

УДК 537.226

© 1991

РЕЛАКСАЦИЯ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СОСТОЯНИЯ В АМОРФНЫХ ОКИСЛАХ Ta_2O_5

В. В. Брыксин, С. Н. Дороговцев, М. С. Моргунов, С. Д. Ханин

Изучена эволюция электретной разности потенциалов $U(t)$ в аморфных оксидах типа Ta_2O_5 . Показано, что релаксация $U(t)$ происходит из-за а) дрейфа собственных носителей заряда в объеме оксида и б) освобождения заряда с поверхностных ловушек с последующим дрейфом его через образец. На достаточно больших временах наблюдения $U(t)$ имеет экспоненциальный характер и полностью определяется кинетикой разряда поверхностных ловушек. Построена теория эволюции электретного состояния на всех временных масштабах. По данным эксперимента определены плотность поверхностного заряда, времена разрядки поверхностных ловушек, такие параметры материала, как энергия Ферми, ширина функции распределения плотности состояний по энергиям и др.

В аморфных диэлектрических материалах на основе оксидов металлов (Ta_2O_5 , Al_2O_3 и др.) наблюдается электретный эффект, причем величина поверхностной плотности заряда и временная стабильность электретной разности потенциалов позволяют использовать эти материалы в технических целях [1, 2]. Однако механизм релаксации поляризационного состояния аморфных оксидов типа Ta_2O_5 остается в значительной степени невыясненным. В работе [3] было показано, что временная зависимость электретной разности потенциалов $U(t)$ в начальный период релаксации определяется в основном движением носителей заряда в объеме оксида во внутреннем поле электрета. Однако полученная в [3] расчетная зависимость $U(t)$ на больших временах обнаруживала более медленный ход $U(t)$ по сравнению с наблюдаемым на эксперименте. В настоящей работе предложена модель, описывающая временную зависимость электретного потенциала в широком интервале. Модель опирается на представления о прыжковом характере токопереноса в этих материалах.

1. Теоретическое рассмотрение

Геометрия реализации электретного состояния представлена на рис. 1. В начальный момент времени заряд сконцентрирован в узком слое поверхностных ловушек на границе вакуум—диэлектрик (Ta_2O_5). Ниже толщина слоя поверхностного заряда полагается бесконечно малой. Другая сторона пленки диэлектрика (при $x=d$) имеет контакт с металлом (Ta). Этот контакт предполагается омическим. Искомый потенциал электретного состояния дается площадью под кривой зависимости поля от координаты в интервале от 0 до d на рис. 1. Электрическое поле в вакууме (при $x < 0$) равно нулю в силу наличия металлического электрода. Модель релаксации, используемая ниже, базируется на следующей физической картине. Предполагается, что спад разности потенциалов $U(t)$ происходит вследствие двух процессов: а) дрейфа собственных носителей заряда в объеме оксида во внутреннем поле электрета, сопровождающегося разделением зарядов и нарушением локальной электронейтральности, и б) освобождением заряда с уровней поверхностных ловушек с последующим

дрейфом его через образец в собственном электрическом поле [3]. При описании процесса дрейфа будем пользоваться модельным делением всей совокупности носителей заряда в веществе на две фракции [4, 5]. Первая из них расположена ниже уровня Ферми μ и предполагается неподвижной (рис. 2). Вторая фракция имеет энергию вблизи нуля (максимума плотности электронных состояний $g(\epsilon)$) и участвует в токопереносе. Иными словами, электропроводность носителей с заданной энергией ϵ имеет резкий максимум в окрестности точки $\epsilon=0$. При прыжковом механизме переноса это означает, что имеет место R -протекание (т. е. рассматривается область достаточно высоких температур). По мере понижения температуры токоперенос рано или поздно примет характер прыжков вблизи уровня Ферми ($R-\epsilon$ -протекание), что сопровождается переходом от активационной зависимости проводимости к моттовской. После такого перехода используемая модель станет неприменимой. Переход к $R-\epsilon$ -протеканию в Ta_2O_5 наблюдался при температурах ниже комнатных [6, 7].

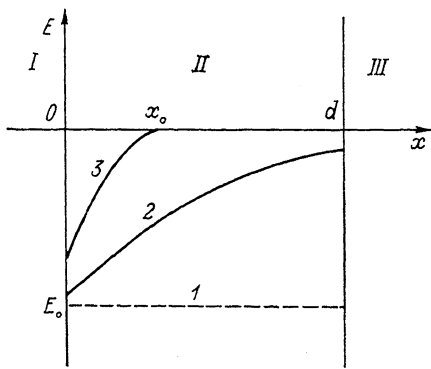


Рис. 1. Геометрия реализации электретного состояния и эволюция внутреннего электрического поля.

I — вакуум, *II* — диэлектрик, *III* — металл. Распределение электрического поля в три последовательных момента времени $t_1=0$, $t_2 > t_1 > 0$, $t_3 > t_2 > 0$. x_1 — координата фронта заряда (узкого горла).

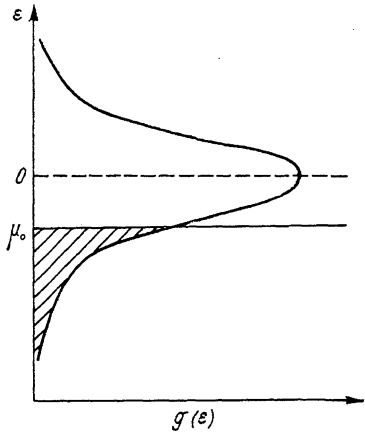


Рис. 2. Плотность электронных состояний в окисле.

μ_0 — уровень Ферми. Неподвижная фракция носителей заряда заштрихована.

Теперь можно приступить к формулировке уравнений, описывающих эволюцию плотности объемного заряда $\rho(x, t)$ в веществе, а также связанного с ним уравнением Пуассона электрического поля $E(x, t)$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{4\pi}{\epsilon} \rho. \quad (1)$$

Полный заряд ρ складывается из заряда ловушечных центров $N(x, t)$ (т. е. носителей первой фракции) и заряда подвижных носителей второй фракции $n(x, t)$

$$\rho = e(N_0 - N + n_0 - n), \quad (2)$$

где N_0 и n_0 — равновесные концентрации неподвижных и подвижных носителей соответственно.

Третьим соотношением является уравнение непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + eu \frac{\partial (nE)}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

где u — подвижность носителей второй фракции. Здесь мы пренебрегаем неомичностью, подвижность u не зависит от электрического поля E , а поэтому не зависит от координаты и времени.

Следующим уравнением является уравнение баланса для связанных носителей, которое мы запишем следующим образом:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{1}{\tau^*} (n - \nu e^{-|\mu|/kT}). \quad (4)$$

Первый член правой части описывает рекомбинацию электронов с максимума плотности состояний (подвижных) в связанные состояния, а τ^* — соответствующее время рекомбинации. Второй член связан с термической активацией электронов с уровня Ферми на уровень максимума плотности состояний. Уравнение (4) предполагает наличие понятия уровня Ферми в неравновесной ситуации, $\mu = \mu(x, t)$. Величина ν , имеющая размерность плотности, является параметром теории. В силу концепции квазиуровня Ферми, переходя к равновесию ($\partial N/\partial t = 0$), получаем связь между равновесной концентрацией подвижных электронов n_0 , равновесным значением химпотенциала μ_0 и ν

$$\nu = n_0 \exp \{ |\mu_0|/kT \}.$$

Наконец, последним уравнением может стать связь между концентрациями связанных носителей с положением уровня Ферми, которая при не слишком больших температурах имеет вид

$$N = \int_{-\infty}^{\mu} d\varepsilon g(\varepsilon). \quad (5)$$

Плотность состояний $g(\varepsilon)$ предполагается заданной функцией. Ниже для нее мы выбираем гауссовскую форму

$$g(\varepsilon) = \frac{N}{\Gamma \sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{\varepsilon^2}{2\Gamma^2} \right\}, \quad (6)$$

где Γ — ширина разброса уровней, N — полная концентрация примесных состояний

$$N = \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon g(\varepsilon).$$

Уравнения (1)–(5) представляют собой систему для определения пяти неизвестных величин: E , ρ , N , n и μ .

Теперь сформулируем начальные и граничные условия для системы уравнений (1)–(5). В начальный момент времени при $t=0$ имеем: $n(0, x) = n_0$, $N(x, 0) = N_0$. Так как вторая граница образца (при $x=d$) граничит с металлом, в котором индуцируется заряд противоположного знака, то поле вне образца (при $x < 0$) равно нулю. Поэтому поле в точке $x=0$

$$E(0, t) = \frac{4\pi}{\varepsilon} \sigma(t), \quad (7)$$

где $\sigma(t)$ — плотность поверхностного заряда. Зависимость σ от времени определяется динамикой разрядки поверхностных ловушек и предполагается известной (ниже она восстанавливается из эксперимента).

Вторым граничным условием при $x=0$ является закон сохранения заряда в этой плоскости

$$\frac{d\sigma}{dt} = -eun(0, t)E(0, t). \quad (8)$$

Используя (7), получим выражение для концентрации подвижных носителей при $x=0$

$$n(0, t) = -n_0 \tau_M \frac{d}{dt} \ln \sigma(t), \quad (9)$$

где $\tau_M = \varepsilon / (4\pi eun_0)$ — максвелловское время релаксации в равновесии.

Зная величину $n(0, t)$, из (4), полагая там $x=0$, можно получить уравнение для концентрации связанных носителей в этой плоскости $N(0, t)$ (или для квазиуровня Ферми $\mu(0, t)$ в этой плоскости)

$$\frac{dN(0, t)}{dt} = g[\mu(0, t)] \frac{d\mu(0, t)}{dt} = \frac{1}{\tau^*} [n(0, t) - \nu e^{-1\mu(0, t)/kT}] \quad (10)$$

с начальным условием $\mu(0, t) = \mu_0$ при $t=0$. Равновесное значение химпотенциала μ_0 связано с N_0 соотношением

$$N_0 = \int_{-\infty}^{\mu_0} d\varepsilon g(\varepsilon). \quad (11)$$

Конечной интересующей нас величиной является временная зависимость электретной разности потенциала

$$U(t) = - \int_0^d dx E(x, t). \quad (12)$$

Для проведения приближенного аналитического исследования уравнений (1)–(5) с приведенными выше граничными и начальными условиями обсудим сначала качественно процесс эволюции внутреннего поля. Эта система очень напоминает ту, которая описывает процесс фоторефракции за счет разделения фотоиндуцированного заряда во внешнем электрическом поле [8–10]. Существенным различием этих двух проблем является то, что если при фоторефракции заданной величиной является падение напряжения на образце, то при исследовании кинетики электретного состояния падение напряжения является искомой, зависящей от времени, величиной, а заданным считается поле при $x=0$ (см. (7)). Поэтому методы приближенного анализа системы уравнений (1)–(5) будут напоминать используемые при изучении оптической записи [9].

В начальный момент времени внутри образца зарядов нет и индуцированное поверхностным зарядом поле однородно по толщине образца. Под действием этого поля подвижная фракция электронов мещается, оголяя положительный заряд. В области локализации положительного заряда происходит экранирование внутреннего электрического поля от заряда поверхностных ловушек. (Эволюция поля представлена на рис. 1). Такой характер зависимости заряда от координаты позволяет ввести аппроксимацию, хорошо оправдывающую себя при исследовании эволюции внутренних полей и зарядов при оптической записи в материалах типа $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

$$\rho(x, t) = \begin{cases} \rho(0, t), & x < x_0(t), \\ 0, & x > x_0(t). \end{cases} \quad (13)$$

Здесь $\rho(0, t)$ — заряд в плоскости $x=0$. Временная зависимость координаты фронта заряда $x_0(t)$ будет определена ниже. Заметим, что формально точка x_0 может оказаться и вне образца ($x_0 > d$). Распределение заряда (13) приводит к полю

$$E(x, t) = \begin{cases} E(0, t) + \frac{4\pi}{\varepsilon} \rho(0, t) x, & x < x_0(t), \\ E(0, t) + \frac{4\pi}{\varepsilon} \rho(0, t) x_0, & x > x_0(t), \end{cases} \quad (14)$$

причем поле $E(0, t)$ задано соотношением (7). Что касается заряда $\rho(0, t)$, то его можно найти из (2), (9) и (10). Вклад в заряд от подвижной фракции носителей обычно мал. (Эта малость тесно связана с предположением

$|\mu| \gg kT$. Так что роль подвижной фракции сводится к переносу заряда через перезахват на состояния ниже уровня Ферми). Поэтому

$$\rho(0, t) \approx \int_{\mu(0, t)}^{\mu_0} d\epsilon g(\epsilon), \quad (15)$$

а химпотенциал $\mu(0, t)$ подлежит определению из дифференциального уравнения (10).

Теперь задача сводится к определению зависимости $x_0(t)$. Для ее нахождения проинтегрируем уравнение непрерывности (3) по x от 0 до ∞ и

введем полный заряд $Q(t) = \int_0^{\infty} dx \rho(x, t)$. Тогда получаем

$$dQ/dt = eu \{n(0, t)E(0, t) - n(\infty, t)E(\infty, t)\}. \quad (16)$$

С другой стороны, $n(\infty, t) = n_0$, а по теореме Гаусса

$$E(\infty, t) = E_0(t) - \frac{4\pi}{\epsilon} Q(t). \quad (17)$$

Подставляя (17) в (16) и используя (8), получаем

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{d\sigma}{dt} - \frac{1}{\tau_M} (Q + \sigma),$$

интегрирование которого дает

$$Q(t) = \sigma_0 e^{-t/\tau_M} - \sigma(t), \quad (18)$$

где $\sigma_0 \equiv \sigma(0, t)$ при $t=0$ — начальный поверхностный заряд. Так как, с другой стороны, $Q(t) = \rho(0, t)x_0(t)$, то координата смещающегося фронта заряда определяется зависимостью

$$x_0(t) = \frac{Q(t)}{\rho(0, t)} = \frac{\sigma_0 e^{-t/\tau_M} - \sigma(t)}{\rho(0, t)}. \quad (19)$$

Зная зависимость $x_0(t)$, легко найти искомую эволюцию потенциала, проинтегрировав (14) по x от 0 до d

$$U(t) = \begin{cases} -E(0, t)d - \frac{2\pi}{\epsilon} \rho(0, t)d^2, & d < x_0(t), \\ -E(0, t)d - \frac{2\pi}{\epsilon} Qd + \frac{2\pi}{\epsilon} \frac{Q^2}{\rho(0, t)}, & d > x_0(t). \end{cases} \quad (20)$$

Кинетика релаксации электретного состояния описывается тремя характерными временными масштабами: максвелловской релаксацией τ_M , временем разряда поверхностных состояний τ и кинетикой $\rho(0, t)$. Обычно на эксперименте при комнатной температуре τ_M порядка суток и является наименьшим из этих времен. Поэтому для времен наблюдения $t > \tau_M$ в (20) можно положить $Q(t) = -\sigma(t)$ (см. (18)), в результате чего имеем

$$U(t) = \begin{cases} -\frac{4\pi d}{\epsilon} \left\{ \sigma(t) + \frac{1}{2} \rho(0, t)d \right\}, & d < x_0(t), \\ \frac{2\pi}{\epsilon} \frac{\sigma^2(t)}{\rho(0, t)}, & d > x_0(t), \end{cases} \quad (21)$$

и в соответствии с (19) $x_0(t) = -\sigma(t)/\rho(0, t)$. Отметим, что так как плотность объемного заряда $\rho(0, t)$ со временем возрастает, то (при медленном падении $\sigma(t)$) координата фронта объемного заряда $x_0(t)$ со временем приближается к границе вакуума—диэлектрика ($x=0$). Такое несколько неожиданное уменьшение размера заряженной области со временем обусловлено усиленной рекомбинацией подвижных электронов в области $x > x_0$, где тянущее поле сильно экранировано (концепция «узкого горла»; см [8, 9]).

Теперь обратимся к определению временной зависимости плотности заряда $\rho(0, t)$ (15), для чего необходимо найти эволюцию квазиуровня Ферми $\mu(0, t)$. Для определения этой зависимости из (10) нужно задаться законом разрядки поверхностных ловушек $\sigma(t)$. В настоящей работе мы ограничимся простым экспоненциальным спадом

$$\sigma(t) = \sigma_0 e^{-t/\tau}. \quad (22)$$

Как увидим ниже, на эксперименте в Ta_2O_5 этот закон хорошо выполняется в широком интервале времен (рис. 3, 4). При выполнении (22) концентрация подвижных электронов $n(0, t)$ не зависит от времени (см. (9))

$$n(0, t) = n_0 \frac{\tau_M}{\tau}. \quad (23)$$

Как уже отмечалось выше, считаем, что $\tau_M \ll \tau$, т. е. $n(0, t) < n_0$, что соответствует возникновению положительного объемного заряда ($\rho(0, t) > 0$)

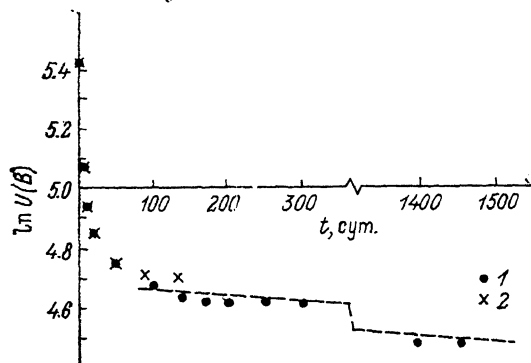


Рис. 3. Эволюция электретного потенциала в одном из образцов Ta_2O_5 в темноте.

$U_0 = 225$ В. 1 — экспериментальные точки, 2 — результаты теории для времен до выхода на экспоненту при $\Gamma \approx 0.15$ эВ, $\mu_0 \approx 0.30$ эВ.

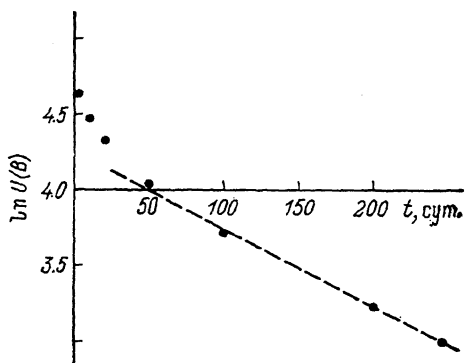


Рис. 4. Релаксация электретного потенциала образца Ta_2O_5 на свету.

$U_0 = 125$ В.

при отрицательном поверхностном ($\sigma(t) < 0$). В случае независимого от времени $n(0, t)$ уравнение (10) легко разрешается в квадратурах

$$t = \frac{\tau^*}{n_0} \int_{\mu_0}^{\mu(0, t)} \frac{d\varepsilon g(\varepsilon)}{\frac{\tau_M}{\tau} - \exp\left\{\frac{|\mu_0| - |\varepsilon|}{kT}\right\}}. \quad (24)$$

Отсюда видно, что $\mu(0, t)$ изменяется от μ_0 (при $t=0$) в сторону уменьшения μ и на больших временах стабилизируется на уровне $|\mu(0, \infty)| = |\mu_0| + kT \ln(\tau/\tau_M)$. Это обстоятельство указывает на сильную зависимость характера релаксации электретного состояния от знака начального значения энергии уровня Ферми μ_0 . Если $\mu_0 > 0$, то, уменьшаясь со временем, химпотенциал поначалу приближается к максимуму плотности состояний. Этот процесс приводит к росту проводимости, которая пропорциональна при R -протекании $\exp(-|\mu|/kT)$, т. е. к ускорению процесса релаксации. И лишь затем, после прохождения максимума (точки $\mu=0$), начинается процесс уменьшения электропроводности. В случае же $\mu_0 < 0$ происходит монотонный процесс уменьшения проводимости, т. е. замедления релаксации. В Ta_2O_5 $\mu_0 < 0$, и в дальнейшем мы ограничимся этим случаем (см. раздел 2).

Теперь используем неравенство $\tau_M \ll \tau$. Очевидно, что при его выполнении (24) можно представить в виде

$$t = \frac{\tau^*}{v} \int_{\mu(0, t)}^{\mu_0} d\varepsilon g(\varepsilon) e^{\varepsilon/kT}, \quad (25)$$

где использовано соотношение, следующее за формулой (4). Выражение (25) можно использовать до тех пор, пока $|\mu(0, t)| > |\mu(0, \infty)|$. При дальнейшем увеличении t нужно пользоваться общим выражением (24). Однако при $\tau \gg \tau_M$ эволюция заряда при $|\mu| > |\mu(0, \infty)|$ уже слабо отражается на самой величине заряда, так как в этой области уже практически отсутствуют электроны на ловушечных центрах, и $\rho(0, t) \cong eN_0$.

Характерной особенностью соотношения (25) является тот факт, что полная ионизация электронов с ловушек в области объемного заряда происходит за конечное время T , определяемое соотношением

$$T = \frac{\tau^*}{v} \int_{-\infty}^{\mu_0} d\varepsilon g(\varepsilon) e^{|\varepsilon|kT}. \quad (26)$$

При $t > T$ изменение плотности заряда прекращается и, как отмечалось выше, в этой области $\rho(0, t) = eN_0$. Так как времена разряда поверхностных состояний очень велики ($T < \tau$), то существует область достаточно больших времен наблюдения $t > T$, в которой эволюция электретоного состояния полностью определяется кинетикой разряда поверхностных состояний. В этой области, согласно (21),

$$U(t) = \begin{cases} -\frac{4\pi}{\varepsilon} d \left\{ \sigma_0 e^{-t/\tau} + \frac{1}{2} eN_0 d \right\}, & t < \tau \ln \left| \frac{\sigma_0}{q} \right|, \\ \frac{2\pi}{\varepsilon} \frac{\sigma_0^2}{eN_0} e^{-2t/\tau}, & t > \tau \ln \left| \frac{\sigma_0}{q} \right|, \end{cases} \quad (27)$$

где $q = eN_0 d$ — полный заряд захваченных на ловушки электронов в пленке. Из (27) следует, что на эксперименте могут реализовываться два случая.

а) $|\sigma_0| < |q|$, т. е. имеющийся в пленке заряд захваченных электронов в состоянии полностью экранировать поверхностный. В этом случае при $t > T$ всегда реализуется лишь вторая из формул (27). Это соответствует тому, что координата фронта заряда при $t = T$ оказывается внутри пленки.

б) $|\sigma_0| > |q|$. В этом случае при $t = T$ экранировка неполная и при $t > T$ происходит смена режимов, когда вследствие разряда поверхностных состояний фронт заряда вползает через электрод в образец.

Теперь рассмотрим область времен $t < T$, когда кинетика релаксации электретоного состояния управляется изменением плотности заряда $\rho(0, t)$. В этой области в силу больших τ можно не учитывать факта разряда поверхностных ловушек, т. е. в (21) произвести замену $\sigma(t) \rightarrow \sigma_0$

$$U(t) = \begin{cases} -\frac{4\pi}{\varepsilon} d \left\{ \sigma_0 + \frac{1}{2} \rho(0, t) d \right\} = U_0 - \frac{2\pi}{\varepsilon} \rho(0, t) d^2, & d < x_0(t), \\ \frac{2\pi}{\varepsilon} \frac{\sigma_0^2}{\rho(0, t)} = -U_0 \frac{\sigma_0}{2d\rho(0, t)}, & d > x_0(t), \end{cases} \quad (28)$$

причем $x_0 = |\sigma_0 / \rho(0, t)|$, $U = (-4\pi/\varepsilon)\sigma_0 d$ — начальное значение потенциала. Для определения конкретной зависимости $U(t)$ по (28) необходимо произвести численное интегрирование соотношений (15) и (25) с использованием вида плотности состояний в модельной форме (6). Так как на малых временах x_0 сколь угодно велика, то на начальных стадиях эволюции всегда реализуется первое из соотношений (28). Затем возможны два случая: если $|\sigma_0| < |q|$, то при $t < T$ координата фронта заряда входит в образец и происходит переход ко второй из формул (28). При дальнейшем увеличении времени наблюдения электретоная разность потенциалов начинает описываться зависимостью, соответствующей второй из формул (27). Если же $|\sigma_0| > |q|$, то по мере роста времени наблюдения имеет место переход от первой формулы (28) к первой из (27), а затем — ко второй из (27).

Перейдем теперь к анализу полученных экспериментальных данных.

Эксперименты проводились на образцах аморфного оксида тантала, полученного посредством электрохимического окисления тантала при напряжении 250 В в водном растворе ортофосфорной кислоты (толщина оксидной пленки при этом равна $d=4250 \text{ \AA}$). Электрзация опытных образцов производилась с использованием водного контакта в течение 1 мин. Измерение электретной разности потенциалов осуществлялось бесконтактным методом динамического конденсатора с компенсацией [2, 3].

На рис. 2 представлены экспериментально полученные зависимости эволюции электретного состояния в темноте и на свету. Первое, что бросается в глаза на этих графиках, — это экспоненциальный характер спада потенциала со временем при больших t . Так как на больших временах должна выполняться вторая из формул (27), то постоянная времени этого спада дает величину $\tau/2$. Для образца, измерявшегося в темноте, это приводит к $\tau=1.26 \cdot 10^9 \text{ с}=14 \text{ 500}$ суток, а для образца на свету $\tau=3.4 \cdot 10^7 \text{ с}=380$ суток. Время, с которого начинается такой экспоненциальный спад, равно 100 и 50 суток соответственно. По отсечке соответствующих линейных зависимостей на оси ординат $\ln U^*$, согласно (27), можно определить величину $U^*=(2\pi/\epsilon)(\sigma_0^2/eN_0)$ (для первого и второго случаев $U^*=108$ и 70 В соответственно). Так как $U_0/2U^*=q/\sigma_0$, то эти данные позволяют найти важный параметр q/σ_0 ($U_0=225$ и 125 В). Для образцов, измеренных в темноте (рис. 3), получаем $q/\sigma_0=1.04$, а для образца, измеренного при освещении, $q/\sigma_0=0.92$ (рис. 4). По известной величине U_0 с помощью (7) можно найти начальную плотность поверхностного заряда $\sigma_0=\epsilon U_0/4\pi d$. Эта оценка дает $\sigma_0=1.0 \cdot 10^{-2} \text{ Кл/м}^2$ для образца на рис. 3 и $\sigma_0=0.55 \cdot 10^{-2} \text{ Кл/м}^2$ для образца на рис. 4. Отсюда полный заряд $q=1.04 \cdot 10^{-2} \text{ Кл/м}^2$ (рис. 3), $q=0.50 \cdot 10^{-2} \text{ Кл/м}^2$ (рис. 4). Разделив q на ed , находим величину столь важного параметра, как плотность локализованных электронов в образце в равновесии: $N_0=1.94 \cdot 10^{18}$ (рис. 3) и $N_0=0.97 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При расчетах мы принимали $\epsilon=27$, толщина образца $d=4250 \text{ \AA}$. По известной величине N_0 можно с помощью (11) восстановить значение параметра $\mu_0/(\sqrt{2}\Gamma)$. Полагая концентрацию ловушечных центров $N=10^{20} \text{ см}^{-3}$ [10], получаем для образца в темноте $\mu_0/(\sqrt{2}\Gamma)\approx -1.46$.

Дальнейшую информацию о величине параметров материала можно получить посредством сравнения теории с экспериментом на малых временах, где работает первая из формул (28). Результаты расчета по этой формуле с учетом соотношений (15) и (25) для образца в темноте приведены на рис. 3. При этом использовалось найденное выше значение параметра $\mu_0/(\sqrt{2}\Gamma)$. Наилучшее совпадение результатов расчета с экспериментом получается при $\Gamma/\sqrt{2kT}=5$, $\nu/kT=10^{-3} \text{ с}^{-1}$. Это соответствует значениям $\Gamma\approx 0.15 \text{ эВ}$, а следовательно, $\mu_0\approx 0.30 \text{ эВ}$. Как показывает анализ сравнения теории с экспериментом, удовлетворительное совпадение их можно получить при Γ в интервале 0.10—0.18 эВ, μ_0 — в интервале 0.25—0.35 эВ, что представляется разумными величинами.

По известному параметру $\nu/\tau N$ можно оценить время релаксации для переходов электронов из локализованных состояний на уровень Ферми. Если принять электропроводность Ta_2O_5 $10^{-17} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ [6], а подвижность $u \sim 10^{-15} \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [11], то $n_0 \sim 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и при полученном значении μ_0 имеем $\nu\approx 10^{20} \div 10^{21} \text{ см}^{-3}$, т. е. $\tau \sim 10^2 \div 10^3 \text{ с}$. Отметим, что столь большие времена энергетической релаксации могут быть обусловлены сложным характером непрямых переходов между локализованными состояниями (ср. с процессами фотолуминесценции в неупорядоченных системах [11]).

В заключение отметим, что на эксперименте не наблюдается область времен, где происходит ускорение процесса релаксации электретного состояния, что, как показано выше, свидетельствует о том, что равновесный уровень Ферми μ_0 в Ta_2O_5 действительно расположен ниже максимума плотности состояний ($\mu_0 < 0$).

Список литературы

- [1] Ханнин С. Д. // Проблемы электрофизики металлооксидных конденсаторных диэлектриков. Обзоры по электронной технике. Серия 5. Радиодетали и радиокомпоненты. 1990. В. 1 (1524). С. 1—58.
- [2] Моргунов М. С., Сейсян Е. Л. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 4. С. 1244—1246.
- [3] Моргунов М. С., Муждаба В. М., Таиров В. Н., Ханнин С. Д., Дьяконов М. Н. // ФТТ. 1983. Т. 24. № 9. С. 3431—3436.
- [4] Parkhutik V. P., Shershulskii V. I. // J. Phys. D. 1986. V. 19. N 4. P. 623—641.
- [5] Parkhutik V. P., Sokol V., Shershulskii V., Utkina E., Vorobyeva A. // Phys. Stat. Sol. (a). 1989. V. 114. N 1. P. K30—K36.
- [6] Брыксин В. В., Дьяконов М. Н., Ханнин С. Д. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 5. С. 1403—1410.
- [7] Bryksin V. V., Goltsev A. V., Khanin S. D., Novotel'nova A. V., Vasiliev A. N. // Phys. Stat. Sol. (b). 1990. V. 161. N 2. P. 777—781.
- [8] Астратов В. Н., Ильинский А. В. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 1. С. 108—112.
- [9] Брыксин В. В., Коровин Л. И. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 1. С. 55—61.
- [10] Брыксин В. В., Коровин Л. И. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 8. С. 2346—2353.
- [11] Shklovskii B. I., Fritzsche H., Baranovskii S. D. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. N 25. P. 2989—2992.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
27 декабря 1990 г.