  $10^{-6}$ – $10^{-5}$  s, коэффициент электрических перенапряжений снижается до нескольких единиц. Затем скорость изменений уменьшается, так что процесс установления стационарного распределения поля и зарядов занимает существенно большее время (около  $10^{-1}$  s); в течение этого времени электрическое поле вблизи катода медленно уменьшается, а максимум плотности электронов на ловушках постепенно перемещается из глубины образца к катоду.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 95-03-08144).

## Список литературы

- [1] В.А. Закревский, В.А. Пахотин. Высокомолекуляр. соединения **А 23**, 3, 658 (1981).
- [2] А.П. Тютнев, А.В. Ванников, Г.С. Мингалеев, В.С. Саенко. Электрические явления при облучении полимеров. Энергоатомиздат (1985). 176 с.
- [3] В.Б. Бережанский, В.М. Быков, В.В. Городов, В.А. Закревский, Н.Т. Сударь. Высокомолекуляр. соединения **Б 21**, 4, 275 (1989).
- [4] В.А. Закревский, Н.Т. Сударь. ЖТФ **60**, 2, 66 (1990).
- [5] Радиационная химия полимеров / Под ред. В.Л. Карпова. Наука, М. (1973). 369 с.
- [6] М. Ламперт, П. Марк. Инжекционные токи в твердых телах. Наука, М. (1973). 416 с.
- [7] А. Чайнов. УФН **75**, 1, 169 (1961).
- [8] O'Dwyer. Proc. 2nd Int. Conf. on Conduct and Breakdown in Solid Dielectrics. N.Y. (1986). P. 31.
- [9] А. Модинос. Авто-, термо и вторично-электронная эмиссионная спектроскопия. Наука, М. (1990). 320 с.
- [10] Г.Б. Двайт. Таблицы интегралов и другие математические формулы. Наука, М. (1973). С. 184.