

04; 11; 12

© 1990 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБОГАЩЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОДОВ ЭЛЕКТРОДУГОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ ПЛАЗМЫ АТОМАМИ ПРИСАДКИ

*В. С. Бородин, А. Г. Жиглинский, В. В. Кучинский, Ф. Г. Рутберг,
И. Г. Стулков, Н. М. Тютина, Е. Г. Шейкин*

Построена физическая модель, описывающая процесс обогащения поверхности электродов электродуговых генераторов плазмы атомами редкоземельной присадки. Получены решение описывающего эту модель уравнения массопереноса и приближенные формулы для оценки величины обогащения поверхности атомами присадки и ресурса работы электрода.

Как было показано в работе [1], в определенных условиях поверхность вольфрамовых электродов с присадкой из редкоземельного элемента оказывается обогащенной атомами присадки. Это явление полезно, поскольку поверхностный слой редкоземельного металла значительно улучшает эмиссионные свойства электрода и стабилизирует его работу, уменьшает катодное падение. Поэтому достаточно важно построить физическую модель процессов массопереноса, которые могут приводить к появлению избыточной концентрации присадки на поверхности электрода и разработать методы расчета этого явления. Ниже мы предложим такую модель. В рассматриваемой ситуации модель массопереноса, на наш взгляд, должна включать в себя процессы эрозии, обычной и радиационно-стимулированной диффузии, процесс возврата распыленных атомов из плазмы и их прилипание, а также термодиффузию, которая обусловлена сильным градиентом температуры $T(\zeta)$ по глубине электрода ζ . Величина ζ отсчитывается от рабочей поверхности электрода и по мере его обгорания начало отсчета перемещается вместе с торцевой поверхностью электрода. Выход в стационарное состояние означает неизменность концентраций всех компонентов электрода во времени в этой движущейся системе координат.

Рассмотрим вначале основные характеристики участвующих в массопереносе процессов. Существенным фактором, влияющим на формирование концентрации элементов в приповерхностных слоях и износ электродов, являются распыление и испарение поверхности, которые обычно неодинаковы для различных компонентов материала электрода. При характерных для плазмотрона токах 10^3 — 10^4 А/см² и температуре поверхности 3000—4000 К оба этих процесса могут быть влиятельны. Поскольку в плазмотроне при имеющих место малых энергиях ионов распыление электрода может происходить практически только из первого приповерхностного атомного слоя (как и испарение), то будем использовать приближение поверхностного распыления.

Обобщая результаты нашей предшествующей работы [2], мы получаем для концентрации атомов k -го компонента материала уравнение

$$\frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial \rho_k(\varepsilon, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left\{ \frac{D}{\hbar^4} \frac{\partial \rho_k(\varepsilon, t)}{\partial \varepsilon} + \frac{\alpha_T D}{\hbar^4} \frac{dT(\varepsilon)}{d\varepsilon} \frac{1}{T(\varepsilon)} \times \rho_k(\varepsilon, t) [1 - \rho_k(\varepsilon, t) + \right. \\ \left. + [(N_k - N_l) \rho_k(0, t) - N_l] \rho_k(\varepsilon, t) \right\}, \quad (1)$$

где N_k — поток расходуемых за счет расплытия и испарения атомов k -го компонента материала электрода (с учетом возврата расплытых и испаренных атомов из плазмы) в начальный момент времени, пересчитанный к 100 % содержания компонента в материале; индексом k обозначена концентрация атомов присадки; индексом l — концентрация атомов основного компонента электрода. Мы ввели в уравнение термодиффузионный параметр α_τ , который связывает между собой коэффициенты термодиффузии $D_{\tau k}$ и обычной диффузии $D_{\tau k} = \alpha_\tau D$ [3].

Начальное и первое граничное условия для уравнения (1) очевидны $\rho_k(\varepsilon, 0) = \rho_{0k}$, $\rho_k(\varepsilon, t) |_{\varepsilon \rightarrow \infty} = \rho_{0k}$, где ρ_{0k} — концентрация атомов k -го компонента в исходном материале электрода. В качестве второго граничного условия берем выражение

$$\frac{1}{h^2} \int_0^\infty \frac{\partial \rho_k(\varepsilon, t)}{\partial t} d\varepsilon = \rho_{0k} (N_k \rho_k(0, t) + N_l \rho_l(0, t)) - N_k \rho_k(0, t), \quad (2)$$

которое может быть получено из требования равенства потоков частиц на бесконечной глубине и на поверхности электрода. В стационарном режиме работы электрода концентрация атомов присадки на торце электрода $\tilde{\rho}_k(0)$ и вольфрама $\tilde{\rho}_l(0)$ рассчитывается с учетом $\tilde{\rho}_l(0) = 1 - \tilde{\rho}_k(0)$ и согласно граничному условию (2) при $\partial \rho_k(\varepsilon, t)/\partial t = 0$ по формулам

$$\tilde{\rho}_k(0) = [1 + N_k \rho_{0l} / (N_l \rho_{0k})]^{-1}, \quad \tilde{\rho}_l(0) = [1 + N_l \rho_{0k} / (N_k \rho_{0l})]^{-1}. \quad (3)$$

Эти равенства являются граничным условием для стационарного уравнения массопереноса (в нашем случае оно сводится к общему уравнению Риккати), которое получается из уравнения (1) с учетом граничного условия $\tilde{\rho}_k(\varepsilon) |_{\varepsilon \rightarrow \infty} = \rho_{0k}$

$$\frac{D}{h^2} \frac{d\tilde{\rho}_k(\varepsilon)}{d\varepsilon} + \frac{\alpha_\tau D}{h^2} \frac{dT(\varepsilon)}{d\varepsilon} \frac{1}{T(\varepsilon)} \tilde{\rho}_k(\varepsilon) [1 - \tilde{\rho}_k(\varepsilon)] + [(N_k - N_l) \tilde{\rho}_k(0) - N_l] [\tilde{\rho}_k(\varepsilon) - \rho_{0k}] = 0. \quad (4)$$

Аппроксимируем зависимость коэффициента диффузии от ε , которая возникает за счет изменения температуры по глубине, экспоненциальной функцией $D = D_0 e^{-\varepsilon h / H_\tau}$, где H_τ — характерное расстояние, на котором коэффициент диффузии спадает в e раз. Так же будет вести себя и термодиффузия $\alpha_\tau D = \alpha_\tau D_0 e^{-\varepsilon h / H_\tau}$. Температуру и градиент температуры будем считать убывающими по закону $T \sim e^{-\varepsilon h / H_\tau}$. В этих предположениях решение стационарного уравнения (4) можно получить в виде

$$\tilde{\rho}_k(\varepsilon) = \rho_{0k} + [c \rho_{0l} z^{-\xi} F(-\xi \rho_{0k}, 1 - \xi; z) - \rho_{0k} F(\xi \rho_{0l}, 1; z)] \times [c z^{-\xi} F(1 - \xi \rho_{0k}, 1 - \xi; z) + F(1 + \xi \rho_{0l}, 1 + \xi; z)]^{-1}. \quad (5)$$

Здесь $F(a, b; z)$ — вырожденная гипергеометрическая функция, параметр $\varepsilon = -\alpha_\tau H_\tau / H_\tau$, а переменная $z = z_0 e^{\varepsilon h / H_\tau}$, где $z_0 = H_\tau h^2 [D_0 (\rho_{0k} / N_k + \rho_{0l} / N_l)]^{-1}$. Константа c определяется из граничного условия (3)

$$c = z_0^\xi \frac{[\rho_{0k} - \tilde{\rho}_k(0)] F(1 + \xi \rho_{0l}, 1 + \xi; z_0) - \rho_{0k} F(\xi \rho_{0l}, 1 + \xi; z_0)}{[\tilde{\rho}_k(0) - \rho_{0k}] F(1 - \xi \rho_{0k}, 1 - \xi; z_0) - \rho_{0l} F(-\xi \rho_{0k}, 1 - \xi; z_0)}. \quad (6)$$

При больших $\varepsilon \geq 2H_\tau/h$ ход концентрации присадки удобнее (из-за плохого сходящихся рядов в $F(a, b; z)$) определять по асимптотической формуле

$$\tilde{\rho}_k(\varepsilon) \approx \rho_{0k} [1 + \rho_{0l} (\alpha_\tau / z_0) \exp(-\varepsilon h / H_\tau)]. \quad (7)$$

Примеры расчетов стационарного распределения концентрации атомов присадки приведены на рис. 1.

Что касается нестационарных условий работы электрода, то нестационарное уравнение удастся решить аналитически только приближенным методом. Ввиду громоздкости полученного решения мы ограничимся приведением гра-

фиков поведения неstationарного решения (рис. 2), которое для контроля было выполнено также численно на ЭВМ методом Эйлера.

Итак, удается получить точное решение задачи для стационарного распределения концентрации атомов присадки по глубине и численно (или приближенно) решить задачу расчета неstationарного хода концентрации для достаточно полной модели. Эта модель включает в себя процессы в приэлектродном

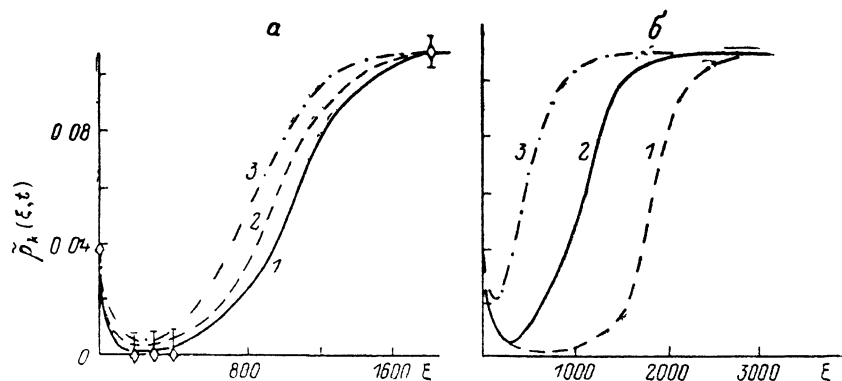


Рис. 1. Стационарное распределение концентрации атомов присадки $\rho_k(\xi)$ по глубине ξ (выраженной в числе атомных слоев).

a — при фиксированном коэффициенте диффузии $D_0 = 2 \cdot 10^{-10}$ см²/с; $P_{эл}$, г/Кл ($|\alpha_T|$): 1 — $2.5 \cdot 10^{-8}$ (10), 2 — $2.5 \cdot 10^{-8}$ (5), 3 — $7.5 \cdot 10^{-8}$ (10); *б* — при фиксированном значении термодиффузионного параметра $|\alpha_T| = 10$ и $P_{эл} = 2.5 \cdot 10^{-8}$ г/Кл; D_0 , см²/с: 1 — 10^{-8} , 2 — $2 \cdot 10^{-10}$, 3 — 10^{-11} . Точки — экспериментальные результаты, кривые — расчет по формуле (8). Плотность ионного тока $j = 10^3$ А/см².

слое плазмы (упругое рассеяние распыленных атомов с частичным возвратом на торец электрода, диффузионный возврат, ионизацию атомов и возврат на поверхность в виде ионов), а также процессы в приповерхностных слоях электрода (распыление, испарение, диффузионный и термодиффузионный переносы).

Обсудим выбор входных параметров в расчетных формулах (3)–(7) и возможность сравнения теории с экспериментальными результатами исследования.

распределения концентрации редкоземельных атомов по глубине. Поскольку некоторые рассчитываемые и определяемые экспериментально

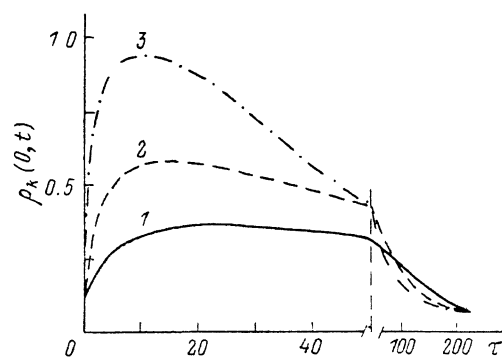


Рис. 2. Концентрация атомов присадки на поверхности электрода $\rho_k(0, t)$ как функция безразмерного параметра времени $\tau \equiv P_{эл} j h^2 t / (m_k \rho_{0k} + m_l \rho_{0l})$ при различных значениях термодиффузионного параметра $|\alpha_T|$.

1 — 5, 2 — 10, 3 — 20; $P_{эл} = 2.5 \cdot 10^{-8}$ г/Кл, $D_0 = 2 \cdot 10^{-10}$ см²/с.

параметры, входящие в формулы, известны недостаточно точно, то позже мы проверим устойчивость выводов теории к вариации значений входных параметров.

Существенно упрощает выбор входных данных то, что эрозионные и плазменные характеристики (испарение, распыление, возврат и прилипание) входят в формулы (1)–(7) как составляющие единых параметров N_k, N_l , которые можно выразить через хорошо измеряемый в стационарном режиме удельный износ электрода $P_{эT}$ (в г/Кл). Действительно, масса атомов, уходящих с единицы поверхности в единицу времени (с учетом формул (3))

$$P_{эл} j = m_k N_k \bar{\rho}_k(0) + m_l N_l \bar{\rho}_l(0) = N_l (m_k \rho_{0k} + m_l \rho_{0l}) c_{kl}, \quad (8)$$

где j — плотность тока; m_k, m_l — масса атомов присадки и вольфрама, а параметр

$$c_{ki} = (\rho_{0k} N_i / N_k + \rho_{0i})^{-1} \quad (9)$$

зависит только от отношения N_k/N_i . Тогда параметр N_i для атомов вольфрама равен $P_{\alpha} j / [m_k \rho_{0k} + m_i \rho_{0i}] c_{ki}$.

С целью оценки отношения N_k/N_i можно использовать либо литературные данные [4, 5], либо результаты экспериментального изучения распределения присадки по глубине (рис. 1), поскольку, согласно формуле (3), это отношение равно

$$N_k/N_i = (\rho_{0k}/\rho_{0i}) [1/\bar{\rho}_k(0) - 1], \quad (10)$$

где $\bar{\rho}_k(0)$ — концентрация присадки на поверхности, приведенная на рис. 1

Выбор параметра H_T (расстояние от поверхности, на котором температура электрода уменьшается в e раз) может быть сделан по экспериментально измеренным кривым $T(\varepsilon)$ или определен путем решения уравнения теплопроводности [6]. H_T можно легко оценить также из измерений стационарного распределения концентрации присадки (рис. 1): сопоставление расчетов кривых $\bar{\rho}_k(\varepsilon)$ с кривой $T(\varepsilon)$ из работы [6] показывает, что $H_T \approx 2\varepsilon_{\min} h$, где ε_{\min} — глубина, на которой распределение присадки имеет минимум.

Диффузия по глубине должна меняться более резко. Мы положим $H_T \approx H_T/2 = \varepsilon_{\min} h$ поскольку $D(T)$ пропорционально примерно T^2 . Характерные значения коэффициента взаимной диффузии D_0 для вольфрамовых катодов с редкоземельными присадками, как следует из работы [7], лежат (при наших значениях температур) в интервале $10^{-8} - 10^{-12}$ см²/с.

Значение термодиффузионного фактора оценим по аналогии с описанием термодиффузионных явлений в газовой среде [3]. Применяя для оценки знака и порядка величины α_T простую формулу, приведенную для газов в справочнике [3], получаем $0.1 \leq |\alpha_T| \leq 10$, $\alpha_T < 0$.

Более точно коэффициент диффузии вместе с термодиффузионным параметром α_T может быть получен из экспериментально определяемых стационарных распределений концентрации присадки по глубине. Действительно, подставляя в граничное условие (2) уравнение (1), получим для D_0 формулу

$$D_0 = \bar{D} / [\alpha_T (dT/d\varepsilon)|_{\varepsilon=0} / T(0) - u], \quad (11)$$

где

$$\bar{D} = [h^4 (N_k - N_i)], \quad u = -[\partial \rho_k(\varepsilon, t) / \partial \varepsilon]_{\varepsilon=0} \times \\ \times \{\rho_k(0, t) [1 - \rho_k(0, t)]\}^{-1}, \quad (12)$$

а величина $\partial \rho_k(\varepsilon, t) / \partial \varepsilon|_{\varepsilon=0}$ берется из наклона экспериментальной кривой $\rho_k(\varepsilon, t)$ при $\varepsilon=0$.

Для определения величины термодиффузионного параметра из таких кривых можно использовать экспериментально определяемые глубину и положение ε_{\min} минимума стационарного распределения концентрации присадки по глубине (рис. 1). В точке минимума $\partial \rho_k(\varepsilon, t) / \partial \varepsilon|_{\varepsilon=\varepsilon_{\min}=0}$, тогда из стационарного уравнения (4) с привлечением уравнения (11) и равенств $(dT/d\varepsilon)/T = = d(e^{-\varepsilon h/H_T})/d\varepsilon \cdot e^{+\varepsilon h/H_T} = -h/H_T$; $H_T/h \approx 2\varepsilon_{\min}$, $h\varepsilon_{\min}/H_T \approx 1$ получаем

$$\alpha_T \approx -2\varepsilon_{\min} u / (1 - v); \\ D_0 \approx 2\varepsilon_{\min} \bar{D} / (-\alpha_T v) = \bar{D} (1 - v) / (uv), \quad (13)$$

где

$$v = e^{-1} \left\{ \rho_{0k} \left[1 - \frac{N_i}{N_k} \right] + \rho_{0i} \left(\frac{N_k}{N_i} - 1 \right) \right\} \times \\ \times \bar{\rho}_k(\varepsilon_{\min}) \frac{1 - \bar{\rho}_k(\varepsilon_{\min})}{\rho_{0k} - \bar{\rho}_k(\varepsilon_{\min})}. \quad (14)$$

Для нашего случая $\rho_k(\varepsilon_{\min}) < \rho_{0k} < 1$ (рис. 1), таким образом, $v \ll 1$, что позволяет проводить оценки по простым формулам

$$\alpha_T \approx -2\varepsilon_{\min} u, \quad D_0 \approx \bar{D} / (uv). \quad (15)$$

Следовательно, используя стационарное распределение присадки по глубине, можно провести оценки всех входящих в уравнение (1) параметров, необходимых для расчета нестационарного режима работы электрода.

Перейдем к обсуждению результатов. Рассмотри сначала стационарный режим массопереноса, в котором, как известно, присадка может выгорать из электрода, так что на поверхности ее содержание ниже, чем в исходном материале. На рис. 1 точками показаны результаты определения стационарного распределения редкоземельной присадки $\bar{\rho}_k(\varepsilon)$ по глубине. Кривые на рис. 1 — результат расчета по формуле (5), (6). Входные параметры, по которым рассчитывались кривые, следующие: удельный износ $2.5-7.5 \cdot 10^{-8}$ г/Кл. отношение концентраций вольфрама ρ_{01} присадки ρ_{0k} в исходном материале равно 8, плотность тока $j=10^3$ А/см², коэффициент диффузии $D_0=10^{-8}-10^{-11}$ см²/с. Наиболее близка по значению входных параметров к условиям эксперимента кривая 1 на рис. 1, а, ее и будем сравнивать с экспериментальными точками, полученными с помощью оже-спектрометра. Электрод, для которого было проведено экспериментальное изучение присадки по глубине на рис. 1, а, проработал

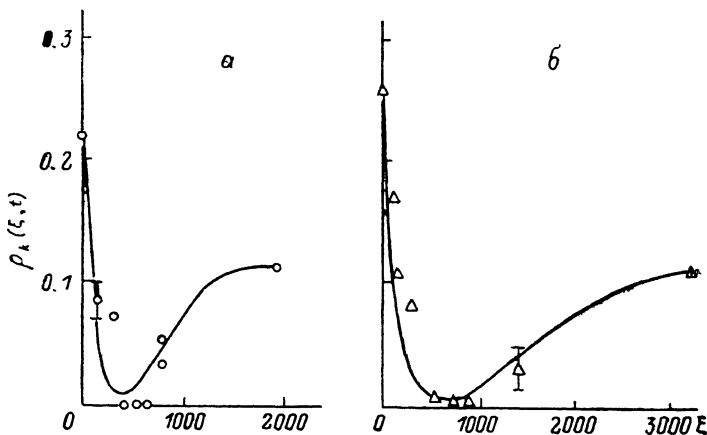


Рис. 3. Распределение концентрации атомов присадки по глубине электрода при различных температурных режимах и временах работы электрода.

τ , см: а — $1 \cdot 10^{-5}$, б — $2.5 \cdot 10^{-5}$, t , с: а — 2, б — 10. Точки — экспериментальные результаты, кривые — расчет. $D_0=2 \cdot 10^{-10}$ см²/с, $\rho_{0k}=2.5 \cdot 10^{-8}$ г/Кл.

долгое время. На рис. 3 представлены экспериментальные данные для того же электрода, но уже при конечных значениях времени работы.

Из рис. 1 следует, что трехкратное увеличение эрозии или двукратное увеличение коэффициента термодиффузии (рис. 1, а) дают при расчете близкие результаты, т. е. решение устойчиво к вариациям $P_{\text{э.л}}$ и α_T . Рис. 1, б показывает влияние величины коэффициента диффузии на ход стационарного распределения редкоземельной присадки. Увеличение коэффициента диффузии на три порядка приводит к углублению минимума и его смещению в глубину электрода, однако характер кривых по-прежнему не меняется. Таким образом, теория устойчива к ошибкам в значениях входных параметров, а результат расчета воспроизводит экспериментальную зависимость (рис. 1, а).

И теория, и эксперимент в стационарном режиме массопереноса дают невыгодную с точки зрения эксплуатации электрода ситуацию: поверхность электрода редкоземельной присадкой обеднена, а непосредственно под поверхностью идут слои, в которых присадка вообще отсутствует. Следовательно, обогащения поверхности атомами присадки, наблюдавшегося экспериментально, можно ожидать только на нестационарном этапе работы электрода.

Результаты расчета поведения во времени концентрации присадки в поверхностном слое ($\varepsilon=0$) электродов приведены на рис. 2. Из этого рисунка видно, что за небольшой промежуток времени (у нас за 0.1 с) на поверхности электрода образуется слой, в котором содержание атомов присадки может во много раз превосходить ее концентрацию в исходном материале, равную 1/9. Из рис. 2 следует также, что степень обогащения поверхности электрода атомами присадки определяется величиной коэффициента термодиффузии.

На рис. 3 проведено сравнение наших расчетов с экспериментально измеренными профилями редкоземельной присадки, полученными при разном вре-

мени работы электрода t (2 (рис. 3, а), 10 с (рис. 3, б)). В эксперименте, результаты которого представлены на рис. 3, б, градиент температуры у торца электрода был примерно в два раза больше, чем в эксперименте рис. 3, а (и рис. 1, а). При расчетах нестационарного распределения $\rho_k(z, t)$ мы использовали взятые ранее для стационарного распределения $\bar{\rho}_k(z)$ входные параметры задачи. Из рис. 3, б следует, что концентрация редкоземельной присадки на торце в течение 10 с еще превышает в 2.5 раза исходную концентрацию присадки в электроде.

Согласие теории с экспериментом на рис. 3 позволяет сделать вывод о правильности используемого физического подхода. Это дает право на основе выведенных формул и проделанных расчетов делать рекомендации по выбору наиболее удобных режимов эксплуатации электродов.

В результате обобщения большого числа расчетов можно построить аппроксимационную формулу для оценки $(\rho_k)_{\max}$ максимально достижимой концентрации атомов присадки на поверхности электрода

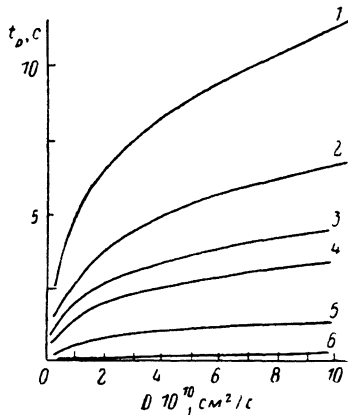


Рис. 4 Зависимость ресурса работы электрода t_p от коэффициента взаимной диффузии D_0 при различных произведениях удельного износа на плотность ионного тока на электроде.

$P_{эл}$, г/см²·с: 1 — 10^{-5} , 2 — $1.5 \cdot 10^{-5}$, 3 — $2 \cdot 10^{-5}$, 4 — 2.5×10^{-5} , 5 — $5 \cdot 10^{-5}$, 6 — $2.5 \cdot 10^{-4}$; $|\alpha_T| = 10$, $H_D = 5 \cdot 10^{-6}$ см, $H_T = 10^{-5}$ см, $h = 2.5 \cdot 10^{-3}$ см, $\rho_{ок} = 0.111$.

$$(\rho_k)_{\max} \approx 1 - (1 - \rho_{ок}) \exp \left\{ - \frac{\alpha_T}{4\pi} |\alpha_T| \times \right. \\ \left. \times \left[\ln \frac{D_0 |\alpha_T| (m_k \rho_{ок} + m_l \rho_{ол})}{H_T h^3 P_{эл} j c_0} \right]^2 \right\}, \quad (16)$$

где $c_0 = (N_k/N_l - 1)/c_{kl}$.

Для характеристики продолжительности работы электрода в режиме обогащенной атомами присадки поверхности введем понятие ресурса работы электрода t_p как время, в течение которого величина концентрации присадки в обогащенном слое больше, чем удвоенная концентрация присадки в исходном электроде $\rho_k(0, t_p) = 2\rho_{ок}$. Для t_p получена следующая аппроксимационная формула:

$$t_p \approx [(D_0 H_D^2)^{1/4} c_{kl} (m_k \rho_{ок} + m_l \rho_{ол}) / (P_{эл})]^{1/2} / (5h^4). \quad (17)$$

Из нее следует, что t_p не зависит от величины термодиффузионного параметра и меняется в диапазоне $10^2 - 10^4$ с. Формулы (16), (17) дают ошибку не более 20 % при $\rho_{ок} \leq 1/3$ и $-30 < \alpha_T < 0$. Они позволяют оценить влияние на $(\rho_k)_{\max}$ и ресурс t_p условий эксперимента. Так, всегда выгодно увеличивать величину коэффициента диффузии (рис. 4) и уменьшать износ $P_{эл}$, для увеличения $(\rho_k)_{\max}$ следует увеличивать параметр $|\alpha_T|$, и т. д.

Развитая модель позволяет, например, качественно объяснить отсутствие обогащения поверхности электрода атомами присадки при очень малых и больших плотностях токов. Действительно, при небольших плотностях тока малый градиент температуры не обеспечивает еще необходимого термодиффузионного потока присадки к торцу. При очень больших плотностях токов износ электрода настолько значителен, что присадка в приповерхностной области выгорает практически мгновенно.

В качестве примера использования предложенных формул можно также провести оценку ресурса работы в различных температурных режимах (рис. 4). Условия эксперимента и результаты расчета указаны на рис. 4 и в подписи к нему. Такой рисунок помогает выбрать режим работы электрода с нужным ресурсом.

- [1] Глебов И. А., Рутберг Ф. Г. Мощные генераторы плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1985. 153 с. Корсуков В. Е., Патриевский П. В., Рутберг Ф. Г., Тютин Н. М. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 9. С. 1724—1729.
- [2] Измайлов А. М., Кучинский В. В. // Поверхность. 1986. № 8. С. 84—89.
- [3] Эберт Г. Краткий справочник по физике. М.: Физматгиз, 1963. 186 с.
- [4] Андерсон Х., Бай Х. // Распыление твердых тел ионной бомбардировкой / Под ред. Р. Бериша. М.: Мир, 1984. С. 194—280.
- [5] Несмеянов А. И. Давление пара химических элементов. М.: Изд-во АН СССР, 1961. 396 с.
- [6] Зимин А. М., Коллов Н. И., Хвесюк В. И. // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 6. С. 1248—1254.
- [7] Таблицы физических величин / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.

Всесоюзный научно-исследовательский
институт электромаш
Ленинград
Ленинградский государственный университет
Научно-исследовательский институт физики

Поступило в Редакцию
20 июня 1988 г.
В окончательной редакции
21 февраля 1989 г.