

УДК 621.319.2: 678

О ДРЕЙФОВОМ МЕХАНИЗМЕ РЕЛАКСАЦИИ ЭЛЕКТРЕТНОГО ПОТЕНЦИАЛА
С УЧЕТОМ ГЛУБИНЫ ПРОНИКНОВЕНИЯ ИНЖЕКТИРОВАННОГО ЗАРЯДА

П.И.Кузьмин, И.М.Соколова, В.Н.Тамров

Расширяющееся практическое использование электретов в различного рода электромеханических преобразователях способствует дальнейшему развитию теоретических и экспериментальных исследований электретного эффекта. Известно [1-5], что стабильность электретов, хранящихся в условиях холостого хода зависит от начального распределения заряда и электрофизических характеристик диэлектрика. В этой связи большой практический интерес представляют электреты из политетрафторэтилена и его сополимера Ф4МБ-2, поскольку они характеризуются большой стабильностью даже при повышенных температуре и влажности [6]. Стабильность электретов из таких диэлектриков объясняется наличием в них гомозаряда инжекционной природы, а релаксация электретного потенциала вызывается дрейфом неравновесных носителей заряда во внутреннем поле электрета.

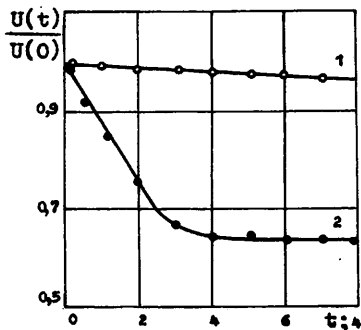


Рис. 1.

При описании процессов релаксации зарядов в таких электретах необходимо решить ряд задач, связанных с влиянием различных типов ловушек захвата на сам процесс. Так, в работе [7] была решена задача о релаксации электретных зарядов при условии захвата части носителей глубокими моноэнергетическими ловушками, равномерно распределенными по толщине диэлектрика. В [4] рассмотрена релаксация гомозаряда

под воздействием глубоких ловушек захвата, сосредоточенных в бесконечно тонком при поверхностном слое.

На рис. I приведены расчетные зависимости электретного потенциала, полученные на основе модели, рассмотренной в [4], и экспериментальные результаты по изотермическому старению электретов в режиме холостого хода ($T = 480$ К). Исследуемые образцы были изготовлены из односторонне металлизированной пленки политетрафторэтилена толщиной 20 мкм. Электризация осуществлялась с помощью жидкостного контакта. Кривая 1 соответствует следующим параметрам: $U(0) = 400$ В; $\alpha = 0,031$; $\mu = 4,0 \cdot 10^{-17} \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$; кривая 2 — $U(0) = 1000$ В; $\alpha = 0,587$; $\mu = 4,6 \cdot 10^{-17} \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Из рис. I видно, что эта модель позволяет удовлетворительно описать релаксационный процесс.

В настоящей работе, в отличие от [4], рассмотрено решение более общей задачи о релаксации электретных зарядов при равномерном сосредоточении глубоких ловушек захвата в слое заданной толщины. Оно позволяет установить зависимость от времени поверхностного потенциала электрета при различной глубине проникновения ионизированного заряда, учесть быстрый перезахват носителей мелкими ловушками. Задача решалась применительно к односторонне металлизированному пленочному электрету из неполярного диэлектрика, расположенному на заземленном основании и подвергнутому изотермическому старению в режиме холостого хода в сухой и чистой атмосфере. Решение проводилось в одномерном приближении, так как продольные размеры исследуемых электретов значительно превосходят их толщину L . Это позволило ограничиться рассмотрением объемных процессов, не учитывая различных явлений на поверхности и влияние внешней среды. Сразу после электризации образца концентрация ионизированных носителей заряда значительно превосходит равновесную концентрацию. Диэлектрики содержат глубокие ловушки захвата, распределенные равномерно в слое толщиной l . Время жизни носителей заряда на этих ловушках значительно превосходит время пролета носителей через образец, поэтому освобождение их с глубоких ловушек можно не рассматривать. Мелкие ловушки равномерно распределены по толщине диэлектрика. Влияние быстрого перезахвата учитывается эффективной дрейфовой подвижностью μ квазисвободных носителей заряда [8].

В начальный момент времени ионизированные заряды, для определенности электроны, локализуются в слое толщиной l . Часть из

них захватывается глубокими ловушками и характеризуется объемной плотностью ρ_t , остальные носители образуют квазисвободный заряд с объемной плотностью $\rho = \alpha \rho_t$.

Такие начальные условия могут реализоваться, например, у радиоэлектретов, полученных электронной бомбардировкой (при этом роль глубоких ловушек захвата могут играть радиационные дефекты), а также в электретах, полученных с помощью жидкостных контактов [4,9] или в коронном разряде [10].

Пусть

$$\rho_t(x;0) = \begin{cases} \epsilon \epsilon_0 A, & x \in (0;1); \\ 0, & x \in (1;L); \end{cases} \quad (1)$$

$$\rho(x;0) = \begin{cases} \alpha \epsilon \epsilon_0 A, & x \in (0;1); \\ 0, & x \in (1;L), \end{cases} \quad (2)$$

где A — постоянная, характеризующая начальное распределение.

Так как в плоскости $x=L$ расположен неподвижный положительный заряд, индуцированный на слое металлизации, то в рассматриваемой одномерной модели электрическое поле вне электрета отсутствует. В этом случае математическая модель токопереноса может быть описана следующей системой уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial x} E(x;t) &= \rho_t(x;t) + \rho(x;t); \\ j_n(x;t) &= -\mu \rho(x;t) E(x;t); \\ j(t) &= j_n(x;t) + \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} E(x;t); \\ \frac{\partial}{\partial x} j_n(x;t) + \frac{\partial}{\partial t} (\rho_t(x;t) + \rho(x;t)) &= 0; \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho_t(x;t) &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где j_n — плотность тока проводимости; j — плотность полного тока; E — напряженность электрического поля.

Поскольку электрет находится в режиме холостого хода, то

$$j(t) = 0. \quad (4)$$

Из (1)–(4) следует квазилинейное дифференциальное уравнение в частных производных:

$$\frac{\partial}{\partial x} E(x;t) - \frac{1}{\mu E(x;t)} \frac{\partial}{\partial t} E(x;t) = \Phi(x), \quad (5)$$

где

$$\Phi(x) = \begin{cases} A, & x \in (0;1); \\ 0, & x \in (1;L). \end{cases}$$

Граничные и начальные условия могут быть получены из (1), (2), теоремы Гаусса и условия непрерывности E на границе $x=1$:

$$E(1-0; 0) = (\alpha + 1)A1, \quad (6)$$

$$E(0; t) = 0, \quad (7)$$

$$E(1-0; t) = E(1+0; t). \quad (8)$$

Решение проведено отдельно для двух слоев: $x \in (0;1)$ и $x \in (1;L)$. Уравнение (5) при $x \in (0;1)$ имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial x} E(x;t) - \frac{1}{\mu E(x;t)} \frac{\partial}{\partial t} E(x;t) = A. \quad (9)$$

Характеристики уравнения (9) описываются следующей системой обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$dx = -\mu E dt = A^{-1} dE.$$

Ее первые интегралы имеет вид:

$$E e^{A\mu t} = C_1,$$

$$x - A^{-1}E = C_2,$$

где $C_1, C_2 = \text{const}$.

С помощью начальных и граничных условий (6), (7) определено решение уравнения (9) в виде:

$$(\alpha + 1) \frac{A}{x} (x - A^{-1}E) + E e^{A\mu t} = 0. \quad (10)$$

Уравнение (10) разрешимо относительно E :

$$E \equiv E(x;t) = \frac{(\alpha + 1)Ax}{1 + \alpha(1 - e^{A\mu t})}. \quad (11)$$

Уравнение (5) при $x \in (1;L)$ имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial x} E(x;t) - \frac{1}{\mu E(x;t)} \frac{\partial}{\partial t} E(x;t) = 0. \quad (12)$$

Граничное условие может быть найдено из (8) и (11):

$$E(1;t) = \frac{(\alpha_1)A_1}{1+\alpha(1-e^{A\mu t})} \quad (I3)$$

Характеристики уравнения (I2) описываются системой обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} dE &= 0, \\ dx &= -\mu E dt, \end{aligned} \right\}$$

первые интегралы которой имеют вид:

$$\begin{aligned} E &= C_3, \\ x + \mu E t &= C_4, \end{aligned}$$

где $C_3, C_4 = \text{const}$.

С помощью граничного условия (I3) найдено решение уравнения (I2). Напряженность поля в слое $x \in (1; L)$ определяется следующей неявной функцией:

$$E(x;t) - \frac{(\alpha_1)A_1}{1+\alpha(1-e^{A\mu\phi})} = 0, \quad (I4)$$

где

$$\phi \equiv \frac{x-1}{\mu E(x;t)} + t.$$

Поскольку величина $|E|$ не может превышать максимального значения $|(\alpha_1)A_1|$, то решение (I4) справедливо лишь для таких x и t , при которых $|E|$ меньше, чем $|(\alpha_1)A_1|$. В противном случае $E = (\alpha_1)A_1$, что соответствует слои, в котором носителей еще нет.

Для анализа удобно ввести следующие безразмерные величины:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{x} &= \frac{x}{L}; & \tilde{t} &= -A\mu t; & k &= \frac{L}{1}; \\ \tilde{E} &= \frac{E}{(\alpha_1)A_1}; & \tilde{t}' &= \frac{|\sigma|\mu t}{\epsilon\epsilon_0 t}, \end{aligned} \right\}$$

где $\sigma \equiv \epsilon\epsilon_0 A_1 (\alpha_1)$ - величина инжектированного заряда, приходящегося на единицу поверхности. Две безразмерные величины времени $\tilde{t}$ и $\tilde{t}'$ удобны для анализа случаев, когда объемная плотность заряда $\rho + \rho_e$ и величина заряда σ в начальный момент времени постоянны.

Практически важно исследовать характер изменения во времени основного параметра электрета - поверхностного потенциала, который можно измерить экспериментально:

$$U(t) = - \int_0^L E(x;t) dx .$$

Удобно ввести безразмерный поверхностный потенциал:

$$U(\tilde{t}) \equiv \frac{U(\tilde{t})}{U(0)},$$

где

$$U(0) = - \int_0^L E(x;0) dx = - \frac{\alpha L}{\varepsilon \varepsilon_0} \left(1 - \frac{1}{2k} \right) .$$

Тогда

$$\tilde{U}(\tilde{t}) = \frac{k}{k-0,5} \int_0^1 E(\tilde{x};\tilde{t}) d\tilde{x} .$$

Величину времени прорыва лидирующего фронта носителей заряда можно найти из (I4), положив $E = (\alpha+1)A_1$. Безразмерные времена прорыва

$$\tilde{t}_n = \frac{k-1}{\alpha+1} , \quad (I5)$$

$$\tilde{t}'_n = \frac{k-1}{k} .$$

Зависимость $\tilde{t}_n$ от $(\alpha+1)$ в (I5) объясняется тем, что $\tilde{t}$ нормировано относительно ρ_k , а не относительно $\rho + \rho_k$.

Зависимости безразмерных поверхностных потенциалов $\tilde{U}(\tilde{t})$ и $\tilde{U}(\tilde{t}')$ были получены с помощью ЭЕМ путем численного интегрирования по методу Симпсона. Трансцендентное уравнение (I4) решалось методом дихотомии.

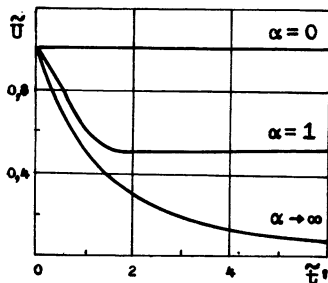


Рис.2

Полученные результаты расчета представлены на рис.2-6. На рис.2 показаны зависимости $\tilde{U}(\tilde{t}')$ для различных соотношений между захваченным и квазисвободным зарядами при $k = 100$. Случай $\alpha = 0$ соответствует отсутствию квазисвободного заряда; релаксации потенциала не наблюдается. При $\alpha \rightarrow \infty$ захват зарядов глубокими ловушками отсутствует, и $\tilde{U}(\tilde{t}')$ спадает

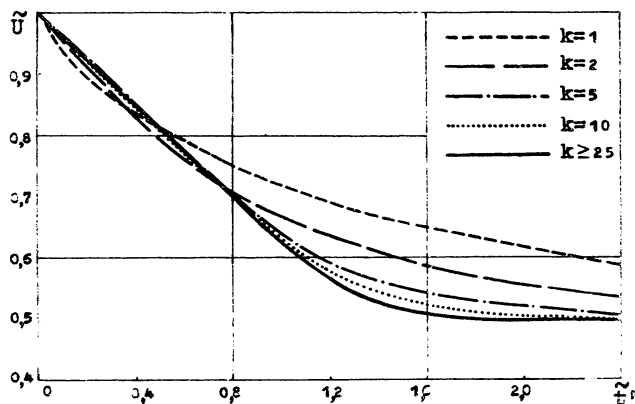


Рис.3

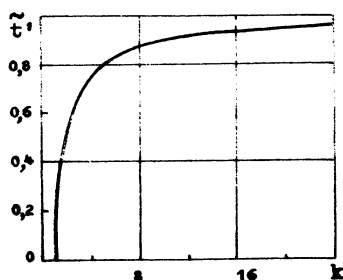


Рис.4

до нуля. Влияние параметра k на характер спада поверхностного потенциала со временем и на величину безразмерного времени пролета лидирующего фронта $\tilde{\tau}_d$ при $\sigma = \text{const}$ иллюстрируется рис.3 и рис.4 соответственно. Аналогичные зависимости для постоянной объемной плотности инжектированного заряда $\rho + \rho_e = \text{const}$ в начальный момент времени приведены на рис.5 и

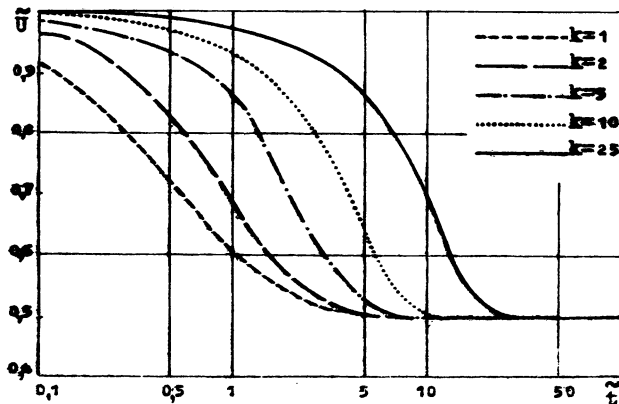


Рис.5

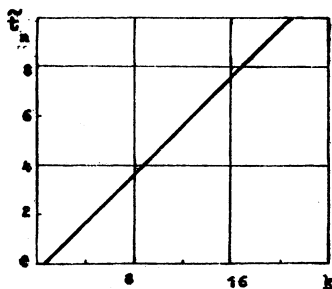


Рис.6

рис.6, при этом также использовалось безразмерное время $\tilde{t}$. Все зависимости на рис.3-6 построены при $\alpha = 1$, т.е. когда начальные объемные плотности квазисвободного и захваченного глубокими ловушками зарядов равны. На рис.7,8 приведены графики спада поверхностного потенциала U в размерном времени. Графики получены из зависимости, представленных на рис.3 и рис.5,

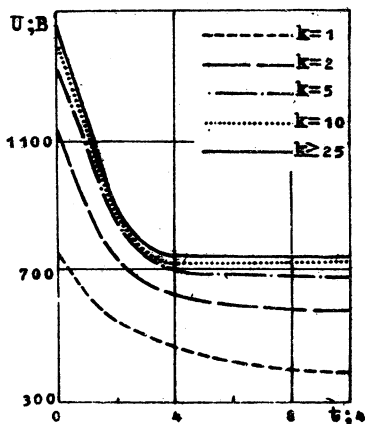


Рис.7

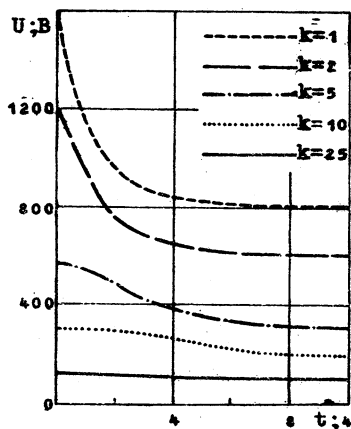


Рис.8

путем перестроения в других координатах при $\epsilon = 2$, $\alpha = 1$, $L = 20$ мкм, $\sigma = -1,335 \cdot 10^{-8}$ Кл·м⁻² - для случая $\sigma = \text{const}$ и $\rho + \rho_b = -141,7$ Кл·м⁻³ - для случая $\rho + \rho_b = \text{const}$.

В ы в о д и

1. Проанализировано влияние на характер спада поверхностного потенциала электретов начальной глубины проникновения инжектированного заряда для:

- постоянной величины объемной плотности инжектированного заряда $\rho + \rho_b$;

- постоянной величиной заряда на единицу площади σ в начальный момент времени.

2. На практике случай $\rho + \rho_i = \text{const}$ может быть реализован, например, при получении радиоэлектретов. При этом изменение зависимостей $U(t)$ связано, главным образом, с уменьшением суммарного заряда в образце при уменьшении глубины его проникновения. Если при изменении суммарного заряда σ параметр α не меняется, то при малой начальной глубине проникновения инжектированного заряда ($k > 25$) и, соответственно, при малых значениях U можно получать электреты со стабильным во времени поверхностным потенциалом. Увеличивая начальную глубину проникновения инжектированного заряда, можно существенно повысить значение U на участке его замедленного спада. Однако у таких электретов в начальный период времени поверхностный потенциал существенно снижается. При $k < 25$ выход кривой $U(t)$ на участок замедленного изменения U у электретов с меньшими значениями k происходит за меньшее время.

3. Если $\sigma = \text{const}$ (а это может иметь место при термостарении электретов), на зависимость $U(t)$ главным образом влияет изменение расстояния от границы слоя начального сосредоточения заряда ($x=1$) до металлизации. При $k > 25$ время пролета $\tilde{\tau}_1$ практически не зависит от k и резко уменьшается при $k < 8$. С увеличением начальной глубины проникновения инжектированного заряда снижается начальное значение электретного потенциала $U(0)$ и замедляется выход кривой на участок замедленного спада.

4. Расчетные зависимости для $\sigma = \text{const}$ при $k \geq 25$ совпадают с результатами, описанными в работе [4] ($k \rightarrow \infty$). Следовательно, модель релаксации поверхностного потенциала электрета с начальным расположением заряда в виде δ -функции справедлива при значениях $k \geq 25$. В этом случае влияние начальной глубины проникновения инжектированного заряда на зависимость $U(t)$ можно не учитывать.

Л и т е р а т у р а

1. SONNONSTINE T.I., PERLMAN M.M. Surface-potential decay in insulators with field-dependent mobility and injection efficiency. - J. Appl. Phys., 1975, v. 46, N 9, p. 3975-3984.

2. АРХИПОВ В.И., РУДЕНКО А.И. Релаксация электретного состояния вещества. - Физ. и техн. полупроводников, 1976, т. 10, вып. 4, с. 729-734.

3. CHUDLEIGH P.W. Charge transport through a polymer foil. - J. Appl. Phys., 1977, v. 48, N 11, p. 4591-4596.

4. Описание релаксации электретоного состояния в неполярном диэлектрике согласно инжекционной модели /Кузьмин Н.И., Латов Д.А. Соколова И.М., Тайров В.Н. Деп. в ВНИИТИ, 1979, № 2504-79.

5. SEGGERN H. A new model of isothermal charge transport for negatively corona-charged teflon.-J.Appl.Phys., 1979, v.50, N 11, p.7039-7043.

6. ЛУЦЕИКИН Г.А. Полимерные электреты. - М.: Химия, 1976. - 224 с.

7. РУДЕНКО А.И. Нелинейная задача о релаксации объемного заряда. - Журн.вычис.мат. и мат.физики, 1972, т. 12, № 4, с. 1037-1041.

8. МОТТ Н., ЛЭВИС Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. - М.: Мир, 1974. - 472 с.

9. СОКОЛОВА И.М., ТАЙРОВ В.Н. Электреты из политетрафторэтилена, полученные зарядкой с использованием жидкостного контакта. - Изв. ЛЭТИ, 1976, вып.205, с.95-97.

10. SEGGERN H. Identification of TSC peaks and surface-voltage stability in teflon-FEP. - J.Appl.Phys., 1979, v.50, N 4, p. 2817-2821.

Поступила в ред.-изд.отд.

16 июля 1980 г.