

06

## **О возможности определения параметров электронных ловушек в неоднородных слоях методом термостимулированной электронной эмиссии**

© С.Н. Нагорных, В.И. Павленков

Нижегородский государственный педагогический университет

E-mail: algoritm@sandy.ru

Арзамасский государственный педагогический институт им. А.П. Гайдара

E-mail: agpi@nts.ru.

*В окончательной редакции 2 сентября 2004 г.*

Рассмотрен квазистационарный случай нелинейного изменения концентрации заполненных электронных ловушек при термостимуляции электронной эмиссии из поверхностного диэлектрического окисного слоя. Получены выражения для электронного сродства, энергии и плотности электронных ловушек диэлектрика. Сделаны численные оценки указанных параметров на основе экспериментальных измерений термостимулированной электронной эмиссии с пористого окисленного железоникелевого сплава.

В работах [1–3] для описания кинетики термостимулированной электронной эмиссии (ТСЭЭ) из диэлектрического окисного слоя на металлическом электроде использовались уравнения Блохинцева в их квазистационарном приближении для электронов проводимости. В линейном по концентрации заполненных электронных ловушек (ЭЛ) приближении, при их малой величине в сравнении с общей концентрацией пустых и заполненных ловушек, определена энергия ЭЛ [1,4]. Однако для неоднородных диэлектрических слоев, в которых время

эмиттирования электронов проводимости много меньше времени ухода на пустые ловушки, линейный анализ ТСЭЭ не применим. Использование ТСЭЭ для исследования тонких неоднородных материалов обладает рядом преимуществ в сравнении с типичными измерениями термостимулированных токов, так как токи ТСЭЭ на  $7 \div 6$  порядков меньше и отсутствует влияние контактов [5].

В данной работе сделана попытка определения параметров ЭЛ в нелинейной для плотности заполненных ловушек области на окисном слое пористого железоникелевого сплава, который используется в качестве фильтра для жидкостей и газов.

**Определение параметров ЭЛ.** Изменение концентрации свободных электронов  $N$  и заполненных ловушек  $\nu$ , плотность эмиссионного тока  $J$  описываются уравнениями [1,2]:

$$\frac{dN}{dt} = p\nu - A_1(\nu_1 - \nu)N - A_2N, \quad (1)$$

$$\frac{d\nu}{dt} = -p\nu + A_1(\nu_1 - \nu)N, \quad (2)$$

$$J = LA_2N. \quad (3)$$

Здесь  $p = p_0 \exp(-\varepsilon/kT)$  — вероятность термической ионизации ЭЛ с энергией  $\varepsilon$ , которая находится ниже дна зоны проводимости диэлектрика;  $A_1 = \sigma \sqrt{2kT/m}$  — вероятность захвата свободной ловушкой электрона, имеющего массу  $m$  и эффективное сечение  $\sigma$ ;  $A_2 = a_2 T \cdot \exp(-\chi/kT)$  — вероятность эмиссии электронов, имеющих сродство  $\chi$ , из ЗП в вакуум;  $\nu_1$  — концентрация пустых и заполненных ловушек;  $L$  — толщина эмиттирующего слоя.

В квазистационарном случае, при  $dN/dt = 0$ , с учетом постоянства скорости нагрева образца  $b = dT/dt = \text{const}$ , системы (1) и (2) при  $\nu \ll \nu_1$  сводятся к уравнению

$$\frac{d\nu}{dT} + \frac{pA_2}{2b(A_1\nu_1 + A_2)} \nu + \frac{pA_1}{3b(A_1\nu_1 + A_2)} \nu^2 = 0, \quad (4)$$

которое для приближения  $A_2 \gg A_1(\nu_1 - \nu)$  преобразуется к виду

$$\frac{d\nu}{dT} - \frac{p}{2b} \left( \frac{A_1\nu_1}{A_2} - 1 \right) \nu + \frac{pA_1}{3bA_2} \nu^2 = 0. \quad (5)$$

Уравнение (5) имеет решение

$$v = \exp\left(\int_{T_0}^T B dT\right) \left[ \int_{T_0}^T C \cdot \exp\left(\int_{T_0}^T B dT\right) dT + \frac{1}{v_0} \right]^{-1}, \quad (6)$$

где

$$B = \frac{p}{2b} \left( \frac{A_1 v_1}{A_2} - 1 \right) = \frac{a_0 p}{2b} \left[ \frac{\exp(\chi/kT)}{\sqrt{T}} - 1 \right], \quad (7)$$

$$C = \frac{p A_1}{3b A_2} = \frac{a_0 p \cdot \exp(\chi/kT)}{3v_1 b \sqrt{T}}, \quad (8)$$

$a_0 = \frac{v_1 \sigma_0}{a_2} \sqrt{\frac{2k}{m}}$ ,  $v_0$  — начальная концентрация заполненных ЭЛ.

Температурная зависимость  $J(T)$ , полученная с учетом (3) и (6), имеет вид

$$J = L p v. \quad (9)$$

Приравняв к нулю первую производную  $J(T)$  по температуре, получим выражение для плотности тока в максимуме

$$J_M = \frac{3L A_{2M}}{2A_{1M}} \left( \frac{2b\varepsilon}{kT_M^2} - p_M + \frac{A_{1M} v_1 p_M}{A_{2M}} \right). \quad (10)$$

Запишем отношение производной плотности эмиссионного тока  $J'_i$ , взятой при температуре  $T_i$  к величине плотности этого тока  $J_i$ :

$$\frac{J'_i}{J_i} = \frac{1}{2b} \left( \frac{2b\varepsilon}{kT_i^2} - p_i + \frac{A_{1i} v_1 p_i}{A_{2i}} - \frac{2A_{1i}}{3A_{2i} L} J_i \right). \quad (11)$$

Уравнения (11) относительно  $\varepsilon$  и  $\chi$  справедливы для любых температур  $T_i \neq 0$ , при которых  $J_i \neq 0$ . Введя обозначения  $\alpha_i = J_i/J_M$ ,  $\beta_i = T_i/T_M$ ,  $\gamma_i = J'_i/J_i$ , получаем из (10) и (11):

$$\sqrt{\beta_i} D_i \exp \left[ -\frac{\chi}{kT_M} \left( \frac{1}{\beta_i} - 1 \right) \right] + \alpha_i E_M = \frac{a_0 F_i}{2b \sqrt{T_M}} \exp \frac{\chi}{kT_M}, \quad (12)$$

где

$$D_i = \gamma_i + \frac{p_i}{2b} - \frac{\varepsilon}{kT_i^2}, \quad E_M = \frac{b\varepsilon}{kT_M^2} - \frac{p_M}{2b}, \quad F_i = p_i - \alpha_i p_M.$$

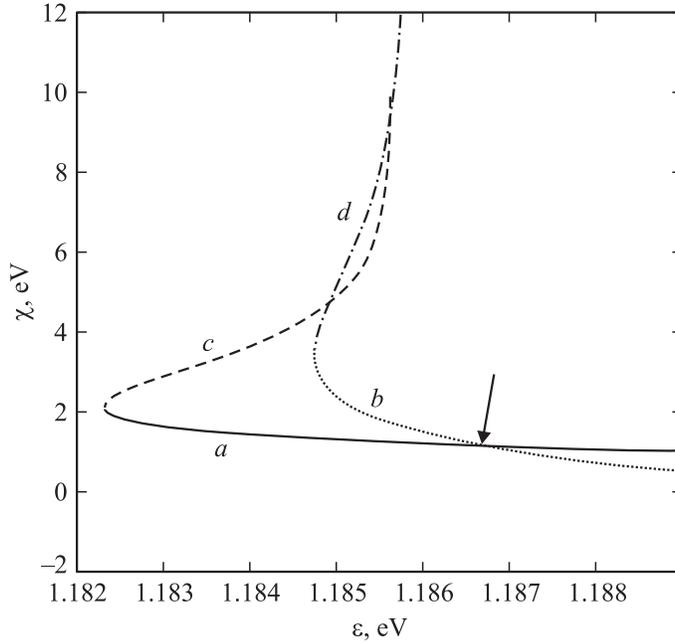
Решение системы двух уравнений (12) для двух температур, связанных соотношением

$$T_2 = 2(T_1^{-1} + T_M^{-1})^{-1}, \quad (13)$$

может быть найдено в виде:

$$\chi(\varepsilon) = \frac{kT_M T_2}{T_2 - T_M} \times \ln \left[ \frac{\sqrt{\beta_2} F_1 D_2 \pm \sqrt{\beta_2 (F_1 D_2)^2 - 4\sqrt{\beta_1} F_2 D_1 E_M (\alpha_1 F_2 - \alpha_2 F_1)}}{2\sqrt{\beta_1} F_2 D_1} \right]. \quad (14)$$

Записав (12) еще для двух температур  $T_2$  и  $T_3$ , связанных аналогично условию (13), получаем вторую зависимость  $\chi(\varepsilon)$  вида (14). Графиче-



Графическое решение системы двух уравнений (14):  $a, c$  — графики  $\chi(\varepsilon)$ , построенные с использованием параметров, соответствующих температурам  $T_1$  и  $T_2$  при знаке „+“ и „-“ перед радикалом в формуле (14) соответственно;  $b, d$  — то же для температур  $T_2$  и  $T_3$ . В области положительных значений  $\chi$  имеется решение, указанное стрелкой.

ское решение системы из двух уравнений вида (14) позволяет получить значения  $\chi$  и  $\varepsilon$ .

Формула (9) дает возможность, используя значения плотности эмиссионного тока  $J$ , определить величину  $\nu_1$  и  $\nu_0$ . Значение  $a_0$ , входящее в (6) и (9), может быть определено из (12) для заданной температуры и известных значений  $\varepsilon$  и  $\chi$ .

**Результаты эксперимента и численные оценки.** Для пористого окисленного железоникелевого сплава в экспериментах обнаружена типичная зависимость ТСЭЭ от температуры колоколообразной формы с максимумом при измерении в вакууме  $10^{-5}$  Ра канальным ВЭУ в диапазоне токов  $(1 \div 10^4) \cdot 10^{-19}$  А и при нагревании с постоянной скоростью. Отмечено качественное соответствие ТСЭЭ и выражения (9).

При скорости стимулирующего нагрева  $b = 0.23$  К/с максимум эмиссионного тока соответствовал температуре  $T_M = 612$  К. Параметры  $\alpha_i$ ,  $\beta_i$ ,  $\gamma_i$  находятся по графику  $J(T)$ . Для температур  $T_1 = 562$ ,  $T_2 = 584$  и  $T_3 = 598$  К их значения составили:  $\alpha_i$  (0.42; 0.72; 0.90),  $\beta_i$  (0.918; 0.954; 0.977),  $\gamma_i$  (0.023; 0.021; 0.014) для  $i = 1, 2, 3$  соответственно. На рисунке представлено графическое решение системы двух уравнений (14) для комбинаций температур  $T_1, T_2$  и  $T_2, T_3$ . Получены значения  $\varepsilon = 1.187$  эВ,  $\chi = 1.154$  эВ,  $a_0 = 10^{-9}$  К<sup>1/2</sup>, близкие к известным для окисла железа [6].

Плотность ловушек вычислялась по формуле (9) при значениях  $L = 10^{-8}$  м,  $J_1 = 10^6$  и  $J_2 = 1.7 \cdot 10^6$  м<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup>, измеренных при температурах  $T_1$  и  $T_2$  соответственно. Ее значения  $\nu_1 = 2.3 \cdot 10^{16}$  м<sup>-3</sup> и  $\nu_0 = 1.0 \cdot 10^{15}$  м<sup>-3</sup> не противоречат реальным величинам, а ТСЭЭ может применяться для исследования параметров ЭЛ в неоднородных окислах пористых сплавов.

## Список литературы

- [1] Нагорных С.Н., Геренрот М.Е., Куров И.Е. / ФХОМ. 1982. В. 5. С. 32–35.
- [2] Бичевин В.В. // Радиационно-стимулированные явления в твердых телах. Свердловск: УПИ, 1980. С. 17–23.
- [3] Носенко Б.М., Ясколко В.Я. // Тр. Ташкентск. ун-та. 1963. В. 221. С. 84–97.
- [4] Kanturek J. Czech. // J. Phys. 1956. N 6. P. 349–354.
- [5] Панченко Т.В. // ФТТ. 1999. Т. 41. В. 6. С. 1006–1009.
- [6] Физико-химические свойства окислов: Справочник / Ред. Г.В. Самсонов. М.: Металлургия, 1978. С. 472.