Физика и техника полупроводников, 1997, том 31, № 1

Переходные ионные процессы в диэлектрическом слое с ловушками

© Е.И. Гольдман

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120 Фрязино, Россия

(Получена 14 апреля 1995 г. Принята к печати 24 февраля 1996 г.)

Построена теория переходных ионных процессов в диэлектрическом слое с однородным распределением ловушек по объему. Показано, что свободные ионы, сосредоточенные у поверхности, оказываются заключенными в потенциальную яму, обусловленную отталкиванием от носителей заряда, захваченных на ловушки. В этой связи энергия активации тока свободных ионов больше, чем энергия активации подвижности, и уменьшается с ростом напряжения, а опустошение ловушек происходит с запаздыванием. Температурная зависимость тока деполяризации содержит два или три пика, положение и форма которых изменяются с напряжением. Отличительной особенностью перетекания ионов по изолятору с ловушками является "память" об электрическом поле, прижимавшем носители заряда к поверхности до начала переходного процесса.

Метод термостимулированной деполяризации давно и широко используется для определения характеристик подвижных ионов и их ловушек в диэлектриках [1–3]. При интерпретации пиков на температурной зависимости тока деполяризации, как правило, полагают, что ионные ловушки находятся у поверхности диэлектрика на его границах с металлом или с полупроводником. Однако во многих случаях этот подход не позволяет объяснить наблюдающиеся в эксперименте форму указанных выше пиков и зависимость их положения от падающей на толщине диэлектрика разности потенциалов [4,5]. В этой связи рассмотрим процесс перетекания ионов через слой изолятора с однородным распределением по объему ловушек с концентрацией N_t. Пусть диэлектрик занимает промежуток $0 < z < h$ и в начальный момент времени $t = 0$ все ионы, для определенности положительно однократно заряженные с концентрацией на единицу площади k_s, сосредоточены у поверхности $z = 0$. Соотношение между объемными концентрациями свободных ионов k и захваченных на ловушки k_t описывается уравнением кинетики

$$\frac{dk_t}{dt} = \alpha_t(N_t - k_t)k - \frac{k_t}{\tau_t}, \tag{1}$$

а рельеф потенциальной энергии иона $U(z)$ — уравнением Пуассона

$$\frac{d^2U}{dz^2} = -\left(\frac{4\pi q^2}{\varkappa}\right)(k + k_t). \tag{2}$$

Здесь α_t — коэффициент захвата, $\tau_t = \tau_0 \times \exp(E_t/T)$ — время жизни иона на ловушке, E_t — энергия активации темпа опустошения ловушек, T — температура в энергетических единицах, q — элементарный заряд, $\varkappa$ — диэлектрическая проницаемость.

Будем считать, что сначала, при $t < 0$, ионная система находилась в равновесии. Полагая, что $dk_t/dt = 0$ и свободные ионы подчиняются распределению Больцмана, из уравнений (1) и (2) получаем, что ловушки заполнены в слое $0 < z < l$, где

$$l = \left[\left(\frac{\varkappa\mathcal{E}_-}{4\pi q N_t}\right)^2 + l_{\max}^2\right]^{1/2} - \frac{\varkappa\mathcal{E}_-}{4\pi q N_t},$$

$$l_{\max} = \left\{\frac{\varkappa[E_t + T\ln(\alpha_t N_t \tau_0)]}{2\pi q^2 N_t}\right\}^{1/2}, \tag{3}$$

$\mathcal{E}_-$ — модуль прижимающего ионы к поверхности диэлектрика электрического поля в области $z > l$; свободные ионы с концентрацией $(k_s - lN_t)$ сосредоточены в узком канале непосредственно у границы $z = 0$, ширина этого канала мала по сравнению с l. Подчеркнем, что рассматривается ситуация $h > 2l_{\max}$ и $\tau_t \gg (\alpha_t N_t)^{-1}$. В случае $k_s < lN_t$ все ионы оказываются захваченными на ловушки в слое с толщиной k_s/N_t. Отметим полную физическую аналогию расположения ионов у границы диэлектрика с картиной распределения электронов у обогащенной ими поверхности полупроводника p-типа с глубоким акцепторным уровнем. Очевидно, что ширина слоя заполнения ловушек определяется условием пересечения линии, показывающей положение энергии центра захвата на энергетической диаграмме, с уровнем Ферми носителей заряда. Максимальное значение $l = l_{\max}$ достигается при $\mathcal{E}_- = 0$, что соответствует минимальному напряжению на диэлектрическом промежутке U_I (в энергетических единицах), при котором все ионы перетекут от одной поверхности к другой,

$$U_I = \begin{cases} \frac{2\pi q^2 N_t l_{\max}^2}{\varkappa} + 2T\ln\left[1 + \frac{k_s - l_{\max}N_t}{2l_{\max}N_t}\right], & k_s > N_t l_{\max}, \\ \frac{2\pi q^2 k_s^2}{\varkappa N_t}, & k_s < N_t l_{\max}. \end{cases} \tag{4}$$

Второе слагаемое в выражении для U_I при $k_s > N_t l_{\max}$ с точностью до энергии порядка T равно набегу потенциала на области сосредоточения свободных ионов.

Рассмотрим процесс оттока ионов от границы $z = 0$ после приложения при $t = 0$ к слою изолятора напряжения $U_d > U_I$ противоположной, чем ранее (при

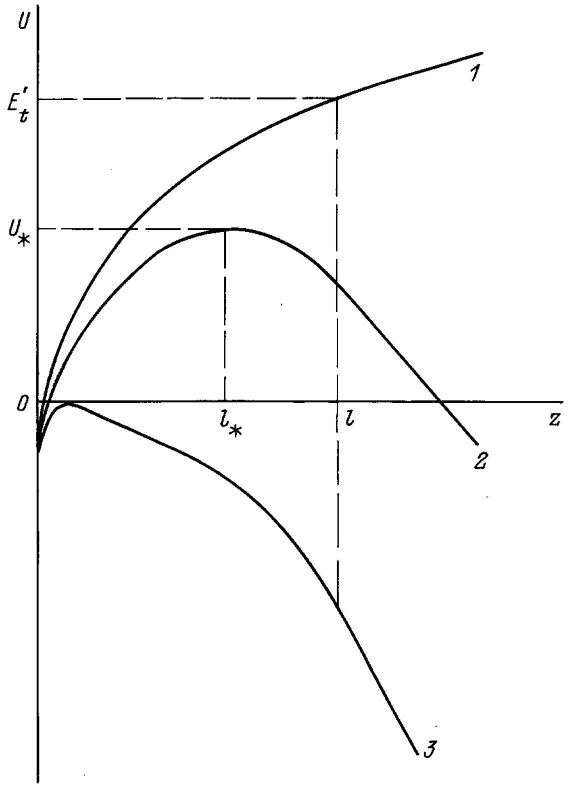

Рис. 1. Потенциальный рельеф у поверхности диэлектрика. Зависимости $U(z)$: *1* — до начала переходного процесса, *2* и *3* — в первый момент после смены полярности напряжения на диэлектрическом промежутке; $E'_t = E_t + T\ln(\alpha_t\tau_0 N_t)$. Величина тянущего электрического поля $\mathcal{E}_+$: *2* — $\mathcal{E}_+ < 4\pi q l N_t/\varkappa$, *3* — $\mathcal{E}_+ > 4\pi q l N_t/\varkappa$.

$t < 0$), полярности. Будем пренебрегать захватом ионов за время их пролета через толщу диэлектрика. Это справедливо, если выполняется неравенство $\mu\mathcal{E}_+ \gg h\alpha_t N_t$. Здесь $\mu = \mu_0\exp(-E_\mu/T)$ — подвижность свободных ионов, E_μ — энергия активации подвижности, $\mathcal{E}_+$ — величина тянущего электрического поля в области $z > l$. Потенциальный рельеф в изоляторе в начале процесса релаксации изображен на рис. 1. Пусть $k_s > lN_t$. Если $\mathcal{E}_+ < 4\pi q l N_t/\varkappa$, что отвечает неравенству $U_d < U_{II}$, где

$$U_{II} = \frac{4\pi q^2 N_t l h}{\varkappa} - \frac{2\pi q^2 N_t l^2}{\varkappa} - 2T\ln\left[1 + \frac{k_s - lN_t}{2N_t l + \varkappa\mathcal{E}_-/2\pi q}\right], \qquad (5)$$

то свободным ионам, чтобы пересечь диэлектрический промежуток, необходимо преодолеть обусловленный отталкиванием от захваченных на ловушки носителей заряда барьер (рис. 1, кривая *2*) высотой $U_* = 2\pi q^2 l_*^2 N_t/\varkappa$. Здесь $z = l_*$ — координата максимума потенциальной энергии, $l_* = l - (\varkappa\mathcal{E}_+/4\pi q N_t)$. Последний член в правой части выражения (5) описывает набег потенциала на слое свободных ионов при $t < 0$. Выражение для плотности тока свободных ионов j, вытекающих из "макроскопической ловушки", связанной с потенциальным барьером, получается из диффузионно-дрейфового уравнения $j = -\mu[k(dU/dz) + +T(dk/dz)]$ в приближениях $U_* \gg T$ и $k|_{z=l} = 0$:

$$j = \mu T(2q^2 N_t/\varkappa T)^{1/2} k_0 \exp[-(U_0 + U_*)/T],$$
$$k_0\exp(-U_0/T) = \frac{4U_* N_t}{T}\frac{\tilde{k}_s}{(\tilde{k}_s + 2N_t l_*)}, \qquad (6)$$

где $k_0 = k|_{z=0}$, U_0 — набег потенциала на слое свободных инов, а $\tilde{k}_s = \tilde{k}_s(t)$ — их полное число не единицу площади в момент времени t.

Сделаем ряд замечаний. Во-первых, из формул (6) следует, что характерное время вытекания ионов из макроскопической ловушки

$$\tau = \frac{q l_*^2}{2\mu U_*}\left(\frac{\pi T}{U_*}\right)^{1/2}\exp(U_*/T).$$

Оно много больше $(q l_*^2/2\mu U_*)$ — времени пролета расстояния l_*. Поэтому свободные ионы в области $z < l_*$, вдали от вершины барьера $U_* - U(z) \gg T$, находятся в квазиравновесии. Во-вторых, поскольку $\tau_t = (\alpha_t N_t)^{-1}\exp(2\pi q^2 N_t l_{\max}^2/\varkappa T)$ [см. (3)] и $l_* < l \leqslant l_{\max}$, то $\tau \ll \tau_t$. Таким образом за время оттока свободных ионов от поверхности $z = 0$ опустошением ловушек можно пренебречь. В третьих, строго говоря, длина l_* и, соответственно, высота барьера U_* увеличиваются со временем из-за уменьшения поля $\mathcal{E}_+$ вследствие накопления ионов у границы $z = h$.[1] Однако при $h \gg l$ и условии $U_d \gg U_I$ (но $U_d < U_{II}$) изменением поля $\mathcal{E}_+$ со временем можно пренебречь и считать $\mathcal{E}_+ = U_d/h$. В четвертых, выражения (6) справедливы для достаточно больших значениях поля $\mathcal{E}_+$, так как при их выводе фактически предполагалось, что время τ гораздо больше, чем $(h - l)/\mu\mathcal{E}_+$, равное времени пролета промежутка $l < z < h$ (в противном случае условие $k|_{z=l} = 0$ нарушается).

Проанализируем процесс опустошения ловушек. В области $z > l_*$ освобождающиеся ионы "сдуваются" электрическим полем к поверхности $z = h$, а в интервале $z < l_*$ остаются у границы $z = 0$ и поэтому захватываются обратно на ловушки. Отметим, что теперь координата точки максимума потенциала $z = \tilde{l}_*$ уже становится существенно зависящей от времени, причем ее начальное значение $\tilde{l}_*|_{t=0} = l_*$ в связи с перемещением свободных ионов к поверхности $z = h$ больше, чем в начале процесса релаксации, а конечное значение $\tilde{l}_* = 0$ и оно достигается, когда ловушки разряжены еще не полностью. Уравнение кинетики (1) можно переписать следующим образом:

$$\frac{dk_t}{dt} = \begin{cases} 0, & z < \tilde{l}_*, \\ -k_t/\tau_t, & z > \tilde{l}_*. \end{cases} \qquad (7)$$

[1] По этой причине ток деполяризации диэлектрика отличается от тока, описываемого равенствами (6), на величину тока смещения, равного $(\varkappa/4\pi)(d\mathcal{E}_+/dt)$.

Соотношения на длину $\tilde{l}_*$ и плотность тока деполяризации изолятора j (на сумму токов опустошения ловушек и смещения) получаются из уравнения Пуассона (2):

$$\tilde{l}_*^2 - \frac{2}{N_t}\int\limits_{\tilde{l}_*}^{l}(h-z)k_t dz = -\frac{\varkappa}{2\pi q^2 N_t}(U_d - U_h), \qquad (8)$$

$$j = -\frac{\varkappa}{4\pi q}\frac{\partial^2 U}{\partial t \partial z}\Big|_{z=0} = -q\frac{d}{dt}\int\limits_0^l (1-z/h)k_t dz - \frac{\varkappa}{4\pi q h}\frac{dU_h}{dt}. \qquad (9)$$

Здесь U_h — набег потенциала на ионах, перетекших к поверхности $z = h$. В случае $\tilde{l}_* > 0$ равенство (9) упрощается:

$$j = -qN_t\frac{d\tilde{l}_x}{dt}. \qquad (9a)$$

Решение уравнения (7) для часто используемого в эксперименте термостимулированного режима, когда $dT/dt = \beta > 0$, имеет вид

$$k_t = \begin{cases} N_t, & z < \tilde{l}_*, \\ N_t e^{-(\theta_t - \theta_{tz})}, & \tilde{l}_* < z < l_*, \\ N_t e^{-\theta_t}, & l_* < z < l, \end{cases} \qquad (10)$$

где

$$\theta_t = \int\limits_0^t dt_1/\tau_t = t_{\text{eff}}^{(t)}/\tau_t,$$

$t_{\text{eff}}^{(t)} \simeq (T^2/\beta E_t)$ — характерное время, за которое величина τ_t уменьшается в $e = 2.71\ldots$ раз; функция $\theta_{tz}(z)$ определяется как обратная к $\tilde{l}_*(\theta_t)$, т. е. $\tilde{l}_*(\theta_{tz}) \equiv z$. Физически функция θ_{tz} отвечает моменту времени, с которого ловушки, расположенные в плоскости $z = \text{const}$, начинают опустошаться. Будем далее считать, что либо слой заполненных ловушек у границы $z = h$ уже сформирован (за счет захвата ранее претекших носителей заряда) и повышение потенциала U_h обусловлено в основном ростом концентрации свободных ионов, либо $h \gg l$ и $U_d \gg U_I$ (т. е. $\mathcal{E}_+ = \text{const}$). В обоих случаях величина $\tilde{l}_*^2$ изменяется со временем гораздо сильнее, чем правая часть равенства (8). Заменяя последнюю на ее начальное значение $l^2 - 2h(l - l_*)$ (заметим, что $[2h(l-l_*) - l^2] > 0$, так как $U_d > U_I > U_h$), дифференцируя соотношение (8) с учетом уравнения (7), находим

$$h\frac{d\tilde{l}_*}{d\theta_t} + \frac{\tilde{l}_*^2 + 2h(l-l_*) - l^2}{2} = 0.$$

Отсюда получаем

$$\tilde{l}_* = [2h(l-l_*) - l^2]^{1/2}\,\text{tg}\left\{\frac{[2h(l-l_*) - l^2]^{1/2}}{2h}(\theta_{t0} - \theta_t)\right\}, \qquad (11)$$

$$\theta_{tz} = \theta_{t0} - \frac{2h}{[2h(l-l_*) - l^2]^{1/2}}\,\text{arctg}\left\{\frac{z}{[2h(l-l_*) - l^2]^{1/2}}\right\}, \qquad (12)$$

$$\theta_{t0} = \frac{2h}{[2h(l-l_*) - l^2]^{1/2}}\,\text{arctg}\,\frac{l_*}{[2h(l-l_*) - l^2]^{1/2}}.$$

Значение переменной $\theta_t = \theta_{t0} = \theta_{tz}|_{z=0}$ соответствует моменту времени, когда максимум потенциала $U(z)$ исчезает ($\tilde{l}_* = 0$). При $\theta_t < \theta_{t0}$ для тока из равенств (9a) и (11) следует

$$j = \frac{qN_t}{\tau_t}\frac{[2h(l-l_*) - l^2]}{2h}\cos^{-2} \times\left\{\frac{[2h(l-l_*) - l^2]^{1/2}}{2h}(\theta_{t0} - \theta_t)\right\}, \qquad (13)$$

а при $\theta_t > \theta_{t0}$ из выражений (9), (10) и (12), пренебрегая производной (dU_h/dt), получаем

$$j = \frac{qN_t}{\tau_t}\frac{[2h(l-l_*) - l^2]}{2h}e^{-(\theta_t - \theta_{t0})}. \qquad (14)$$

Отметим, что формулы (10)–(14) остаются справедливыми и в изотермическом режиме ($T = \text{const}$) при замене $t_{\text{eff}}^{(t)}$ на реальное время t.

Перейдем к случаю $\mathcal{E}_+ > 4\pi q l N_t/\varkappa$ или $U_d > U_{II}$. Потенциальный рельеф в начале процесса релаксации изображен на рис. 1 кривой *3*. Теория пролета пакета заряда сквозь диэлектрический промежуток хорошо известна [6]. Если $\mathcal{E}_+ < 4\pi q k_s/\varkappa$, то сначала начинает двигаться передний фронт, а задний остается у поверхности $z = 0$, поскольку $(dU/dz)|_{z=0} = 0$. Если $\mathcal{E}_+ > 4\pi q k_s/\varkappa$, то пакет сразу перемещается целиком, в пренебрежении диффузией передний и задний фронты совпадают, а для тока деполяризации в термостимулированном режиме имеем

$$j = \frac{q\mu(k_s - lN_t)}{h} \times\begin{cases}\left[\mathcal{E}_+ - \frac{2\pi q}{\varkappa}(k_s + lN_t)\right]\exp\left\{\left[\frac{k_s + (h-l)N_t}{k_s - lN_t}\right]\theta\right\}, & \theta < \theta_l, \\ \left[\mathcal{E}_+ - \frac{2\pi q}{\varkappa}(k_s - lN_t)(1 - 2l/h)\right]\exp(\theta - \theta_l), & \theta_l < \theta < \theta_h, \end{cases} \qquad (15)$$

Здесь

$$\theta = [4\pi q(k_s - lN_t)/\varkappa h]\int\limits_0^t \mu dt_1 = 4\pi q(k_s - lN_t)\mu t_{\text{eff}}/\varkappa h,$$

$t_{\text{eff}} \simeq T^2/\beta E_\mu$ — характерное время, за которое подвижность возрастает в e раз; $\theta = \theta_l$ отвечает моменту прохождения пакетом границы слоя заполненных ловушек $z = l$,

$$\theta_l = \frac{k_s - lN_t}{k_s + (h-l)N_t}\ln\left\{1 + \frac{4\pi q l[k_s + (h-l)N_t]}{\varkappa h[\mathcal{E}_+ - (2\pi q/\varkappa)(k_s + lN_t)]}\right\};$$

$\theta = \theta_h$ — соответствует времени пролета диэлектрического промежутка,

$$\theta_h = \theta_l + \ln\left\{1 + \frac{4\pi q(h-l)(k_s - lN_t)}{\varkappa h\left[\mathcal{E}_+ - \frac{2\pi q}{\varkappa}\left(1 - \frac{2l}{h}\right)(k_s - lN_t)\right]}\right\}.$$

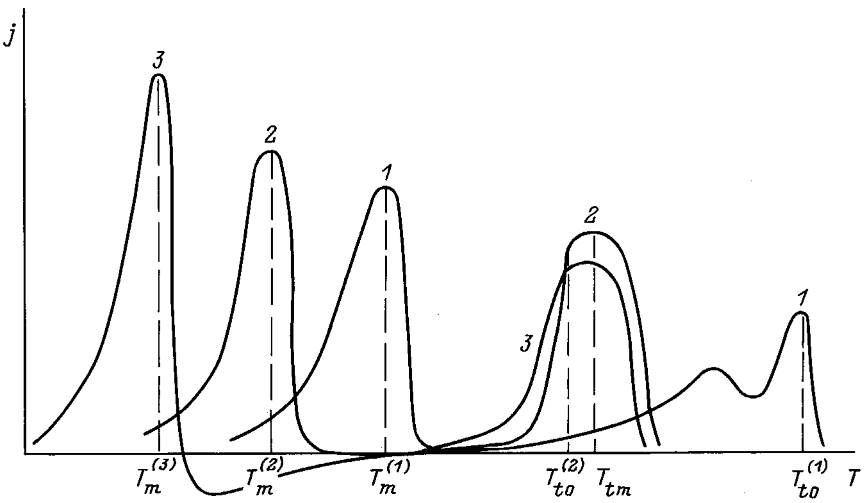

Рис. 2. Температурные зависимости тока деполяризации. Кривые *1*, *2*, *3* соответствуют напряжениям U_{d1}, U_{d2}, U_{d3}, при этом $U_I < U_{d2} < U_{d2} < U_{II} < U_{d3}$. Верхние индексы у температур $T_m^{(i)}$ и $T_{t0}^{(i)}$ указывают на номер кривой.

Входящие в выражения (15) экспоненциальные множители являются слабо изменяющимися:

$$\exp\{[k_s + (h-l)N_t]\theta_l/(k_s - lN_t)\} < 1 + (2l/h)$$
$$\times \{[k_s + (h-l)N_t]/(k_s - lN_t)\},$$
$$\exp(\theta_h - \theta_l) < 3.$$

Формулы для тока (15) сохраняют свой вид и в изотермическом режиме при замене t_{eff} на реальное время t.

В рассматриваемом случае потенциал $U(z)$ — монотонно падающая функция координаты. Поэтому все ловушки из слоя $0 < z < l$ опустошаются одновременно, а связанный с этим опустошением ток деполяризации диэлектрика подчиняется закону (14), в котором нужно положить $l_* = 0$ и $\theta_{t0} = 0$.

Пусть теперь свободные ионы изначально отсутствуют, $k_s < lN_t$. Разрядка ловушек будет происходить так же, как и при $k_s > lN_t$. Если $\mathcal{E}_+ < 4\pi q k_s/\varkappa$, что соответствует условию $U_d < U_{II}$, причем значение U_{II} берется для величины $l = k_s/N_t$, то потенциал $U(z)$ имеет максимум в точке $z = l_* = (k_s/N_t) - (\varkappa\mathcal{E}_+/4\pi q N_t)$. Пренебрегая изменением поля $\mathcal{E}_+$ в связи с перераспределением ионов по изолятору, т.е. считая $h \gg k_s^2/(k_s - l_*N_t)N_t$ и полагая $l = k_s/N_t$, из соотношений (13) и (14) находим

$$j = \frac{q(k_s - l_*N_t)}{\tau_t}\begin{cases}1, & \theta_t < \theta_{t0}\\ e^{-(\theta_t - \theta_{t0})}, & \theta_t > \theta_{t0},\end{cases}$$

$$\theta_{t0} = \frac{l_*N_t}{k_s - l_*N_t}. \qquad (16)$$

Если $\mathcal{E}_+ > 4\pi q k_s/\varkappa$ (или $U_d > U_{II}$ при $l = k_s/N_t$), то $U(z)$ — монотонно падающая функция координаты z, и для тока деполяризации диэлектрического промежутка при $h \gg k_s/N_t$ (это условие малости вклада от перераспределения ионов у поверхности $z = h$ в ток смещения) справедлива нижняя из формул (16), в которой следует принять $l_* = 0$ и $\theta_{t0} = 0$.

На рис. 2 показана качественная картина температурных зависимостей тока деполяризации для различных постоянных напряжений U_d.[2] Она одинакова как в термостимулированном, так и в изотермическом (при фиксированном времени наблюдения t) режимах. Зависимости $j(T)$ содеражт два (или три) максимума — низкотемпературный, связанный с перетеканием свободных ионов, и высокотемпературный (один или два), отвечающий опустошению ловушек. Токи свободных ионов, вытекающих из макроскопической ловушки (рис. 2, кривые *1* и *2*), нарастают по закону Аррениуса почти до точек максимумов ($T_m^{(1)}$ и $T_m^{(2)}$), за которыми следуют крайне резкие спады j. Это обусловлено тем, что концентрация носителей заряда у подножия барьера $k_0\exp(-U_0/T)$ [см. формулы (6)] при $k_s \gg l_*N_t$ поддерживается практически неизменной вплоть до истощения слоя свободных ионов, играющего роль эффективного резервуара.[3] С увеличением напряжения U_d энергия активации нарастающей ветви тока ($E_\mu + U_*$) уменьшается, что ведет к сдвигу пика в сторону низких температур, его повышению и сужению. В случае $U_d > U_{II}$ (рис. 2, кривая *3*) за низкотемпературный максимум ответственен пролет пакета свободных ионов сквозь диэлектрический промежуток. Начальный рост тока с температурой

[2] Рассматривается сугубо неравновесная деполяризация. В противоположном, квазиравновесном случае, когда ток обусловлен медленным изменением напряжения, зависимость $j(U_d)$ имеет вид симметричного относительно $U_d = 0$ пика с шириной $2U_I$.

[3] Похожий "эффект резервуара" наблюдался при термической делокализации электронов у границы раздела Si–SiO_2 [7].

по закону Аррениуса ускоряется вблизи максимума $T = T_m^{(3)}$ (это обстоятельство описывается экспоненциальным множителем во второй формуле (15)); последующий за максимумом крутой спад j с ростом T определяется малостью диффузионного уширения пакета. Энергия активации растущей ветви функции $j(T)$ равна E_μ и тем самым не зависит от напряжения, а более медленный по сравнению со случаем $U_d < U_{II}$ сдвиг пика в сторону низких температур с увеличением U_d связан с уменьшением времени пролета. После передислокации пакета к поверхности $z = h$ начинается захват свободных ионов на ловушки в объеме изолятора. Поэтому центр заряда смещается в направлении к границе $z = 0$ и ток меняет свою полярность (отрицательный участок кривой *3* на рис. 2). Процесс захвата ионов на удаленные ловушки самотормозится, поскольку синхронно с заполнением возрастает и поле, прижимающее свободные ионы к поверхности $z = h$. В этой связи $|j|$ сначала достаточно резко растет, а затем медленно уменьшается с увеличением T.

На форме зависимости $j(T)$ в высокотемпературной области существенным образом сказывается запаздывание опустошения ловушек, расположенных в слое $0 < z < l_*$. Для достаточно малых напряжений

$$(\varkappa/2\pi q^2 N_t)(U_d - U_h)$$
$$= [2h(l - l_*) - l^2] < l_*^2 \mathrm{ctg}^2[(\pi/4) + 0.5] \cong 0.086 l_*^2$$

функция $j(T)$ имеет два максимума (см. кривую *1* на рис. 2), при этом абсолютный максимум достигается при $T = T_{t0}^{(1)}$. Температура T_{t0} отвечает моменту исчезновения максимума у потенциала $U(z)$ и тем самым прекращению запаздывания опустошения ловушек, а ее значение определяется из уравнения

$$\theta_t|_{T=T_{t0}} - \theta_{t0}.$$

При $T > T_{t0}$ j резко уменьшается с ростом T, переходя в падающую ветвь "обычного" пика тока термостимулированного разряда микроскопических ловушек (см. выражение (14)). Обычное, т.е. без запаздывания, опустошение ловушек приводит к соотношению [8]

$$j \sim \theta_t \exp(-\theta_t)$$

и максимум j достигается при $T = T_{tm}$, где T_{tm} — решение уравнения $\theta_t = 1$ (величина T_{tm} не зависит от напряжения U_d). При условии $l - l_* \ll l$ справедливо неравенство $\theta_{t0} \gg 1$ и к моменту прекращения запаздывания ($T = T_{t0}$) основная часть ловушек уже опустошена, поэтому спад тока в диапазоне $T > T_{t0}$ происходит в гораздо более узком интервале температур, чем его нарастание (см. кривую *1* на рис. 2). С увеличением напряжения (см. кривую *2* на рис. 2) значения l_* и T_{t0} уменьшаются, относительный максимум j при $T < T_{t0}$ исчезает и в случае $[2h(l - l_*) - l^2] \gg l_*^2$ растущая ветвь функции $j(T)$ описывается вплоть до $T = T_{t0}$ законом Аррениуса с энергией активации E_t. Для достаточно больших U_d (но $U_d < U_{II}$) $\theta_{t0} < 1$ и величина T_{t0} меньше T_{tm}. В этих условиях максимум тока достигается при $T = T_{tm}$, а моменту прекращения запаздывания опустошения ловушек ($T = T_{t0}$) отвечает излом кривой $j(T)$:

$$(dj/dt)\big|_{T=T_{t0}+0} = (1 - \theta_{t0})(dj/dT)\big|_{T=T_{t0}-0}.$$

Если $U_d > U_{II}$ (рис. 2, кривая *3*), то запаздывания нет с самого начала процесса деполяризации и график $j(T)$ представляет собой обычный пик тока термостимулированного опустошения ловушек.

С увеличением поля $\mathcal{E}_+$ уменьшается толщина слоя, в котором ионы сосредоточиваются у границы $z = h$ после окончания переходного процесса. Поэтому с повышением напряжения площади под пиками $j(T)$ должны несколько возрастать. В большей степени это относится к низкотемпературному максимуму, так как в высокотемпературной области ловушки у границы $z = h$ заполнены ранее перетекающими ионами. Представленная на рис. 2 картина температурных зависимостей тока деполяризации отвечает ситуации, когда ионов достаточно много, $k_s > lN_t$. В противоположном случае, $k_s < lN_t$, свободных ионов нет и, соответственно, кривая $j(T)$ содержит только высокотемпературный пик.

Важной особенностью переходных ионных процессов в диэлектрике с объемными ловушками является зависимость их параметров от условий, в которых осуществлялось начальное сосредоточение носителей заряда у поверхности $z = 0$. В частности, если распределение ионов при $t = -0$ было равновесным, то толщина слоя заполненных ловушек l есть функция прижимающего поля $\mathcal{E}_-$ (см. выражения (3)). Поэтому при том же самом напряжении U_d высота барьера U_* для вытекания свободных ионов из потенциальной ямы и характерная температура T_{t0}, отвечающая моменту прекращения запаздывания опустошения ловушек, становятся меньше с увеличением поля $\mathcal{E}_-$. На графике температурной зависимости тока деполяризации изолятора (см. рис. 2) возрастание величины $\mathcal{E}_-$ отразится в виде повышения площади под низкотемпературным пиком, смещения его влево и относительного сужения, а также снижения площади под высокотемпературным максимумом и сдвига влево точки излома кривой $j(T)$ при $T = T_{t0}$. В случае $k_s < l_{\max} N_t$ при малых значениях поля $\mathcal{E}_-$ низкотемпературный пик отсутствует, но с увеличением $\mathcal{E}_-$, как только будет выполнено неравенство

$$\mathcal{E}_- > (2\pi q/\varkappa)[(l_{\max} N_t)^2 - k_s^2]/k_s$$

(т.е. $l < k_s/N_t$), этот пик возникает.

Полученные в рамках данной статьи результаты, строго говоря, справедливы для достаточно толстого диэлектрика при $h > 2l_{\max}$. Если $h < 2l_{\max}$, то возможно перекрытие слоев заполненных ловушек, соответствующих границам $z = 0$ и $z = h$. Синхронно с вытеканием свободных ионов из потенциальной ямы у поверхности $z = 0$ заполняются ловушки у границы $z = h$. Поэтому высота барьера U_* повышается, причем до тех пор, пока ловушки во всем промежутке $0 < z < h$ не окажутся заполненными. В результате в низкотемпературной области на зависимости $j(T)$ должен появиться участок квазинасыщения или даже медленного спада тока, сменяющийся (после слияния слоев заполненных ловушек) возрастанием j с ростом T по закону Аррениуса. Если $h < \min(l, l_h, k_s/N_t)$, где l_h — толщина слоя заполненных ловушек у поверхности $z = h$ при $t = \infty$, то все центры захвата ионов в изоляторе остаются заполенными в процессе деполяризации. В этом случае высокотемпературная часть зависимости $j(T)$ отсутствует.

Таким образом, переходные ионные процессы в диэлектрическом слое с объемными ловушками обладают целым рядом качественных особенностей в зависимостях тока деполяризации от температуры и напряжения. Такие из них, как увеличение площади под пиками на зависимости $j(T)$ с ростом напряжения, участок кривой $j(T)$, где ток меняет свою полярность, "память" о поле, прижимавшем ионы к поверхности до начала переходного процесса, принципиально не могут быть объяснены на основе представлений о ловушках на границах изолятора. Поэтому эти особенности фактически являются критерием сделанных предположений о наличии объемных ловушек в изоляторе при интерпретации экспериментальных данных.

Автор благодарен А.Г. Ждану за обсуждение вопросов, затронутых в работе.

Список литературы

[1] T.W. Hickmott. J. Appl. Phys., **46**, 2583 (1975).
[2] M.R. Boudry, J.P. Stagg. J. Appl. Phys., **50**, 942 (1979).
[3] Ю.А. Гороховатский, Г.А. Бордовский. *Термоактивационная токовая спектроскопия высокоомных полупроводников и диэлектриков* (М., Наука, 1991).
[4] T.W. Hickmott. J. Appl. Phys., **51**, 4269 (1980).
[5] А.Г. Ждан, Ю.В. Маркин. ФТП, **28**, 756 (1994).
[6] К. Као, В. Хуанг. *Перенос электронов в твердых телах* (М. Мир, 1994) т. 2, с. 56.
[7] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, А.Н. Пономарев. ФТП, **28**, 1947 (1994).
[8] R. Chen, Y. Kirsh. *Analysis of Thermally Stimulated Processes; Science of the Solid State* (N.Y., Pergamon, 1981) v. 15.

Редактор Т.А. Полянская

Transitive ionic processes in a dielectric layer with traps

E.I. Goldman

Institutute of Radio Engineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
141120 Fryazino, Russia