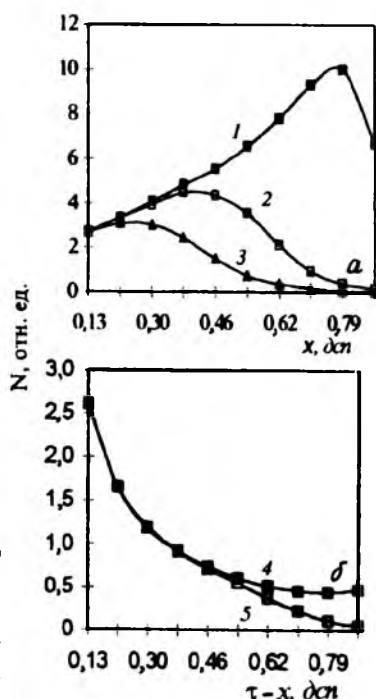


нечной атмосфере для глубины проникновения 10 значений длины свободного пробега. Погрешность (σ) понимается в смысле одного среднеквадратичного отклонения, эффективность (FOM) — как величина, обратная произведению дисперсии на время расчета. Для сравнения приведен результат расчета этого же фактора накопления методом моментов [4]. Больше число опубликованных данных о прямых функциях, чем о сопряженных, обуславливает лучшую аппроксимацию функции ценности для сопряженного моделирования, что подтверждают результаты расчета.

На рисунке показано распределение числа пересечений плоскостей, перпендикулярных оси источник—детектор, для ценностной оптимизации с разными весовыми окнами. Для прямого моделирования удаление x отсчитывается от источника, для сопряженного ($\tau - x$) — от детектора. Полученное распределение свидетельствует о том, что в выбранной схеме весовое окно оказывается важным регулятором эффективности ценностной оптимизации моделирования, перераспределяя фазовые состояния от источника к детектору. Критерий качества может служить удобным способом визуализации степени приближенности выбранных параметров к оптимальным. Наилучшие по эффективности результаты достигаются при максимально равномерном распределении числа пересечений, когда оно «выходит на плато» на протяжении нескольких значений длины свободного пробега и остается примерно постоянным при подходе к детектору (в сопряженном случае — к источнику).



Число пересечений траекторий прямых (а) и сопряженных частиц (б) с плоскостями, перпендикулярными оси источник—детектор, при W_n , равном 10^{-5} (1), 10^{-3} (2), 10^{-2} (3), 10^{-6} (4), 10^{-3} (5)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Borisov N.M., Panin M.P. Adjoint importance Monte Carlo simulation for gamma ray deep penetration problem. — Monte Carlo Meth. Applic., 1997, v. 3, № 3, p. 241—250.
2. Williams M. Generalized contribution response theory. — Nucl. Sci. Engng, 1991, v. 108, p. 355—382.
3. Aboughantous C. A contribution Monte Carlo method. — Ibid., 1994, v. 118, p. 160—177.
4. Chilton A., Eisenhauer C., Simmons G. Photon point source buildup factors for air, water and iron. — Ibid., 1980, v. 73, № 1, p. 97—107.

Поступила в Редакцию 27.01.99

УДК 537.58

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ОТ ПОВЕРХНОСТИ ЭМИТТЕРА ТЕРМОЭМИССИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

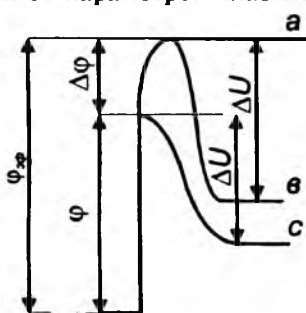
Кайбышев В.З., Лысков А.В. (РНЦ «Курчатовский ин-т»)

Вольт-амперная характеристика термоэмиссионного преобразователя энергии отражает совокупное влияние множества факторов: температуры электродов, межэлектродного зазора и давления паров цезия, эмиссионных свойств электродов (работы выхода и квантово-механического коэффициента прозрачности потенциального барьера на границе). Имеющиеся в настоящее время математические модели различных ре-

жимов работы термоэмиссионного преобразователя позволяют учесть все эти факторы и с помощью численного эксперимента проследить влияние каждого из них. Но в экспериментальных исследованиях невозможно определить влияние каждого фактора в отдельности, так как изменение одного из них зачастую влияет на большинство оставшихся. Кроме того, в эксперименте нет возможности независимо менять такие величины, как работа выхода и коэффициент отражения электронов от поверхности. Поэтому особую важность приобретают методики, позволяющие на базе экспериментальных данных восстанавливать параметры плазмы и эмиссионные свойства электродов [1]. Это важно для проверки корректности математических моделей, в которых за счет вариации неконтролируемых в эксперименте параметров можно достаточно хорошо приблизить расчетную вольт-амперную характеристику к экспериментальной.

В настоящей работе предложен метод определения коэффициента прозрачности потенциального барьера на границе поверхности эмиттера с помощью измеренных вольт-амперных характеристик в дуговом режиме.

На вольт-амперные характеристики влияет не столько коэффициент прозрачности барьера, сколько число реально пересекающих границу электрода электронов. А это зависит и от распределения потенциала в приэлектродной области объемного заряда, и от параметров плазмы вблизи электрода. Распределения типа *a* и *c* (рис. 1) могут



Р и с. 1. Возможный характер распределения потенциала вблизи электрода

реализовываться вблизи коллектора, *a* и *c* — вблизи эмиттера. При отсутствии эмиссии с коллектора или ее малом значении реализуется распределение типа *c*, но скачкообразное изменение потенциала $U \ll kT_e/e$, где k — постоянная Больцмана; T_e — температура электронов в плазме; e — заряд электрона, т.е. заметно ниже, чем у эмиттера.

При распределении типа *a* ток эмиссии с электрода $j_0 = A_0 D T^2 \exp(-e\varphi/kT)$, где $D = 1 - R$; R — коэффициент отражения от поверхности. В плазму проходит только часть тока эмиссии $j = j_0 \exp(-e\Delta\varphi/kT)$, остается в плазме и релаксирует по энергии с плазменными электронами некоторая доля этой части $j_{\beta 1} = j_0 \exp(-e\Delta\varphi/kT)(1 - r_1)$, где r_1 —

кинетический коэффициент отражения от плазмы [2], который характеризует долю электронов, вошедших в плазму и вернувшихся обратно на электрод в результате изменения направления движения без изменения энергии при рассеянии на атомах цезия. После первого акта отражения обратно на электрод вернется часть эмиссионного тока $j_1 = j_0 [1 - \exp(-e\Delta\varphi/kT)(1 - r_1)](1 - D)$. Можно показать, что в результате многократных актов отражения от плазмы и поверхности электрода результирующий ток в плазму

$$j_{\beta} = \frac{j_0(1 - r_1)\exp(-e\Delta\varphi/kT)}{D + (1 - D)(1 - r_1)\exp(-e\Delta\varphi/kT)}; \quad (1)$$

ток электронов, вернувшихся обратно на электрод,

$$j = \frac{j_0 D [1 - \exp(-e\Delta\varphi/kT)(1 - r_1)]}{D + (1 - D)(1 - r_1)\exp(-e\Delta\varphi/kT)}.$$

При этом $j_{\beta} + j = j_0$.

Если в уравнении (1) для j_0 использовать формулу Ричардсона, то можно записать

$$j_{\beta} = A_0 D_{\beta\Phi} T^2 \exp(-e\varphi^{\beta\Phi}/kT); \quad (2)$$

где $\varphi^{\beta\Phi} = \varphi + \Delta\varphi$;

$$D_{\text{эф}} = \frac{D(1 - r_1)}{D + (1 - r_1)(1 - D)\exp(-e\Delta\varphi/kT)}. \quad (3)$$

Таким образом, эффективный коэффициент прозрачности $D_{\text{эф}}$ определяет проходящий с электрода в плазму ток с учетом многократного отражения электронов от задерживающего электроны перепада потенциала $\Delta\varphi$ в области объемного заряда, а также от поверхности электрода и плазмы.

Выражение (3) для $D_{\text{эф}}$ получено при рассмотрении распределения типа *в*, аналогично выражение для распределения типа *с* можно получить, положив $\Delta\varphi = 0$; для распределения типа *а* формула (3) остается той же, но коэффициент отражения от плазмы r_1 следует определять по методике, отличной от работы [2]. В работе [2] при расчете r_1 принято, что скачкообразное изменение потенциала $e\Delta U/kT_e \gg 1$ и диффузионный член в уравнении переноса для электронов, попавших в плазму после ускорения, значительно превосходит полевой. Поэтому учитывали дрейф электронов только за счет градиента концентрации. Вблизи коллектора скачкообразное изменение потенциала ΔU при распределении типа *с* мало $e\Delta U/kT_e \ll 1$, энергия электронов, входящих в плазму, мало отличается от энергии электронов эмиссии. При распределении потенциала типа *а* средняя энергия электронов, входящих в плазму, равна энергии электронов эмиссии. Поэтому при расчете коэффициента отражения холодных электронов эмиссии коллектора необходимо учитывать дрейф в глубь плазмы как за счет электрического поля, так и градиента концентрации.

Аналогичная ситуация рассмотрена в работе [3] при расчете коэффициента прозрачности диода. Но в этой работе принято зеркальное отражение от поверхности с сохранением нормальной составляющей скорости. Поэтому все отразившиеся электроны преодолевают задерживающее их поле при возвращении на первоначальный электрод. При выводе выражения (3) учитывали, что при отражении электронов происходит хаотизация их скорости из-за микронеровностей поверхности. В результате не все отраженные от поверхности электроны смогут снова преодолеть задерживающий их барьер $\Delta\varphi$. При расчете коэффициента отражения от плазмы r_1 в работе [2] также учитывали, что происходит хаотизация скорости входящих в плазму электронов и поэтому не все рассеянные на атомах электроны смогут вернуться обратно на электрод. При нулевом задерживающем поле, т.е. при $\Delta\varphi = 0$, выражение (3) переходит в формулу (16.5) [3].

В работе [4] на основе анализа и обобщения экспериментальных характеристик предложена феноменологическая модель термоэмиссионного преобразователя в дуговом режиме. Одним из основных отправных моментов был обнаруженный экспериментально факт, что отношение тока эмиссии к току в точке излома вольт-амперной характеристики $J_3 = j_{30}/j_i$ является величиной, зависящей только от $P_{\text{Cs}}d$, эмпирическая связь между ними описывается соотношением

$$J_3 = 1 + 1,7P_{\text{Cs}}d/133,33 \text{ Па}, \quad (4)$$

где P_{Cs} — давление паров цезия; d — межэлектродный зазор, мм.

Соотношение (4) справедливо для преобразователей с различными электродными парами, при разной температуре электродов и в широком диапазоне давления паров цезия и межэлектродного зазора. Более того, как было показано в работе [4], соотношение (4) справедливо не только для точки излома, но и для всего участка характеристики ниже точки излома, если вместо тока эмиссии j_{30} использовать ток, поступающий с эмиттера в плазму j_3 .

Выражение для потока энергии с эмиттера, связанного с прохождением тока, имеет вид

$$Q_{e3} = j_3 \frac{2kT_3}{e} - j_{пл} \frac{2kT_{e3}}{e} + j_e \varphi_3^{\text{эф}} - \Delta U_i j_{i3},$$

где j_3 — ток электронов, поступающих в плазму с эмиттера и релаксирующих по энергии с плазменными электронами (см. выражение (2)); $j_{пл}$ — ток плазменных электронов, поступающих из плазмы на эмиттер; j_e — результирующий ток электронов; T_3 , T_{e3} — температура эмиттера и электронов плазмы вблизи эмиттера; $\varphi_3^{\text{эф}}$ — эффективная работа выхода эмиттера; $\Delta U_i j_{i3}$ — составляющая потока энергии на эмиттер из плазмы, обусловленная движением ионов и возбужденных атомов, а также излучением плазмы; j_{i3} — ионный ток на эмиттер.

Результирующий электронный ток $j_e = j_3 - j_{пл}$, откуда

$$\frac{Q_{e3}}{j_e} = \frac{2kT_{e3}}{e} - J_3 \frac{2k}{e} (T_{e3} - T_3) + \varphi_3^{\text{эф}} - J_{i3} \Delta U_i, \quad (5)$$

где $J_3 = j_3/j_e$; $J_{i3} = j_{i3}/j_e$.

Баланс энергии для преобразователя в целом

$$Q_{e3}/j_e - Q_{ek}/j_e = U, \quad (6)$$

где Q_{ek} — поток энергии на коллсектор, обусловленный прохождением тока; U — полезное напряжение на электродах.

Измерения, выполненные в работе [5], показали, что поток энергии с эмиттера Q_{e3}/j_e для фиксированного тока $j_e < j_{и}$ при изменении только температуры эмиттера линейно увеличивается с ростом температуры эмиттера, при этом

$$\partial(Q_{e3}/j_e)/\partial T_3 = \partial U/\partial T_3. \quad (7)$$

Так что $\partial(Q_{ek}/j_e)/\partial T_3 = 0$, т.е. величина Q_{ek}/j_e не зависит от температуры эмиттера.

Отсюда вытекает вывод, что параметры плазмы для режимов с $j_e < j_{и}$ не зависят от температуры эмиттера при неизменных остальных параметрах. Из уравнений (5), (6) с учетом соотношения (7) получим

$$\frac{\partial U}{\partial T_3} = \frac{2k}{e} (J_3 + 1) + \frac{k}{e} \ln \left(\frac{A_0 D_3^{\text{эф}} T_3^2}{J_3 j_e} \right) + \frac{kT_3}{e} \frac{1}{D_3^{\text{эф}}} \frac{\partial D_3^{\text{эф}}}{\partial T_3} - \frac{k}{e} \frac{\partial J_3}{\partial T_3} \left[(T_{e3} - T_3)2 + \frac{T_3}{J_3} \right]. \quad (8)$$

При записи выражения (8) было использовано выражение (2), связывающее j_3 и $\varphi_3^{\text{эф}}$.

Экспериментальные данные, приведенные в работах [1, 4], свидетельствуют, что для тока $j_e \ll j_{и}$ зависимость $U(T_3)$ линейна и $\partial U/\partial T_3$ не зависит от T_3 . Отсюда следует, что члены, входящие в правую часть выражения (8), не должны зависеть от T_3 . Если J_3 не зависит от T_3 , то последний член в правой части (8) равен нулю. Действительно, оценки показывают, что если использовать для вычисления J_3 выражение (4) и считать, что $\partial J_3/\partial T_3 \approx 0$, то по соотношению (8) $\partial U/\partial T_3 = 2 \cdot 10^{-3}$ В/град, что совпадает с экспериментальными значениями. Но если предположить, что J_3 заметно зависит от тока эмиссии j_{30} , который при постоянном давлении паров цезия может изменяться в 2—2,5 раза при изменении температуры эмиттера на 100 К, то, во-первых, $\partial U/\partial T_3$ существенно отличается от экспериментального значения по абсолютной величине и, во-вторых, заметно зависит от T_3 , что также противоречит эксперименту. Например, если бы J_3 изменялась всего на 5%, а не в 2—2,5 раза, то $\partial U/\partial T_3$ на 10% превышала

бы экспериментальное значение и заметно зависела от T_3 . Таким образом, экспериментальные данные, во-первых, подтверждают практическую независимость J_3 от температуры эмиттера и, следовательно, от тока эмиссии j_{30} . Во-вторых, абсолютные значения $\partial U/\partial T_3$ находятся в согласии с эмпирической формулой (4) для J_3 .

Логарифмический член в правой части (8) формально зависит от T_3 , но зависимость эта настолько слаба, что ее влияние находится в пределах погрешности эксперимента.

Продифференцировав по T_3 выражения (2) и (3) и приняв во внимание, что $\partial J_3/\partial T_3 = 0$, получим

$$\frac{kT_3}{e} \frac{1}{D_3^{\Phi}} \frac{\partial D_3^{\Phi}}{\partial T_3} = \frac{j_e/j_{и}(1-r_1)(1-D_3)[2k/e - \partial\varphi_3/\partial T_3 + \varphi_3/T_3]}{1 - j_e/j_{и}(1-r_1)(1-D_3) - r_1(1-D_3)}. \quad (9)$$

При этом было учтено, что для тока ниже тока в точке излома, где $\Delta\varphi_3 = 0$, и согласно выражению (3) $D_{3,и}^{\Phi} = D_3(1-r_1)/[1-r_1(1-D_3)]$, $J_3 = \text{const}$ и

$$\frac{j_e}{j_{и}} = \frac{j_3}{j_{3,и}} = \frac{D_3^{\Phi}[1-r_1(1-D_3)]}{D_3(1-r_1)} \exp\left(-\frac{e\Delta\varphi_3}{kT_3}\right). \quad (10)$$

Из выражения (9) видно, что при $D_3 = 1$ третий член в правой части (8) равен нулю при всех $j_e \leq j_{и}$ и производная $\partial U/\partial T_3$ не должна зависеть от T_3 до температуры, при которой заданное значение j_e достигается в точке излома. Слабая зависимость $\partial U/\partial T_3$ от тока j_e должна определяться логарифмическим членом. При $D_3 < 1$ величина $\partial U/\partial T_3$ должна зависеть от отношения $j_e/j_{и}$, т.е. при фиксированной температуре эмиттера T_3 должна проявиться заметная зависимость $\partial U/\partial T_3$ от j_e , при фиксированном токе j_e — от температуры эмиттера T_3 , так как ток $j_{и}$ существенно зависит от T_3 в точке излома вольт-амперной характеристики.

С учетом выражения (9) и того, что $\partial J_3/\partial T_3 \approx 0$, вместо уравнения (8) получим

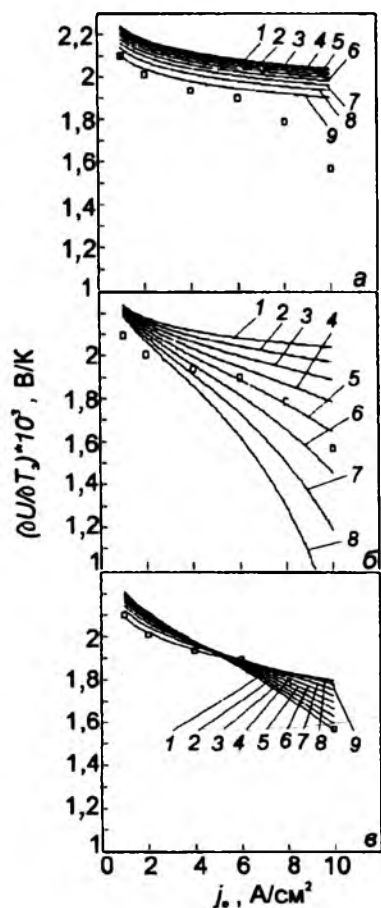
$$\frac{\partial U}{\partial T_3} = \frac{2k}{e} (J_3 + 1) + \frac{k}{e} \ln \left(\frac{A_0 D_3^{\Phi} T_3^2}{J_3 j_e} \right) + \frac{j_e/j_{и}(1-r_1)(1-D_3)[2k/e - \partial\varphi_3/\partial T_3 + \varphi_3/T_3]}{1 - j_e/j_{и}(1-r_1)(1-D_3) - r_1(1-D_3)}, \quad (11)$$

где для расчета D_3^{Φ} из выражений (3) и (10) можно получить соотношение

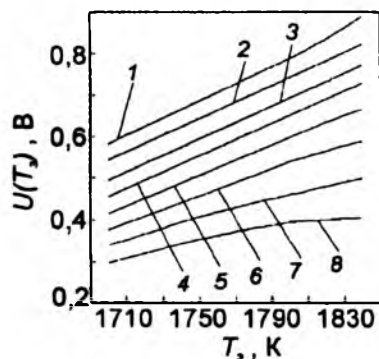
$$D_3^{\Phi} = \frac{(1-r_1)[1-r_1(1-D_3) - (1-r_1)(1-D_3)j_e/j_{и}]}{1-r_1(1-D_3)}. \quad (12)$$

Когда $j_e \ll j_{и}$, последний член в выражении (11) мал, $\partial U/\partial T_3$ логарифмически зависит от D_3^{Φ} , который при $j_e \ll j_{и}$ согласно уравнению (12) стремится к $(1-r_1)$. Заметная зависимость $\partial U/\partial T_3$ от плотности тока должна появиться при $D_3 < 1$, когда последний член в выражении (11) отличен от нуля и сильно зависит от отношения $j_e/j_{и}$.

На рис. 2 экспериментальные результаты сравниваются с расчетом по формуле (11), на рис. 3 показаны экспериментальные зависимости $U(T_3)$ при постоянном токе j_e для режима, соответствующего рис. 2. По наклону зависимостей при конкретной температуре эмиттера определяли производные $\partial U/\partial T_3$ для разного тока, почти до тока в точке излома характеристики. Ток в точке излома определяли по характеристике при выбранной температуре эмиттера. Используя формулу (4), находили ток эмиссии:



Р и с. 2. Зависимость производной dU/dT_3 от плотности тока при T_3 1767 К, T_k 892 К, P_{Cs} 286,7 Па, $d = 0,44$ мм, $j_n = 11$ А/см², r_1 (1–9) от 0 до 0,8 (а, в), D_3 от 1 до 0,3 (б); □ — эксперимент



Р и с. 3. Зависимость напряжения от температуры эмиттера при плотности тока 1 (1), 2 (2), 4 (3), 6 (4), 8 (5), 10 (6), 12 (7), 14 А/см² (8)

$$j_{e0} = A_0 D_3 T_3^2 \exp(-\frac{e\varphi_3}{kT_3}). \quad (13)$$

Обычно плотность тока в точке излома высока, поэтому $r_1 \approx 0$ и $D_3^{\text{эф}} = D_3$. Работу выхода эмиттера φ_3 определяли из уравнения Ричардсона (13). Так как заранее коэффициент прозрачности неизвестен, то в ходе дальнейшей процедуры нахождения методом последовательных приближений уточняли значение D_3 . Величину $d\varphi_3/dT_3$ определяли двумя методами — по двум соседним к выбранной характеристикам находили соответствующие φ_{31} и φ_{32} и определяли $\Delta\varphi_3/\Delta T_3$ как среднюю между $\Delta\varphi_{31}/\Delta T_{31} = (\varphi_3 - \varphi_{31})/(T_3 - T_{31})$ и $\Delta\varphi_{32}/\Delta T_{32} = (\varphi_{32} - \varphi_3)/(T_{32} - T_3)$ и по теоретическим зависимостям $\varphi_3(T_3/T_{Cs})$ при заданных $\varphi_{\text{вак}}$ и T_3/T_{Cs} . Оба метода дают близкие результаты.

На рис. 2, а экспериментальная зависимость сравнивается с расчетными в предположении $D_3 = 1$. Видно, что расчетные зависимости далеки от экспериментальной, тем более что с ростом плотности тока коэффициент r_1 должен уменьшаться. На рис. 2, б то же самое, но в предположении $r_1 = 0$. Видно, что экспериментальная зависимость близка к расчетной при $D_3 \approx 0,6$ для тока выше 6 А/см², когда коэффициент отражения от плазмы r_1 и на самом деле должен быть близок к нулю. На рис. 2, в приведены расчетные зависимости при $D_3 = 0,55$ и разных r_1 . При большой плотности тока, когда коэффициент r_1 должен быть близок к нулю, расчетная с зависимостью при $r_1 = 0$ совпадает с экспериментальной, по мере уменьшения плотности тока экспериментальные точки последовательно переходят на зависимости с возрастающим коэффициентом отражения от плазмы r_1 , т.е. можно проследить

характер изменения r_1 с плотностью тока. На рис. 4 аналогичные зависимости при $D_3 = 0,55$ сравниваются с экспериментальными точками при других параметрах разряда. На основании рис. 4 можно сделать те же выводы.

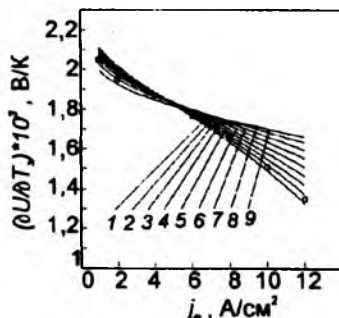
Измеряя вольт-амперные характеристики термоэмиссионного преобразователя энергии в дуговом режиме при разной температуре эмиттера, можно получить информацию, достаточную для определения коэффициента прозрачности потенциального барьера на поверхности эмиттера, и проследить изменение коэффициента отражения электронов эмиссии от плазмы (кинетического коэффициента отражения). Квантовомеханический коэффициент отражения электронов от

поверхности эмиттера составляет 0,4—0,5 и высок по сравнению с известными значениями 0,2—0,3 для адсорбционной системы металл—цезий [6]. Но в то же время эта величина R_3 реальна для системы металл—кислород—цезий, для которой R_3 может достигать 0,6—0,8 [7]. О присутствии кислорода на эмиттере в данном эксперименте свидетельствует тот факт, что его вакуумная работа выхода, определенная по известным зависимостям $\varphi = f(\varphi_{\text{вак}}, T_3/T_{\text{Cs}})$ и полученным в эксперименте $\varphi_3 = f(T_3/T_{\text{Cs}})$, равна примерно 5 эВ, в то время как для использованного в эксперименте цилиндрического эмиттера из вольфрама, полученного осаждением из газовой фазы, вакуумная работа выхода без наличия кислорода должна составлять 4,8 эВ. Дополнительным свидетельством присутствия кислорода является влияние температуры коллектора на эмиссионную способность эмиттера. Поэтому небольшие примеси кислорода могли заметно повысить коэффициент отражения.

Предложенный метод, очевидно, может быть использован и для определения квантово-механического коэффициента отражения от коллектора при температуре, когда велика эмиссия. Для этого необходимо измерить серию вольт-амперных характеристик при разной температуре коллектора, но при обратной полярности приложенного напряжения, т.е. когда разрядный ток поступает с коллектора на эмиттер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кайбышев В.З. Определение внутренних параметров ТЭП по вольт-амперным характеристикам. — Атомная энергия, 1986, т. 60, вып. 4, с. 279—282.
2. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма. Под ред. Б.Я. Мойжеса, Г.Е. Пикуса. М.: Наука, 1973.
3. Добрецов Л.И., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966.
4. Kaibyshev V.Z. Phenomenological model of the arc mode of a thermionic energy converter. — In: 24-th IECEC, 1989, v. 2, p. 1149—1154.
5. Dzhashiashvili Y.N., Kaibyshev V.Z. New method for measuring heat of electron evaporation from TEC emitter. — Ibid., p. 1165—4170.
6. Zollweg R. Electron reflection from cesium coated polycrystalline metals at low energy. — J. Appl. Phys., 1963, v. 34, p. 2590.
7. Danielson L.R. Electron reflection from cesium coated polycrystalline metals at low primary energy. — Ibid., 1981, v. 52, p. 300.



Р и с. 4. Зависимость производной dU/dT_3 от плотности тока при T_3 1734 К, T_k 936 К, P_{Cs} 166,7 Па, $d = 0,44$ мм, $j_n = 13,5$ А/см², $D_3 = 0,55$ и r_1 от 0 до 0,8 (1—9)

Поступила в Редакцию 9.12.98

УДК 669.017.3

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ МАРТЕНСИТНЫХ α -ФАЗ В СПЛАВАХ УРАНА С ПЕРЕХОДНЫМИ МЕТАЛЛАМИ

Орлов В.К., Теплинская В.М. (ГНЦ РФ — ВНИИНМ им. А.А. Бочвара)

Мартенситное превращение является достаточно общим для многих металлов и сплавов и представляет интерес как в практическом, так и теоретическом отношении. Кинетика, механизм процесса, структура продуктов превращения имеют некоторые особенности и до сих пор служат предметом многочисленных исследований.

В изучении мартенситного превращения в чистых металлах и сплавах достигнуты значительные успехи, разработана общая теория мартенситного превращения, по-