

*А. А. Рычков, Д. А. Рычков*

## МЕХАНИЗМЫ И МОДЕЛИ ЭЛЕКТРЕТНОГО ЭФФЕКТА В НЕПОЛЯРНЫХ ПОЛИМЕРАХ

*Представлен аналитический обзор современного состояния физики электретного эффекта в неполярных полимерах. Рассмотрены основные механизмы и модели формирования и релаксации гомозаряда. Особое внимание при обсуждении модельных представлений было уделено учету особенностей молекулярного строения и надмолекулярной организации неполярных полимеров.*

**Ключевые слова:** электреты, неполярные полимеры, релаксация гомозаряда, ловушки, модели переноса заряда.

*A. Rychkov D. Rychkov*

## MECHANISMS AND MODELS OF ELECTRET PHENOMENON IN NON-POLAR POLYMERS

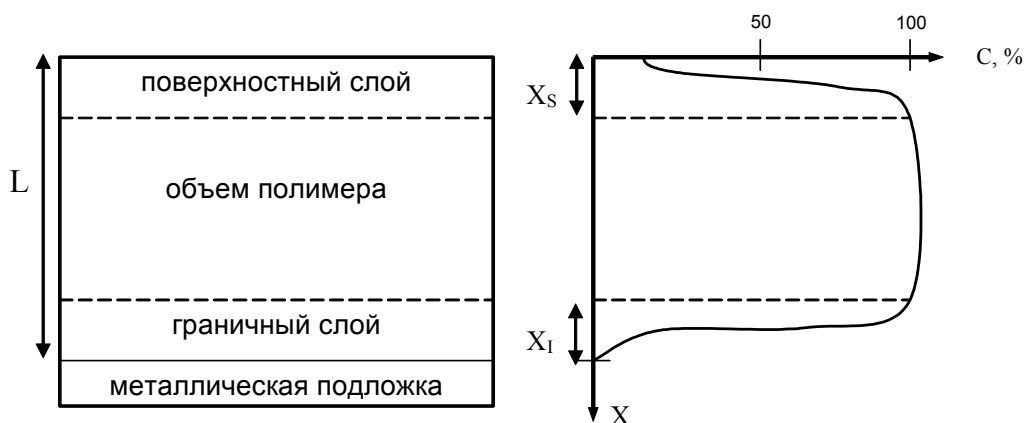
*An analytical review of the state of the art in the area of electret phenomenon in non-polar polymers is given. The principal models and mechanisms of homocharge storage and relaxation are discussed with the emphasis on the effect of molecular and permolecular structure of non-polar polymers.*

**Keywords:** electrets, non-polar polymers, homocharge relaxation, traps, models of charge transport.

Согласно феноменологической теории [7; 10; 15] формирование электретного состояния в неполярных диэлектриках происходит благодаря накоплению гомозаряда на ловушках, а его медленная релаксация объясняется процессами электропроводности. Однако конкретный анализ механизмов электропроводности, а также установление связи этих механизмов с особенностями строения и структуры неполярных полимеров выходят за рамки феноменологической теории. Данная задача является предметом соответствующего раздела современной физики электретов, ставящего своей целью построение молекулярной (микроскопической) теории электретного эффекта. К настоящему времени в этом направлении проделана значительная работа. Накоплен обширный экспериментальный и теоретический материал. Поэтому представляет интерес проанализировать и обобщить имеющуюся информацию о механизмах и моделях электретного эффекта в неполярных полимерах, что и составляет цель настоящей работы. При этом мы исходили из того, что анализ и обсуждение модельных представлений должны проводиться, во-первых, с максимальным учетом особенностей молекулярного строения и надмолекулярной организации неполярных полимеров, а во-вторых, следует принимать во внимание тот факт, что при исследовании электретного эффекта в полимерах практически всегда изучается не собственно полимер, а структура полимер-металл.

Последнее обстоятельство обусловлено тем, что при изготовлении образцов для электретных измерений на одну — а в ряде случаев и на две поверхности полимерной пленки — наносится слой металлизации, выполняющий роль

электрода. В результате образец представляет собой сложную гетерогенную систему, образованную полимером, находящимся в адгезионном взаимодействии с металлической подложкой [10]. Например, на рисунке представлена типичная модель [9] структуры полимер-металл, в которой за толщину граничного слоя  $X_I$  принимается характерный размер межфазной области, имеющей переменный состав по отношению к среднему составу по объему. Как видно из этого рисунка, в структурах полимер-металл наряду с граничным слоем и объемом полимера выделяют также и поверхностный слой (S-слой), являющийся переходным по химическому составу.



Модель структуры полимер-металл:  $C$  — процентное содержание объемной фазы полимера,  $X_S$  — толщина поверхностного слоя (S-слоя),  $X_I$  — толщина граничного слоя (I-слоя) у контакта полимер-металл

К настоящему времени представленная модель получила достаточно убедительные экспериментальные доказательства [9; 27]. Было показано, что граничный и поверхностный слои обладают комплексом физико-химических, структурных и электрофизических свойств, отличающихся от аналогичных свойств в объеме полимера (V-слой).

Решающая роль в разработке этого вопроса принадлежит спектральным методикам — таким, как рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (РФЭС), спектроскопия ионного рассеяния, масс-спектроскопия вторичных ионов и др. [9; 27]. В результате в настоящее время химическое строение поверхностного слоя представляют следующим образом. На поверхности реальных полимеров всегда содержится несколько монослоев физически адсорбированных газов. Под ними находится слой хемосорбированных молекул, а также специфических групп, образованных неорганическими добавками, остатками стабилизаторов и пластификаторов, «выпотевших» на поверхности. Во многих случаях эти нестехиометрические дефекты бывают прочно связанными с определенными фрагментами полимерных макромолекул. Химия S-слоя сильно зависит от предыстории образца, в частности, от модифицирующих обработок. Например, из данных РФЭС [9] следует, что в результате воздействия разрядов химический состав поверхностного слоя изменяется за счет появления кислородсодержащих групп. Причем вследствие термоокислительной деструкции, протекающей по радикально-цепному механизму, нарушения химического со-

става могут затрагивать довольно глубокие слои полимера и  $X_S$  может достигать значений в несколько микрон.

Детали химического строения, граничного с металлом I-слоя, существенно зависят от способа формирования адгезионного соединения, однако в большинстве случаев в граничных слоях отмечают возникновение химических связей металла с углеродной цепью или фрагментами боковых групп. Например, при изучении покрытий из политетрахлорэтилена, нанесенных на алюминиевую подложку из расплава, было обнаружено [9], что взаимодействие между полимером и подложкой происходит благодаря химическим связям типа Al-F, детектируемым по дополнительным линиям в  $Al_{2p}$  и  $F_{1s}$  РФЭ-спектрах.

Вследствие специфического строения, химического состава и структуры поверхностный и граничный слои могут оказывать существенное влияние на протекание электрофизических процессов в рассматриваемом классе электретных материалов. Например, для этих слоев характерна повышенная дефектность и нестехиометрия состава, что приводит к многообразию ловушечных состояний для носителей заряда. Причем, вследствие заторможенности молекулярных и кооперативных движений, свойственной граничным слоям, многие из этих ловушек могут оказаться достаточно глубокими центрами. Кроме того, с учетом сильной структурной неупорядоченности следует ожидать, что ловушки в этих слоях будут иметь широкое квазинепрерывное распределение по энергиям активации. Поэтому представляет несомненный интерес более детальное рассмотрение вопроса о роли компонент структуры неполярный полимер-металл в электретном эффекте.

### ***Формирование электретного состояния***

Как известно [7; 10; 15; 37], при формировании электретного состояния в неполярных полимерных пленках решающая роль принадлежит гомозаряду, который тем или иным способом инжектируется в образец. При этом электрофизические процессы, связанные с накоплением гомозаряда, могут развиваться на сравнительно большом удалении от поверхности, как это имеет место, например, при зарядке электронным пучком с энергией более 5 кэВ [37]. Однако для большинства способов зарядки характерно, что накопление гомозаряда происходит в тонком ( $\sim 0,1-0,01$  мкм) поверхностном слое [7; 10]. В этом отношении наиболее типичен способ зарядки в коронном разряде, который в настоящее время широко используется для получения электретов с гомозарядом.

При зарядке в коронном разряде накопление гомозаряда осуществляется вследствие осаждения на поверхность полимера зарядов, поступающих из газоразрядного промежутка коронирующей электрод — заземленная плоскость с образцом. Следует отметить, что кроме ионов на поверхность структуры осаждаются возбужденные нейтральные молекулы, которые вследствие эффекта «коронного ветра» увлекаются потоком ионов из газоразрядного промежутка [10].

В феноменологическом плане взаимодействие ионов с поверхностным слоем полимерной пленки можно представить при помощи модели [32], рассматривающей два альтернативных варианта. В первом случае ионы захватываются ловушками S-слоя и остаются на поверхности как относительно стабильные заряженные частицы. Во втором — ионы разряжаются на поверхности и передают свой заряд электронно-дырочным состояниям S-слоя. В результате

этих процессов в поверхностном слое формируется гомозаряд, а соответствующий компенсирующий заряд накапливается в слое металлизации, хотя в ряде случаев возможна инжекция компенсирующего заряда и его накопление в граничном слое у металла [37; 38].

Таким образом, при феноменологическом рассмотрении решающая роль в накоплении гомозаряда отводится ловушкам и, следовательно, для перехода к разработке микроскопических механизмов заряжения необходима информация о молекулярной природе ловушек. К сожалению, вопрос о природе ловушек в полимерах исследован явно недостаточно. Имеющиеся в литературе сведения, по существу, сводятся к перечислению и классификации возможных типов дефектов полимера, которые потенциально могли бы быть центрами захвата заряда [7; 15; 16].

В объеме полимера ловушки связывают: со всевозможными структурными аномалиями, с дефектами мономерных единиц, с нерегулярностями полимерной цепи, с концевыми группами макромолекул, с долгоживущими свободными радикалами, с границами раздела фаз, с дефектами кристаллитов. Что касается поверхностных ловушек, то их наличие обычно связывают со специфическими поверхностными дефектами: с обрывами цепей, с адсорбированными молекулами, с продуктами окисления [7; 15].

Как известно, концентрация физических дефектов в поверхностном слое полимера довольно высока, и поэтому структурные ловушки также могут быть ответственны за накопление гомозаряда [7; 16; 41].

Структурные дефекты будут захватывать заряд и, следовательно, будут являться ловушками тогда, когда абсолютное значение поляризационной энергии в окрестности дефекта  $E_p^{лок}$  окажется больше, чем соответствующая энергия  $E_p^0$  при отсутствии структурных аномалий [41]. Таким образом, энергетическую глубину ловушки, связанной с дефектом структуры, оценивают как

$$E = E_p^0 - E_p^{лок}. \quad (1)$$

В работе [41], исходя из этих соображений, показана исключительно важная роль полярных примесей как ловушек для носителей заряда в неполярных полимерах. При этом особенно интересные эффекты наблюдаются, если полярные примеси локализуются вблизи структурных дефектов. В этом случае, независимо от того, какой собственный энергетический уровень в спектре ловушек создаст полярная примесь, ее дипольный момент может существенно изменить локальное значение поляризационной энергии  $E_p^{лок}$ . Следовательно, полярные примеси могут даже сами и не быть ловушками, но могут служить причиной формирования ловушек в окрестности дефекта. При этом электронные и дырочные ловушки формируются на различных участках макромолекул. Так, группа молекул, ближайшая к отрицательному полюсу диполя, будет наиболее глубокой ловушкой для дырок, и, наоборот, глубокие электронные ловушки будут связаны с функциональными группами соседними с положительным полюсом диполя. Расчеты, выполненные в работе [41] для простейшей модели кубической молекулярной решетки, показали, что энергетическая глубина таких ловушек увеличивается с ростом дипольного момента примеси.

### Модели релаксации гомозаряда

Согласно современным представлениям [10; 15; 16; 22; 23; 31; 34; 37] релаксация электретного состояния в неполярных полимерных пленках связывается с процессом транспорта гомозаряда в собственном электрическом поле. При этом равновесная омическая проводимость полимера принимается столь малой, что ее влиянием на транспорт гомозаряда можно пренебречь либо рассматривать как малое возмущение.

Для неполярных фторполимеров эти положения имеют веское экспериментальное обоснование. Например, выполненные нами эксперименты [5] по сопоставлению термостимулированной релаксации поверхностного потенциала (ТСРПП) короноэлектретов и металлополимерных структур на основе ПТФЭ позволили достаточно уверенно исключить проводимость из числа механизмов, ответственных за разрядку. Перенос гомозаряда через образец в направлении слоя металлизации убедительно подтверждается прямыми методами диагностики пространственного распределения заряда [13; 28; 37], а также серией дополнительных экспериментов [5; 10].

Однако при переходе к моделированию процессов переноса гетерогенность электретной структуры полимер-металл, как правило, не учитывается, т. е. фактически принимается, что электретное состояние есть чисто объемный эффект. Кроме того, в большинстве моделей [7; 15; 25; 26] постулируется, что перенос гомозаряда в объеме образца контролируется моноэнергетическими ловушками. Ясно, что при столь сильных упрощающих предположениях соответствие моделей эксперименту становится проблематичным.

Тем не менее, разрядку структуры неполярный полимер-металл моделируют при следующих основных допущениях [15]:

- взаимодействие с окружающей средой отсутствует;
- инжекция носителей из слоя металла не происходит;
- диффузионной компонентой полного тока можно пренебречь;
- дипольная поляризация отсутствует;
- поверхностные состояния структуры не отличаются от объемных;
- разрядка обусловлена дрейфом гомозаряда в собственном поле, и омический ток стремится компенсировать избыточный заряд. В результате полный ток есть сумма токов смещения и  $j_C$ :

$$j(t) = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial F(x,t)}{\partial t} + j_C(x,t), \quad (2)$$

где плотность тока проводимости записывается в виде:

$$j_C(x,t) = [\gamma + \mu\rho(x,t)] \cdot F(x,t). \quad (3)$$

В формуле (3)  $\gamma = q(n_c^+ \mu_c^+ + n_c^- \mu_c^-)$  — однородная проводимость, а  $\mu\rho(x,t)F(x,t)$  — компонента тока избыточного заряда ( $F(x,t)$  — внутреннее электрическое поле электрета). Для незакороченного образца  $j(t) = 0$  и, следовательно,

$$\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial F(x,t)}{\partial t} + [\gamma + \mu\rho(x,t)] \cdot F(x,t) = 0. \quad (4)$$

Уравнение (4) справедливо как при отсутствии захвата, так и при быстром перезахвате. В последнем случае  $\mu$  следует рассматривать как подвижность, контролируемую ловушками [1; 2; 3; 4; 15; 21; 32; 36]. Используя уравнение Пуассона, а также учитывая, что поверхностный потенциал  $V$  есть интеграл от  $F(x,t)$ , уравнение (4) интегрируют по толщине образца с граничным условием  $F(0,t) = 0$  и получают следующее решение:

$$\tau_\gamma \frac{dV(t)}{dt} + \frac{1}{2} \mu \tau_\gamma F^2(L,t) + V(t) = 0, \quad (5)$$

где  $\tau_\gamma = \varepsilon \varepsilon_0 \gamma^{-1}$  — максвелловское время релаксации. Анализ уравнения (5) проводят, используя представления о времени пролета носителей, которое при  $\gamma = 0$  равно

$$t_T = L^2 [\mu V_0]^{-1}. \quad (6)$$

В общем случае, когда  $\gamma \neq 0$  время пролета задается формулой [29]:

$$t_{T\gamma} = \tau_\gamma \cdot \ln \left( \frac{\tau_\gamma}{\tau_\gamma - t_T} \right), \quad (7)$$

если  $t \leq t_{T\gamma}$ , то гомозаряд еще не достиг слоя металла и

$$F(L,t) = F(L,0) \exp(-t/\tau_\gamma). \quad (8)$$

Если же  $t > t_{T\gamma}$ , то в образце будет однородное распределение  $\rho(x)$  и

$$V(t) = 0,5 F(L,t) L. \quad (9)$$

В итоге

$$\frac{V(t)}{V_0} = \exp \left( -\frac{t}{\tau_\gamma} \right) \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{\tau_\gamma}{t_T} \right) \left( 1 - \exp \left( -\frac{t}{\tau_\gamma} \right) \right) \right], \quad t \leq t_{T\gamma}. \quad (10)$$

$$\frac{V(t)}{V_0} = \frac{1}{2} \cdot \frac{t_T}{\tau_\gamma} \exp \left( -\frac{t}{\tau_\gamma} \right) \left[ 1 - \exp \left( -\frac{t}{\tau_\gamma} \right) \right]^{-1}, \quad t > t_{T\gamma}. \quad (11)$$

Если же проводимость мала, то, согласно модели Батры [19]:

$$\frac{V(t)}{V_0} = 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{t}{t_T}, \quad t < t_T; \quad (12)$$

$$\frac{V(t)}{V_0} = \frac{1}{2} \cdot \frac{t_T}{t}, \quad t \geq t_T. \quad (13)$$

Представления о транспорте гомозаряда получили развитие в моделях, учитывающих наличие глубоких ловушек в объеме. Например, в модели Уинтла [45] квазисвободные носители дрейфуют через диэлектрик с  $\gamma = 0$  и заполняют глубокие ловушки одного сорта, на которых заряды захватываются на неограниченное время. В результате спад потенциала описывается следующими зависимостями:

$$\frac{V(t)}{V_0} = 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{\tau_l}{t_{Tl}} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_l}\right) \right], \quad t < t_{Tl}; \quad (14)$$

$$\frac{V(t)}{V_0} = \frac{1}{2} \cdot \frac{t_{Tl}}{\tau_l} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_l}\right) \right]^{-1}, \quad t \geq t_{Tl}, \quad (15)$$

где  $\tau_l = \varepsilon\varepsilon_0(\mu_C q N_t)^{-1}$  — время релаксации,  $\mu_C$  — подвижность свободных носителей,  $N_t$  — концентрация глубоких ловушек,  $t_{Tl}$  — время пролета задается (7) с заменой  $\tau_\gamma$  на  $\tau_l$ .

Из формулы (15) видно, что в модели Уинтла электрет разряжается не полностью. Если время жизни заряда в глубокой ловушке конечно, то потенциал структуры должен уменьшаться до нуля. Релаксация гомозаряда в этом случае характеризуется тремя параметрами: подвижностью квазисвободных носителей  $\mu$ , средним временем жизни квазисвободных носителей  $\tau_F$  и средним временем нахождения заряда в глубоких ловушках  $\tau_T$ . Наличие в образце объемных плотностей квазисвободных и захваченных носителей заряда ( $\rho_F$  и  $\rho_T$ ) несколько модифицирует систему уравнений, управляющую транспортом гомозаряда [25]:

$$\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial F(x,t)}{\partial t} + \mu\rho_F(x,t) \cdot F(x,t) = 0; \quad (16)$$

$$\frac{\partial F(x,t)}{\partial x} = \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} (\rho_F(x,t) + \rho_T(x,t)); \quad (17)$$

$$\frac{\partial \rho_T(x,t)}{\partial t} = \frac{\rho_F(x,t)}{\tau_F} - \frac{\rho_T(x,t)}{\tau_T}. \quad (18)$$

Полученная система может быть решена численно, при соответствующем выборе граничных и начальных условий. Так, в модели Чадли гомозаряд при  $t = 0$  мгновенно инжектируется в объем и граничное условие для поля на поверхности имеет вид

$$F(0, t) = 0. \quad (19)$$

Расчеты показывают, что в этом случае при  $t < t_T$  кинетика спада потенциала практически совпадает с результатами модели Батры (см. формулу 12), а на финальных стадиях разрядка происходит медленнее, чем в моделях, не учитывающих глубокий захват.

Для полимеров как неупорядоченных материалов характерно наличие широкого спектра локализованных состояний. Поэтому транспорт гомозаряда в них будет происходить в условиях многократного захвата носителей на распределенные по энергиям ловушки. В обсуждавшихся выше моделях эту проблему пытались решить при очень сильном упрощающем предположении, согласно которому реальный спектр можно заменить двумя дискретными уровнями — мелким и глубоким.

Строгое рассмотрение выполнено В. И. Архиповым и А. И. Руденко [1–4]. В этих работах последовательность актов локализации и делокализации носителей заряда описывается уравнениями

$$n(x,t) = n_c(x,t) + \int_0^{\infty} \rho(x,t,E) dE ; \quad (20)$$

$$\frac{\partial \rho(x,t,E)}{\partial t} = \frac{1}{\tau_0} \left[ \frac{N(E)}{N_t} \right] \cdot n_c(x,t) - \frac{1}{\tau_0} \left[ \frac{N_c}{N_t} \right] \cdot \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \cdot \rho(x,t,E), \quad (21)$$

где:  $n$  — суммарная плотность носителей;  $n_c$  — плотность делокализованных носителей;  $NdE$  — плотность локализованных состояний в интервале от  $E$  до  $E + \Delta E$ ;  $\rho dE$  — заселенность локализованных состояний;  $\tau_0$  — время жизни в делокализованном состоянии;  $N_t$  и  $N_c$  — суммарные плотности локализованных и делокализованных состояний соответственно.

Для неупорядоченных диэлектриков дисперсия энергетического спектра, как правило, значительно больше  $kT$  и транспорт заряда может происходить в дисперсионном режиме. Для малосигнального случая, реализуемого при время-пролетных измерениях [17], было показано, что особенности дисперсионного дрейфа приводят к аномальной форме переходного тока, а также к аномальным полевым, толщинным и температурным зависимостям времени пролета. Заметим, что сходные результаты были получены также Шером и Монтролом [35], предложившими модель, в которой переходы носителей между локализованными состояниями рассматриваются как стохастический прыжковый процесс по случайной сетке узлов с широким спектром времен ожидания прыжка. Вообще, формальная эквивалентность квазизонного и прыжкового механизмов транспорта заряда в неупорядоченных материалах отмечается во многих работах [6; 8; 17].

Для описания релаксации гомозаряда при разомкнутой цепи к уравнениям (20) и (21), как обычно, добавляются уравнения полного тока и уравнение Пуассона

$$q\mu_c n_c(x,t) \cdot F(x,t) + \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial F(x,t)}{\partial t} = 0; \quad (22)$$

$$\frac{\partial F(x,t)}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} n(x,t), \quad (23)$$

а начальные и граничные условия записывают в виде

$$F(x,0) = V_0/L = F_0 ; \quad (24)$$



$$F(0,t) = F_0(1 - p), \quad 0 < p \leq 1, \quad (25)$$

где  $p$  — параметр, задающий уровень инжекции.

Общее решение, полученное В. И. Архиповым и А. И. Руденко для произвольного распределения локализованных состояний по энергиям, достаточно сложно для анализа и определения  $N(E)$  на основании экспериментальных зависимостей  $V(t)$ . Однако если вид функции  $N(E)$  заранее известен, то задача определения параметров спектра по экспериментальным кривым облегчается. Так, для экспоненциального распределения

$$N(E) = \frac{N_t}{E_0} \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right) \quad (26)$$

показано, что временная зависимость скорости релаксации потенциала приближенно может быть описана выражениями вида

$$\frac{dV(t)}{dt} \sim t^{-(1-\alpha)}, \quad t \leq t_T^*; \quad (27)$$

$$\frac{dV(t)}{dt} \sim t^{-(1+\alpha)}, \quad t > t_T^*, \quad (28)$$

где  $t_T^*$  — некоторое характерное время, которому иногда приписывают смысл времени пролета пакета носителей через образец, а

$$\alpha = KT[\Delta E_0]^{-1} \quad (29)$$

— дисперсионный параметр ( $\Delta E_0$  — дисперсия энергетического спектра ловушек).

Зависимости типа (27) и (28) весьма удовлетворительно описывают разрядку ряда короноэлектретов, в частности, из полиэтилена [21]. Однако модель В. И. Архипова и А. И. Руденко существенно расходится с экспериментальными результатами, полученными на электретах из неполярных фторполимеров, в особенности при зарядке в положительной короне, так как не учитывает захват гомозаряда в поверхностном и граничном с металлом слоях.

Необходимость учета глубокого захвата гомозаряда в поверхностном слое признана довольно давно [32; 36], и это, естественно, нашло отражение в ряде моделей. Так, в модели, предложенной Батрой [18], влияние поверхностных ловушек учитывается на основе представлений о «частичной мгновенной инжекции» поверхностного гомозаряда. В этой модели при  $t = 0$  мгновенно переходит в объем лишь  $p$ -тая доля гомозаряда, а заряд  $(1 - p)\sigma_0$  остается захваченным на глубоких поверхностных ловушках. В результате были получены следующие выражения для зависимости  $V(t)$ :

$$\frac{V(t)}{V_0} = 1 - \frac{1}{2} p(2 - p) \frac{t}{t_T}, \quad 0 \leq t \leq t_T; \quad (30)$$

$$\frac{V(t)}{V_0} = \frac{1}{2} \left[ \frac{t_T}{t} + (1 - p)^2 \frac{t}{t_T} \right], \quad t_T \leq t \leq t_F; \quad (31)$$

$$\frac{V(t)}{V_0} = 1 - p, \quad t > t_F, \quad (32)$$

где  $t_F = t_T(1 - p)^{-1}$  — время пролета заднего фронта носителей заряда.

В работе Х. Берлепша [20] модель Батры получила дальнейшее развитие в части учета процессов захвата и освобождения дрейфующего гомозаряда как мелкими, так и глубокими объемными ловушками. Для времен, меньших времени пролета, получено выражение

$$\frac{V(t)}{V_0} = 1 - \frac{1}{2} \mu V_0 L^{-2} [1 - (1 - p)^2] \frac{1}{R} \left[ r_r t + \frac{r_t}{R} (1 - e^{-Rt}) \right], \quad (33)$$

где  $R = r_r + r_t$ , а  $r_r$  и  $r_t$  — соответственно постоянные времени освобождения и захвата заряда глубокими объемными ловушками,  $\mu$  — подвижность, контролируемая мелкими ловушками. При соответствующем подборе параметров Х. Берлепш смог вполне удовлетворительно описать разрядку структур ПЭ-А1 при помощи формулы (33). Однако следует напомнить, что с таким же успехом эти же экспериментальные данные были интерпретированы автором и выражениями (27) и (28). Этот пример показывает, что чисто формальных признаков подобия кривых разрядки явно недостаточно для выяснения механизмов релаксации гомозаряда в полимерных электретах.

Представления о «частичной мгновенной инжекции» дают весьма упрощенную картину переноса гомозаряда из  $S$ -слоя в  $V$ -слой, так как не учитывают активационный характер освобождения гомозаряда с поверхностных ловушек. Соответствующие уточнения были сделаны Соннонстайном и Перлманом [40], в модели которых граничное условие для поля на поверхности имеет вид

$$F(0, t) = \frac{V_0}{L} \exp\left(-\frac{t}{\tau_S}\right), \quad (34)$$

где  $\tau_S = \omega_S^{-1} \exp(E_S/kT)$  — время жизни гомозаряда на поверхности. При этом авторы обобщают рассмотрение на случай полевой зависимости подвижности. В результате были получены выражения для  $V(t)$ , позволяющие качественно объяснить «эффект пересечения» — особенность спада потенциала в некоторых электретных структурах. Эффект состоит в том, что кривые  $V(t)$ , полученные при больших  $V_0$ , с течением времени пересекают соответствующие кривые для образцов с меньшим значением начального потенциала [15].

Идея об активационном характере перехода гомозаряда из  $S$ -слоя в  $V$ -слой используется и в модели Зеггерна [36]. В этой модели рассматривается система уравнений (16)–(18) с граничным условием (34). Решения для  $V(t)$  получаются численно.

Тумер и Льюис [42], стремясь учесть сложность энергетического спектра поверхностных локальных состояний, предположили, что гомозаряд захвачен системой поверхностных ловушек, с которых носители должны освободиться, прежде чем принять участие в транспорте через объем полимера. Поэтому в их модели поле на поверхности записано в виде

$$F(0, t) = \frac{V_0}{L} \sum_n G_n \exp\left(-\frac{t}{\tau_{Sn}}\right), \quad (35)$$

где  $G_n$  — доля заряда на поверхности с временем жизни  $\tau_{sn}$ . Ограничив рассмотрение временами, меньшими времени пролета, и сделав ряд упрощающих предположений, авторы получили формулу (36), при помощи которой были аппроксимированы экспериментальные кривые и обнаружено, что переход гомозаряда в объем полиэтилена происходит за счет активации двух-трех групп поверхностных ловушек.

$$V(t) = V_0 - \frac{\mu_c}{2R} \left( \frac{V_0}{L} \right)^2 \cdot \int_0^t \left[ r_r + r_t \exp(-Rt) \cdot \left[ 1 - \left( \sum_n G_n \exp\left(-\frac{t}{\tau_{sn}}\right) \right)^2 \right] \right] dt. \quad (36)$$

Если опустить некоторые детали, то общим свойством, объединяющим обсуждавшиеся модели, является то, что в них в качестве основного механизма разрядки рассматривался дрейф гомозаряда. Другие механизмы в той или иной степени лишь модифицировали этот определяющий процесс. Однако в литературе широко представлены модели [23; 24; 30; 43; 44], в которых лимитирующим механизмом разрядки электретов является процесс генерации подвижных носителей заряда, а не их дрейф. По терминологии Чена и Морта [24], эти модели описывают «разрядку, ограниченную эмиссией», в то время как дрейфовые модели описывают альтернативный случай — «разрядку, ограниченную пространственным зарядом».

Особенностью «разрядки, ограниченной эмиссией», является то, что вплоть до заключительных стадий релаксации, в каждый момент времени дрейфующий объемный заряд мал и слабо влияет на картину электрического поля в образце, которое определяется зарядами, еще не участвующими в транспорте. Таким образом, внутреннее электрическое поле релаксирует во времени, сохраняя первоначальный вид пространственного распределения. В итоге спад потенциала электрета определяется скоростью опустошения поверхностных ловушек, либо темпом эмиссии компенсирующего заряда из слоя металла. Следовательно, релаксация потенциала в таких моделях будет происходить синхронно с изменением поверхностной плотности заряда:

$$\frac{dV(t)}{dt} = \frac{1}{C} \cdot \frac{d\sigma(t)}{dt}, \quad (37)$$

где  $C$  — эффективная удельная емкость заряженной структуры.

Известные модели, описывающие «разрядку, ограниченную эмиссией», отличаются по тому, какой конкретно механизм отвечает за перенос заряда с поверхностей образца. При этом наиболее часто рассматриваются: эмиссия Ричардсона—Шоттки, туннельный переход, термическое освобождение с дискретных ловушек [7; 10; 15]. Работ, в которых учитывается квазинепрерывность спектра поверхностных ловушек, сравнительно немного [43; 44], хотя необходимость такого рассмотрения в связи с сильной неупорядоченностью поверхности полимерных пленок отмечается в целом ряде исследований [15; 16; 30; 31; 32].

Для неполярных частично-кристаллических полимеров механизм релаксации неравновесного заряда наиболее полно и последовательно может быть представлен в рамках модели «эстафетного механизма переноса» [10], учиты-

вающей захват и освобождение гомозаряда в поверхностном и граничном слое полимер—металл.

Согласно модели, релаксация положительного гомозаряда во фторполимерных короноэлектретах развивается следующим образом. Вследствие термической активации гомозаряд освобождается с поверхностных ловушек, имеющих широкое квазинепрерывное распределение по энергиям активации  $E_S$ . Попадая в объем, гомозаряд дрейфует через образец в квазисвободном состоянии, взаимодействуя с мелкими объемными ловушками, энергия активации которых  $E_V$  меньше, чем  $E_S$ . Поскольку в граничном слое ловушки наиболее глубоки ( $E_I > E_S$ ), то, попадая в  $I$ -слой, гомозаряд захватывается этими ловушками и «застревает» в граничном слое на некоторое время. Окончательная разрядка электрета происходит лишь тогда, когда гомозаряд сможет освободиться с ловушек граничного слоя и прорекомбинировать с компенсирующим зарядом. Таким образом, кинетику спада потенциала можно представить в виде [10]

$$\frac{V(t)}{V_0} = \Phi_S + H [1 - \Phi_S] \cdot \Phi_I, \quad (38)$$

где  $H$  — геометрический фактор, равный

$$H = \frac{X_I}{L - X_S}, \quad (39)$$

а  $\Phi_S$  и  $\Phi_I$  — соответственно функции релаксации гомозаряда в поверхностном и граничном слоях.

Расчеты [10] показывают, что для образцов с геометрическим фактором  $H < 0,05$  процессы захвата гомозаряда в  $I$ -слое не существенны. В этом случае изотермическая разрядка электретов описывается формулами [10; 34], полученными на основе теории Симмонса [39]:

$$\frac{V(t)}{V_0} = 1 - \kappa T \int_0^t \frac{1}{t} f_0^*(E_S) N^*(E_S) dt, \quad (40)$$

где

$$E_S = \kappa T \ln(\omega_s t). \quad (41)$$

В формулах (40) и (41)  $f_0^*(E_S)N^*(E_S)$  — произвольная функция распределения заполненных поверхностных ловушек по энергиям активации  $E_S$ , а  $\omega_s$  — их частотный фактор.

В экспериментальном плане показано, что функция распределения может быть восстановлена из данных изотермической релаксации поверхностного потенциала, полученных при нескольких различных температурах и представленных в координатах  $t \cdot (dV/dt)$  от  $\lg t$ . Таким образом, модель позволяет экспериментально определять энергетический спектр поверхностных ловушек гомозаряда в неполярных полимерах. Результаты соответствующих исследований приведены в работах [10; 12; 34], где показано, что поверхностные ловушки, например во фторполимерах, имеют квазинепрерывное распределение по энергиям в интервале от 0,9 эВ до 1,4 эВ и частотный фактор — порядка  $10^{13}$  Гц.

В электретах из неполярных фторполимеров, заряженных отрицательно, электрическая релаксация развивается по гораздо более сложным механизмам [10]. Здесь наряду с ловушками в *S*-слое и *I*-слое исключительно важную роль играют объемные ловушки. В итоге релаксационные характеристики структур фторполимер-металл, а также целого ряда других электретных структур сильно асимметричны по отношению к знаку гомозаряда.

При этом, однако, существенно, что стабильность гомозаряда, инжектированного в неполярные полимеры при зарядке в коронном разряде, оказывается сильно зависящей от химического строения и структуры поверхности [10; 12]. Так, по мере увеличения степени гидратации поверхности фторполимерных пленок, а также вследствие синтеза на поверхности элементсодержащих наноструктур наблюдается эффект стабилизации гомозаряда [11; 12; 14]. Этот результат находится в полном согласии с рассмотренной выше моделью.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Архипов В. И.* Термостимулированная релаксация объемного заряда в тонких пленках аморфных диэлектриков // Математическое моделирование и экспериментальное исследование электрической релаксации в элементах микросхем. М.: МИЭМ. 1986. С. 23–27.
2. *Архипов В. И., Емельянова Е. В., Петрова И. И., Руденко А. И.* Влияние эффекта Пула—Френкеля на дисперсионный транспорт объемного заряда в аморфных материалах // Вопросы микроминиатюризации РЭА и ЭВА. М.: МИЭМ. 1988. С. 23–28.
3. *Архипов В. И., Никименко В. Р., Руденко А. И.* Релаксация объемного заряда и переходного тока в диэлектрике при импульсном электронном облучении // Математическое моделирование и экспериментальное исследование электрической релаксации в элементах микросхем. М.: МИЭМ, 1985. С. 84–88.
4. *Архипов В. И., Руденко А. И.* Особенности дрейфа объемного заряда неравновесных носителей в разупорядоченных диэлектриках // Тез. докл. Всес. конф. «Физика диэлектриков». Процессы электропереноса. Баку, 1982. С. 13–15.
5. *Бойцов В. Г., Рычков А. А.* Определение механизма релаксации заряда в неполярных диэлектриках // Журнал технической физики. 1985. Т. 55. № 5. С. 881–886.
6. *Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Кайпер Р., Миронов А. и др.* Электронная теория неупорядоченных полупроводников. М.: Наука, 1981. 384 с.
7. *Луцкейкин Г. А.* Полимерные электреты. М.: Химия. 1984. 184с.
8. *Мотт Н., Девис Э.* Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1974. 472 с.
9. *Повстугар В. И., Кодолов В. И., Михайлова С. С.* Строение и свойства поверхности полимерных материалов. М.: Химия, 1988. 192 с.
10. *Рычков А. А., Бойцов В. Г.* Электретный эффект в структурах полимер-металл: Монография. СПб.: Изд-во РГПУ им. А. И. Герцена, 2000. 250 с.
11. *Рычков А. А., Гороховатский Ю. А., Рычков Д. А., Кузнецов А. Е.* Электретные материалы на основе неполярных полимеров с поверхностными фосфорсодержащими наноструктурами // Перспективные материалы. 2006. № 2. С. 19–25.
12. *Рычков А. А., Малыгин А. А., Трифонов С. А., Рычков Д. А.* Влияние химического модифицирования поверхности политетрафторэтилена на его электретные свойства // Журнал прикладной химии. 2004. Т. 77. Вып. 2. С. 280–284.
13. *Рычков А. А., Рычков Д. А., Дергачев В. Ф.* Транспорт гомозаряда в неполярных полимерах с газофазно-модифицированной поверхностью // Известия РГПУ им. А. И. Герцена: Естественные и точные науки: Научный журнал. СПб., 2008. № 9 (48). С. 75–82.
14. *Рычков А. А., Рычков Д. А., Трифонов С. А.* Стабильность электретного состояния в полимерах с модифицированной поверхностью // Известия РГПУ: Естественные и точные науки: Научный журнал. СПб., 2004. № 4(8). С. 122–134.

15. Сесслер Г. Основы физики электретов // Электреты. М.: Мир, 1983. С. 25–104.
16. Тюрнхаут И. Термически стимулированный разряд электретов // Электреты. М.: Мир, 1983. С. 105–270.
17. Тютнев А. П., Саенко В. С. Пожидаев Е. Д., Костюков Н. С. Диэлектрические свойства полимеров в полях ионизирующих излучений. М.: Наука, 2005. 453 с.
18. *Batra I. P., Kanazawa K. K., Schechtman B. H., Seki H.* Charge carrier dynamics following pulse photoinjection // *J. Appl. Phys.* 1971. V. 42. № 3. P. 1124–1130.
19. *Batra I. P., Kanazawa K. K., Seki H.* Discharge characteristics of photoconducting insulators // *J. Appl. Phys.* 1970. V. 41. № 8. P. 3416–3422.
20. *Berlepsch H.* Interpretation of surface potential kinetics in HDPE by a trapping model // *J. Phys. D.: Appl. Phys.* 1985. V. 18. P. 1155–1170.
21. *Berlepsch H.* Xerographic Depletion Discharge Versus Injection for Modeling the Surface Potential Decay in Insulators // *Proc. 7th Intern. Symp. Electrets (ISE-7)*. Berlin. 1991. P. 78–83.
22. *Boitsov V. G., Rychkov A. A., Rozkov I. N.* Charge Storage and Relaxation Control Techniques in Electrets // *Material Sci.* 1990. V. 16. № 1–3. P. 225–230.
23. *Chen R.* On the analysis of the thermally stimulated process // *J. Electrostatics.* 1977. V. 3. P. 15–24.
24. *Chen R., Emerald R. L., Mort J.* Dependence of xerographic discharge characteristics on carrier mobilities // *J. Appl. Phys.* 1973. V. 44. № 8. P. 3490–3495.
25. *Chudleigh P. W.* Charge Transport through a Polymer Foil // *J. Appl. Phys.* 1977. V. 44. № 11. P. 4591–4596.
26. *Das-Gupta D. K.* Charge Decay on Polymer surfaces // *J. Electrostatics.* 1989. V. 23. P. 331–340.
27. *Dilks A.* X-ray photoelectron spectroscopy for the investigation of polymeric materials // *Elektron. Spectrosc. Theory Thech. Appl. London.* V. 4. 1981. P. 277–359.
28. *Gerhard-Mulhaupt R., Kunstler W., Eberle G., Eisenmenger W., Yang G.* High Space-Charge Densities in the Bulk of Fluoropolymer Electrets Detected with Piezoelectrically-Generated Pressure Steps // *Space Charge in Solid Dielectrics / Fothergi / J. C., Dissado L. A., Editors.* 1998. P. 123–132.
29. *Kanazawa K. K., Batra I. P., Wintle H. J.* Decay of surface potential in insulators // *J. Appl. Phys.* 1972. V. 43. № 2. P. 719–720.
30. *Kiess H., Rehwald W.* Electric conduction in amorphous polymers // *Colloid and Polymer Sci.* 1980. C. 258. P. 241–251.
31. *Kressman R., Sessler G. M., Gunter P.* Space-Charge Electrets // *Electrets / Third edition.* V. 2. Laplacian Press. California. 1999. P. 1–40.
32. *Lewis T. J.* Charge Transport, Charge Injection and Breakdown in polymeric insulators // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1990. V. 23. P. 1469–1478.
33. *Rychkov A. A., Boitsov V. G.* Charge Relaxation in PTFE-AL Structures Having Interfacial Region Modified by the Glow Discharge // *Proc. 10-th Intern. Symp. Electrets (ISE-10)*. Delphi. 1999. P. 91–94.
34. *Rychkov A. A., Cross G. H., Gonchar H. G.* Charge Relaxation in Structures Containing Non-Polar Polymer-Metal Interfaces // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1992. V. 25. P. 986–991.
35. *Scher H., Montroll E. W.* Anomalous transit time dispersion on amorphous solids // *Phys. Rev. B.* 1975. V. 12. № 6. P. 2455–2462.
36. *Seggern H.* A New Model of Isothermal Charge Transport for Negatively Corona-Charged Teflon // *J. Appl. Phys.* 1979. V. 50. P. 7039–7043.
37. *Sessler G. M.* Distribution and Transport of Charge in Polymers // *Electrets / Third edition.* V. 2. Laplacian Press. California, 1999. P. 41–80.
38. *Sessler G. M., Alguie C., Lewiner J.* Distribution in Teflon FEP (fluoroethylenepropylene) Negatively Corona-Charged to High Potentials // *J. Appl. Phys.* V. 71. 1992. P. 2280–2284.
39. *Simmons J. G., Tam M. C.* Theory of Isothermal Currents and Direct Determination of Trap Parameters in Semiconductors and Insulators Containing Arbitrary Trap Distributions // *Phys. Rev. B.* 1973. V. 7. № 8. P. 3706–3713.

40. *Sonnonstine T. J., Perlman M. M.* Surface-potential decay in insulators with field-dependent mobility and injection efficiency // *J. Appl. Phys.* 1975. V. 46. № 9. P. 3975–3981.
41. *Sworakowski J.* Polar Species as Charge Carrier Traps in Molecular Solids // *Proc. 7th Intern. Symp. Electrets (ISE-7)*. Berlin, 1991. P. 45–50.
42. *Toomer R., Lewis T. J.* Charge trapping in corona-charged polyethylene films // *J. Phys. D.: Appl. Phys.* 1980. V. 13. P. 1343–1356.
43. *Watson P. K.* The energy distribution of localized states in polystyrene, based on isothermal discharge measurements // *J. Phys. D.: Appl. Phys.* 1990. V. 23. P. 1479–1484.
44. *Watson P. K., Schmidlin F. W., La Donna R. V.* The trapping of electrons in polystyrene // *Proc. 7-th Intern. Symp. Electrets*. Berlin, 1991. P. 3–10.
45. *Wintle H. J.* Decay of excess charge in dielectrics having shorted electrodes // *J. Appl. Phys.* 1971. V. 42. № 12. P. 4724–4730.

## REFERENCES

1. *Arhipov V. I.* Termostimulirovannaja relaksacija objemnogo zarjada v tonkih plenkah amorfnyh dijelektrikov // *Matematicheskoe modelirovanie i jeksperimental'noe issledovanie jelektricheskoj relaksacii v jelementah mikroshem*. M.: MIJM, 1986. S. 23–27.
2. *Arhipov V. I., Emel'janova E. V., Petrova I. I., Rudenko A. I.* Vlijanie jeffekta Pula-Frenkelja na dispersionnyj transport objemnogo zarjada v amorfnyh materialah // *Voprosy mikrominijaturizacii RJeA i JeVA*. M.: MIJM, 1988. S. 23–28.
3. *Arhipov V. I., Nikimenko V. R., Rudenko A. I.* Relaksacija objemnogo zarjada i perednogo toka v dijelektrike pri impul'snom jelektronnom obluchenii // *Matematicheskoe modelirovanie i jeksperimental'noe issledovanie jelektricheskoj relaksacii v jelementah mikroshem*. M.: MIJM, 1985. S. 84–88.
4. *Arhipov V. I., Rudenko A. I.* Osobennosti drejfa objemnogo zarjada neravnesnyh nositelej v razporjadochennyh dijelektrikah // *Tez. dokl. Vses. konf. «Fizika dijelektrikov»*. Processy jelektroperenosa. Baku, 1982. S. 13–15.
5. *Bojcov V. G., Rychkov A. A.* Opredelenie mehanizma relaksacii zarjada v nepoljarnyh dijelektrikah // *Zhurnal tehnichekoj fiziki*. 1985. T. 55. № 5. S. 881–886.
6. *Bonch-Bruevich V. L., Zvjagin I. P., Kajper R., Mironov A. i dr.* Jelektronnaja teorija neuporjadochennyh poluprovodnikov. M.: Nauka, 1981. 384 s.
7. *Luwejkin G. A.* Polimernye jelektrety. M.: Himija, 1984. 184s.
8. *Mott N., Devis Je.* Jelektronnye processy v nekristallicheskih vewestvah. M.: Mir, 1974. 472 s.
9. *Povstugar V. I., Kodolov V. I., Mihajlova S. S.* Stroenie i svojstva poverhnosti polimernyh materialov. M.: Himija, 1988. 192 s.
10. *Rychkov A. A., Bojcov V. G.* Jelektretnyj jeffekt v strukturah polimer-metall: Monografija. SPb.: Izd-vo RGPU im. A. I. Gercena, 2000. 250 s.
11. *Rychkov A. A., Gorohovatskij Ju. A., Rychkov D. A., Kuznecov A. E.* Jelektretnye materialy na osnove nepoljarnyh polimerov s poverhnostnymi fosforsoderzhawimi nanostrukturami // *Perspektivnye materialy*. 2006. № 2. S. 19–25.
12. *Rychkov A. A., Malygin A. A., Trifonov S. A., Rychkov D. A.* Vlijanie himicheskogo modifirovanija poverhnosti politetraforjetilena na ego jelektretnye svojstva // *Zhurnal prikladnoj himii*. 2004. T. 77. V. 2. S. 280–284.
13. *Rychkov A. A., Rychkov D. A., Dergachev V. F.* Transport gomozarjada v nepoljarnyh polimerah s gazofazno-modifirovannoj poverhnost'ju // *Izvestija RGPU im. A. I. Gercena: Estestvennye i tochnye nauki: Nauchnyj zhurnal*. SPb., 2008. № 9 (48). S. 75–82.
14. *Rychkov A. A., Rychkov D. A., Trifonov S. A.* Stabil'nost' jelektretnogo sostojanija v polimerah s modifirovannoj poverhnost'ju // *Izvestija RGPU: Estestvennye i tochnye nauki: Nauchnyj zhurnal*. SPb., 2004. № 4 (8). S. 122–134.
15. *Sessler G.* Osnovy fiziki jelektretov // *Jelektrety*. M.: Mir, 1983. S. 25–104.
16. *Tjurnhaut I.* Termicheski stimulirovannyj razrjad jelektretov // *Jelektrety*. M.: Mir, 1983. S. 105–270.

17. *Tjutnev A. P., Saenko V. S., Pozhidaev E. D., Kostjukov N. S.* Dijelektricheskie svojstva polimerov v poljah ionizirujuwih izluchenij. M.: Nauka, 2005. 453 s.
18. *Batra I. P., Kanazawa K. K., Schechtman B. H., Seki H.* Charge carrier dynamics following pulse photoinjection // *J. Appl. Phys.* 1971. V. 42. № 3. P. 1124–1130.
19. *Batra I. P., Kanazawa K. K., Seki H.* Discharge characteristics of photoconducting insulators // *J. Appl. Phys.* 1970. V. 41. № 8. P. 3416–3422.
20. *Berlepsch H.* Interpretation of surface potential kinetics in HDPE by a trapping model // *J. Phys. D.: Appl. Phys.* 1985. V. 18. P. 1155–1170.
21. *Berlepsch H.* Xerographic Depletion Discharge Versus Injection for Modeling the Surface Potential Decay in Insulators // *Proc. 7th Intern. Symp. Electrets (ISE-7)*. Berlin. 1991. P. 78–83.
22. *Boitsov V. G., Rychkov A. A., Rozkov I. N.* Charge Storage and Relaxation Control Techniques in Electrets // *Material Sci.* 1990. V. 16. № 1–3. P. 225–230.
23. *Chen R.* On the analysis of the thermally stimulated process // *J. Electrostatics.* 1977. V. 3. P. 15–24.
24. *Chen R., Emerald R. L., Mort J.* Dependence of xerographic discharge characteristics on carrier mobilities // *J. Appl. Phys.* 1973. V. 44. № 8. P. 3490–3495.
25. *Chudleigh P. W.* Charge Transport through a Polymer Foil // *J. Appl. Phys.* 1977. V. 44. № 11. P. 4591–4596.
26. *Das-Gupta D. K.* Charge Decay on Polymer surfaces // *J. Electrostatics.* 1989. V. 23. P. 331–340.
27. *Dilks A.* X-ray photoelectron spectroscopy for the investigation of polymeric materials // *Elektron. Spectrosc. Theory Thech. Appl. London.* V. 4. 1981. P. 277–359.
28. *Gerhard-Multhaupt R., Kunstler W., Eberle G., Eisenmenger W., Yang G.* High Space-Charge Densities in the Bulk of Fluoropolymer Electrets Detected with Piezoelectrically-Generated Pressure Steps // *Space Charge in Solid Dielectrics / Fothergi / J. C., Dissado L. A., Editors.* 1998. P. 123–132.
29. *Kanazawa K. K., Batra I. P., Wintle H. J.* Decay of surface potential in insulators // *J. Appl. Phys.* 1972. V. 43. № 2. P. 719–720.
30. *Kiess H., Rehwald W.* Electric conduction in amorphous polymers // *Colloid and Polymer Sci.* 1980. C. 258. P. 241–251.
31. *Kressman R., Sessler G. M., Gunter P.* Space-Charge Electrets // *Electrets / Third edition.* V. 2. Laplacian Press. California. 1999. P. 1–40.
32. *Lewis T. J.* Charge Transport, Charge Injection and Breakdown in polymeric insulators // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1990. V. 23. P. 1469–1478.
33. *Rychkov A. A., Boitsov V. G.* Charge Relaxation in PTFE-AL Structures Having Interfacial Region Modified by the Glow Discharge // *Proc. 10-th Intern. Symp. Electrets (ISE-10)*. Delphi. 1999. P. 91–94.
34. *Rychkov A. A., Cross G. H., Gonchar H. G.* Charge Relaxation in Structures Containing Non-Polar Polymer-Metal Interfaces // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1992. V. 25. P. 986–991.
35. *Scher H., Montroll E. W.* Anomalous transit time dispersion on amorphous solids // *Phys. Rev. B.* 1975. V. 12. № 6. P. 2455–2462.
36. *Seggern H.* A New Model of Isothermal Charge Transport for Negatively Corona-Charged Teflon // *J. Appl. Phys.* 1979. V. 50. P. 7039–7043.
37. *Sessler G. M.* Distribution and Transport of Charge in Polymers // *Electrets / Third edition.* V. 2. Laplacian Press. California, 1999. P. 41–80.
38. *Sessler G. M., Alguie C., Lewiner J.* Distribution in Teflon FEP (fluoroethylenpropylene) Negatively Corona-Charged to High Potentials // *J. Appl. Phys.* V. 71. 1992. P. 2280–2284.
39. *Simmons J. G., Tam M. C.* Theory of Isothermal Currents and Direct Determination of Trap Parameters in Semiconductors and Insulators Containing Arbitrary Trap Distributions // *Phys. Rev. B.* 1973. V. 7. № 8. P. 3706–3713.
40. *Sonnonstine T. J., Perlman M. M.* Surface-potential decay in insulators with field-dependent mobility and injection efficiency // *J. Appl. Phys.* 1975. V. 46. № 9. P. 3975–3981.



41. *Sworakowski J.* Polar Species as Charge Carrier Traps in Molecular Solids // Proc. 7-th Intern. Symp. Electrets (ISE-7). Berlin, 1991. P. 45–50.

42. *Toomer R., Lewis T. J.* Charge trapping in corona-charged polyethylene films // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1980. V. 13. P. 1343–1356.

43. *Watson P. K.* The energy distribution of localized states in polystyrene, based on isothermal discharge measurements // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1990. V. 23. P. 1479–1484.

44. *Watson P. K., Schmidlin F. W., La Donna R. V.* The trapping of electrons in polystyrene // Proc. 7-th Intern. Symp. Electrets. Berlin, 1991. P. 3–10.

45. *Wintle H. J.* Decay of excess charge in dielectrics having shorted electrodes // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. № 12. P. 4724–4730.