

Закономерности процессов тепломассопереноса и испарения активаторов термоэмиссионных катодов

© Б.Д. Цыдыпов, И.Г. Симаков

Отдел физических проблем Бурятского научного центра СО РАН,
670031 Улан-Удэ, Россия
e-mail: lmf@pres.bsnet.ru

(Поступило в Редакцию 8 апреля 2010 г.)

Поставлена и решена задача тепломассопереноса и испарения эмиссионно-активирующих элементов стержневых тугоплавких катодов в двумерном приближении с нелинейными граничными условиями. В совместной постановке численным методом решены нестационарные уравнения теплопроводности, непрерывности тока, диффузии и испарения активаторов с учетом зависимости свойств материала электрода от температуры. Исследовано тепловое состояние катодных узлов в зависимости от внешних параметров плазменных устройств. Даны результаты моделирования термического состояния и тепломассопереноса в катодных узлах различной геометрии.

Введение

Тепловое состояние катодных узлов плазменных устройств определяет работоспособность и ресурс их работы [1,2]. Для снижения теплонапряженности катодных узлов в качестве электродных материалов используют тугоплавкие металлы, легированные эмиссионно-активирующими компонентами из окислов редкоземельных элементов [3]. Низкое значение работы выхода электронов активатора по сравнению с основным металлом приводит к значительному повышению эмиссионной характеристики и соответственно снижению уровня температур и удельной эрозии катода. Однако в процессе работы плазменного устройства происходит интенсивное испарение активирующей присадки на рабочей поверхности электрода, которое может быть компенсировано ее диффузионным потоком из глубинных слоев. Динамика этих процессов в основном и определяет работоспособность данного класса катодов. Поэтому для оптимизации функциональных режимов таких катодов необходимо исследование закономерностей процессов тепломассопереноса и испарения активаторов в зависимости от теплового состояния катодных узлов различной геометрии в широком диапазоне плазменного устройства.

Постановка задачи

На рис. 1 представлена модель типичного катодного узла плазменных устройств. Для сильноточных электродуговых систем наиболее работоспособными являются конструкции, состоящие из стержневого электрода — вставки I из тугоплавкого металла (например, из чистого или активированного вольфрама), запрессованного в медный цилиндрический держатель — обойму II [1]. Длина вылета катода из обоймы варьируется от $L_c = 0$ (заделка заподлицо) до $L_c/d_1 \gg 1$ (длинный катод).

В расчетной схеме (рис. 2) на рабочий торец стержневого термоэмиссионного катода I ($z = 0$) в пределах круга радиуса r_0 поступает осесимметричный тепловой поток, моделирующий термическое воздействие плазмы разряда: $q_0 = F(r)$, где $F(r)$ — в общем случае известная функция, r и z — цилиндрические координаты.

Для исследования процессов тепломассопереноса и испарения активатора необходимо решить систему из трех линейных уравнений в двумерном приближении:

а) уравнения теплопроводности

$$c_k \rho_k \frac{\partial T_k}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \lambda_k(T) \frac{\partial T_k}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\lambda_k(T) \frac{\partial T_k}{\partial z} \right] + j_k^2 / \sigma_k(T); \quad (1)$$

б) уравнения непрерывности тока

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \sigma_k(T) \frac{\partial U_k}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\sigma_k(T) \frac{\partial U_k}{\partial z} \right] = 0, \quad (2)$$

$$j_k = (j_r^2 + j_z^2)^{1/2}, \quad j_r = -\sigma_k(T) \frac{\partial U_k}{\partial r}, \quad j_z = -\sigma_k(T) \frac{\partial U_k}{\partial z}$$

для вставки ($k = 1$) и обоймы ($k = 2$);

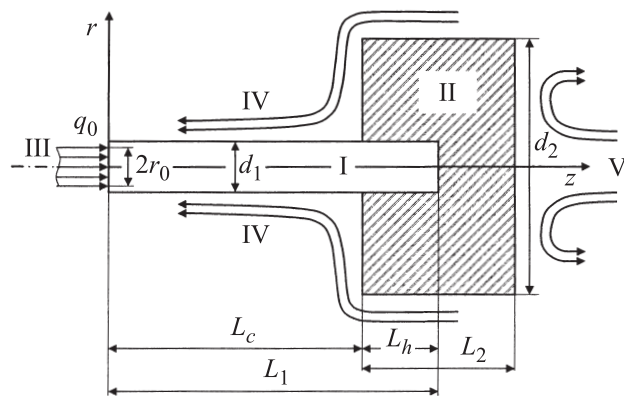


Рис. 1. Составной катодный узел плазменных устройств: I — катод (вставка), II — держатель (обойма), III — плазма разряда, IV — плазмообразующий газ, V — теплоотвод (жидкость).

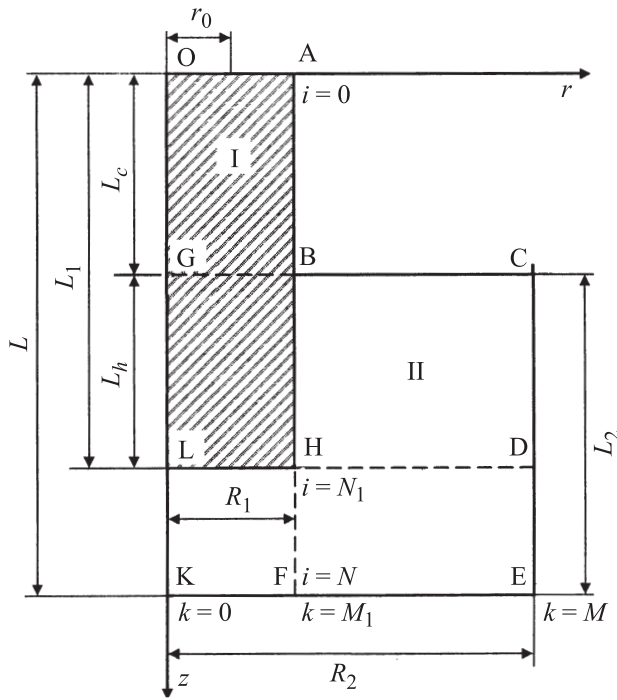


Рис. 2. Расчетная схема катодного узла.

с) уравнения диффузии для катода

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r D(T) \frac{\partial n}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[D(T) \frac{\partial n}{\partial z} \right],$$

$$D(T) = D_0 \exp\left(-\frac{Q_a}{k_B T}\right), \quad (3)$$

где T_k — температура; c_k , ρ_k , λ_k , σ_k — соответственно удельная теплоемкость, плотность, коэффициент теплопроводности, удельная электропроводность материалов катодного узла; j_k — плотность тока; U_k — потенциал электрического поля; n , D , D_0 , Q_a — соответственно концентрация, коэффициент диффузии, фактор диффузии, энергия активации легирующего элемента (присадки); k_B — постоянная Больцмана; t — время.

Граничные условия к уравнению (1) поставлены следующим образом:

1) на рабочем торце вставки (поверхность OA, см. рис. 2) реализуется теплоперенос из дугового разряда на катод, теплообмен с газовой средой и излучение по закону Стефана–Больцмана

$$\lambda_1(T) \frac{\partial T_1(r, 0)}{\partial z} = \begin{cases} -q_0, & 0 \leq r \leq r_0, \\ \alpha_g(T_1 - T_g) + \varepsilon_1(T) \sigma_B (T_1^4 - T_g^4), & r_0 < r \leq R_1; \end{cases}$$

2) на горячем держателе (BC, рис. 2) происходит теплообмен с газом

$$\lambda_2(T) \frac{\partial T_2(r, L_c)}{\partial z} = \alpha_g(T_2 - T_g), \quad R_1 < r \leq R_2;$$

3) холодный торец держателя (KE, рис. 2) охлаждается жидкостью

$$\lambda_2(T) \frac{\partial T_2(r, L)}{\partial z} = -\alpha_f(T_2 - T_f), \quad 0 \leq r \leq R_2;$$

4) на цилиндрических поверхностях вставки (AB) и держателя (CE) осуществляются конвективный теплообмен и излучение по закону Стефана–Больцмана

$$\lambda_1(T) \frac{\partial T_1(R_1, z)}{\partial r} = -\alpha_g(T_1 - T_g) - \varepsilon_1(T) \sigma_B (T_1^4 - T_g^4), \quad 0 \leq z < L_c;$$

$$\lambda_2(T) \frac{\partial T_2(R_2, z)}{\partial r} = -\alpha_g(T_2 - T_g), \quad L_c \leq z \leq L;$$

5) на оси симметрии катодного узла (OK) радиальный тепловой поток равен нулю

$$\frac{\partial T_k(0, z)}{\partial r} = 0, \quad 0 \leq z \leq L.$$

Уравнение (2) решалось для катода с граничными условиями:

1) на рабочем торце катода (OA)

$$\sigma_1(T) \frac{\partial U_1(r, 0)}{\partial z} = \begin{cases} -\frac{I}{\pi r r_0^2}, & 0 \leq r \leq r_0, \\ 0, & r_0 < r \leq R_1; \end{cases}$$

2) на холодном торце (LH, рис. 2)

$$U_1(r, L_1) = 0, \quad 0 \leq r \leq R_1;$$

3) на цилиндрической поверхности (AH)

$$\frac{\partial U_1(R_1, z)}{\partial r} = 0, \quad 0 \leq z < L_c,$$

$$U_1(R_1, z) = 0, \quad L_c \leq z \leq L_1;$$

4) на оси катода (OL)

$$\frac{\partial U_1(0, z)}{\partial r} = 0, \quad 0 \leq z \leq L_1.$$

Здесь приняты следующие обозначения: I — разрядный ток; σ_B — постоянная Стефана–Больцмана; $\varepsilon_k(T)$ — степень черноты; α_g , α_f — коэффициенты теплоотдачи газу и жидкости; T_g , T_f — температуры газа и жидкости.

Отметим особенности тепловой задачи.

1. Система уравнений (1) и (2) с граничными условиями нелинейна, так как коэффициенты $\alpha_k(T)$, $\varepsilon_k(T)$ и $\sigma_k(T)$ зависят от температуры. Поскольку зависимости $\alpha_k(T)$ и $\varepsilon_k(T)$ слабые, в практических расчетах ими можно пренебречь. Важен учет температурной зависимости электропроводности $\sigma_k(T)$. Например, для вольфрамового электрода при изменении температуры от 300 до 3660 К σ_1 уменьшается примерно в 20 раз, λ_1 — в 1.4 раза, а ε_1 увеличивается в 2 раза [4,5].

2. Решение уравнения (2) позволяет корректно учесть мощность объемного источника тепла. При использовании в электродном узле элементов W–Cu в силу соотношений $\sigma_1 \ll \sigma_2$ и $j_1 \gg j_2$ уравнение непрерывности тока решается только для вольфрамовой вставки. Эти соотношения учтены при постановке граничных условий на поверхности контакта двух элементов конструкции: $U(r, z) = 0$. По локальным значениям плотности тока $j_1(r, z)$ вычисляется джоулево тепловыделение в катоде.

3. Удельный тепловой поток q_0 и радиус пятна r_0 находятся из эксперимента или из совместного решения замкнутой системы уравнений, описывающих катодные и прикатодные процессы. Граничное условие при $0 \leq r \leq r_0$ соответствует случаю, когда q_0 и r_0 определяются из экспериментальных данных кондуктивного теплового потока в катод. Ввиду отсутствия точных данных по распределению $q_0(r, 0)$ и $j_1(r, 0)$ для определенности считаем их постоянными в пределах катодного пятна, а вне пятна равными нулю, т. е. аппроксимируем ступенчатой функцией Хевисайда

$$F(r) = a_0 \theta(r_0 - r), \quad \theta(r_0 - r) = \begin{cases} 1, & r_0 - r \geq 0, \\ 0, & r_0 - r < 0, \end{cases}$$

где постоянная a_0 принимает значения соответственно $q_0 = Q/\pi r_0^2$ и $j_0 = I/\pi r_0^2$, Q — интегральный тепловой поток. При обобщенной, математически замкнутой постановке задачи [4,6] q_0 и r_0 вычисляются из энергоданса на катоде, учитывающего тепловые потоки, отводимые электронами эмиссии, испаряющимися атомами металла и радиационным излучением с активной поверхности, а также тепловые потоки в катод, подводимые ионами, „обратными“ электронами и атомами, излучением из плазмы разряда и др. Кроме этих составляющих данса на величину и знак q_0 сильное влияние оказывает джоулев нагрев внутри катода [7].

4. Граничные условия задачи также нейтральны — для высоких температур, реализующихся в термоэмиссионном режиме, доля лучистой энергии с поверхности катода достаточно велика [1,3].

5. Условия сопряжения элементов катодного узла (1 — W, 2 — Cu) зависят от метода их соединения. Наиболее простой вариант — идеальный тепловой контакт, когда выполняются условия равенства температур и тепловых потоков:

$$T_1 = T_2, \\ \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial \mathbf{n}} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial \mathbf{n}},$$

где \mathbf{n} — нормаль к внутренней границе, совпадающая с координатой z на поверхности LH и с координатой r на ВН.

Красные условия к уравнению (3) сформулированы в виде:

1) в начальный момент времени концентрация присадки в катоде считается распределенной равномерно

и равной

$$n(r, z, 0) = n_0;$$

2) на холодном торце катода (LH) концентрация остается постоянной

$$n(r, L_1, t) = n_0, \quad 0 \leq r \leq R_1;$$

3) на горячем торце катода (OA) происходят испарение присадки и возврат ее из приэлектродной области в пределах контакта с разрядом — круга радиуса r_0

$$-D(T) \frac{\partial n(r, 0, t)}{\partial z} = \begin{cases} (1 - \eta)(n/n_m)^{2/3} w(T), & 0 \leq r \leq r_0, \\ (n/n_m)^{2/3} w(T), & r_0 < r \leq R_1, \end{cases}$$

где n_m — концентрация частиц основного металла (матрицы) катода; коэффициент $n/n_m^{2/3}$ учитывает различие поверхностных и объемных концентраций присадки; η — доля ее атомов, возвратившихся на поверхность катода за счет рециклинга из приэлектродной области; $w(T)$ — скорость испарения присадки;

4) радиальный поток на оси симметрии катода (OL) равен нулю

$$\frac{\partial n(0, z, t)}{\partial z} = 0, \quad 0 \leq z \leq L_1;$$

5) граничное условие на цилиндрической поверхности (АН)

$$-D(T) \frac{\partial n(R_1, z, t)}{\partial r} = (n/n_m)^{2/3} w(T), \quad 0 \leq z < L_c,$$

$$\frac{\partial n(R_1, z, t)}{\partial r} = 0, \quad L_c \leq z \leq L_1.$$

Рассмотрим подробнее граничное условие в месте контакта дуги с катодом. Выбор продиктован следующими соображениями. Испарившиеся атомы металла, попадая в приэлектродную область, легко ионизируются электронами, так как вероятность ионизации металла больше вероятности ионизации рабочего газа. При этом соотношение $\beta/\alpha \propto n_e^{0.2}/n_a^0$ (β, α — скорости ионизации и рекомбинации; n_e^0, n_a^0 — равновесные концентрации электронов и атомов соответственно) больше для металла с меньшим значением V_i , что приводит к увеличению скорости избыточной ионизации атомов присадки по сравнению с атомами основного металла и рабочего газа. Под действием электрического поля ионы материала катода возвращаются обратно на поверхность, где восстанавливаются до атома. В результате этого скорость испарения в области пятна получается значительно ниже рассчитанной по температуре поверхности.

Явление рециклинга тяжелых частиц металла в прикатодной области дугового разряда экспериментально подтверждено в работе [8]. Заметим, что возврат ионов будет менее эффективным для катода, обдуваемого потоком газа [1], так как часть их выносится потоком из прикатодной зоны.

Скорость испарения в газовой среде записывается в виде

$$w(T) = \alpha_p p_s \sqrt{1/(2\pi MRT)},$$

где p_s — давление насыщенных паров; M — молярная масса; α_p — коэффициент испарения (Ленгмюра), который зависит от рельефа и чистоты поверхности катода, давления и рода рабочего газа. При атмосферном давлении в среде аргона и азота коэффициент α_p принимается равным 0.01–0.05 [9].

Задача тепломассопереноса в данной постановке аналитически не решается, поэтому используется численный метод конечных разностей с локально-одномерной схемой прогонки [10]. Метод позволяет корректно учесть такие факторы, как двумерность задачи, нелинейность граничных условий, зависимость тепло- и электрофизических свойств материалов от температуры и неравномерность распределения тока в объеме электрода. Область интегрирования I–II разбивалась на несколько простых областей (см. рис. 2) и смежные области „сшивались“ едиными граничными условиями. Применены неявные двуслойные консервативные разностные схемы, где уравнения и граничные условия аппроксимируются со вторым порядком точности.

Математическое моделирование процессов тепломассопереноса проводится в следующей последовательности. Сначала решается тепловая задача в предположении постоянства эмиссионных характеристик катода. Затем с использованием поля температур $T_{1,2}(r, z)$ в системе катод–обойма решается уравнение диффузии с соответствующими граничными условиями. Численный алгоритм позволяет рассчитать поля температур $T_{1,2}(r, z)$ и концентрации $n(r, z, t)$, исследовать динамику выхода активатора из катодов плазменных устройств в широком диапазоне изменения их рабочих параметров.

Результаты расчетов и их обсуждение

Проведена серия численных экспериментов по исследованию тепловых режимов катодных узлов различной геометрии в зависимости от параметров функционирования плазменных устройств. Получены температурные поля электродов из чистого и активированного вольфрама в широком диапазоне рабочих токов и условий теплообмена. Расчеты основывались на экспериментальных данных для Q и r_0 из работ [6,7].

Численное моделирование показало, что в тепловой задаче доминирующими факторами, определяющими уровень и характер распределения температурного поля в катодном узле, являются токовая нагрузка и геометрические размеры составных элементов конструкции. Зависимости температурных режимов катодного узла от тока разряда подробно изучены в [6]. В данной работе рассмотрено влияние геометрических размеров на тепловое состояние катодного узла, которое удобно анализировать по характеру изотерм внутри конструкции.

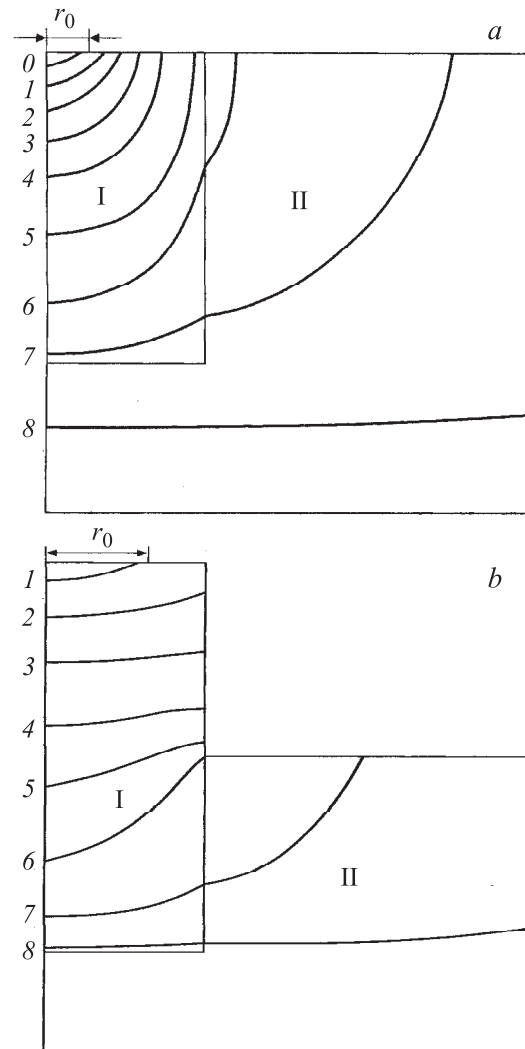


Рис. 3. Температурное поле в катодном узле. 0–8 — изотермы 3400, 2900, 1900, 1300, 950, 700, 400, 350 К соответственно. а — $L_c = 0$, б — 1 см.

На рис. 3 показаны поля изотерм в катодах I ($L_c = 0$) и 2 ($L_c = 1$ см). Расчет проведен для катодного узла из системы „лантанированный вольфрам–медь“ со следующими параметрами:

$$L_h = 1 \text{ см}, L_2 = 1.5 \text{ см}, R_1 = 0.5 \text{ см}, R_2 = 1.5 \text{ см}, \\ \rho_1 = 1.93 \cdot 10^{-2} \text{ кг} \cdot \text{см}^{-3}, \rho_2 = 8.96 \cdot 10^{-3} \text{ кг} \cdot \text{см}^{-3}, \\ \lambda_1 = 1.18 \text{ Вт/см} \cdot \text{К}, \lambda_2 = 3.52 \text{ Вт/см} \cdot \text{К}, c_1 = 130 \text{ Дж/кг} \cdot \text{К}, \\ c_2 = 380 \text{ Дж/кг} \cdot \text{К}, \alpha_g = 3.7 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/см}^2 \cdot \text{К}.$$

Данные других физических параметров учитывались в виде их температурных зависимостей [4]. Давление рабочего газа аргона $p = 10^5$ Па, $I = 600$ А, $Q = 2050$ Вт, $r_0 = 0.153$ см ($L_c = 0$), $r_0 = 0.31$ см ($L_c = 1$ см) [7].

Изотермы образуют плавные кривые, concentрически сгущающиеся в области контакта с разрядом. Уровень температур в катоде, запрессованном заподлицо, значительно выше, чем в катоде с $L_c > 0$. Здесь вследствие интенсивного охлаждения происходит контрагирование привязки дугового разряда, существенно возрастает

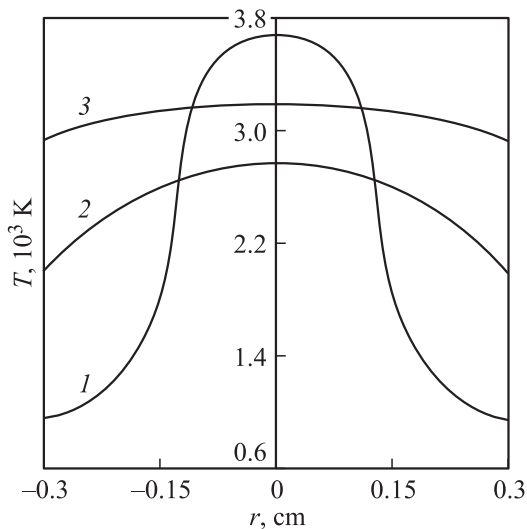


Рис. 4. Зависимости температуры рабочего торца от длины вылета катода. $R_1 = 0.3$ см, $I = 400$ А; 1 — $L_c = 0$, 2 — 1.2, 3 — 6 см.

плотность теплового потока и разрядного тока, что приводит к резкому увеличению уровня и градиента температуры в опорном пятне и его окрестности. В катоде 2 ввиду диффузной формы привязки дуги тепловой поток $Q(r, 0)$ распределен достаточно равномерно, в выступающей части катода изотермы по поперечному сечению выравниваются и температурное поле стремится к одномерному. Поэтому для достаточно длинных и тонких катодов тепловую задачу можно решать в квазиодномерной постановке [7]. По характеру распределения изотерм катодов можно предположить, что тепловой поток большей частью отводится через их боковую поверхность. Этот вывод подтверждается результатами расчетов. Увеличение внешнего диаметра медной обоймы R_2 значительно снижает уровень всего поля температур вставки за исключением температуры в пятне. Увеличение длины медной обоймы L_2 при $L_h = \text{const}$ ведет к росту температуры катода, особенно на поверхности контакта W–Cu. Это сопровождается большим нагревом меди, что может привести к прогнанию конструкции.

Кривые, представленные на рис. 4, наглядно иллюстрируют термическое состояние рабочей поверхности электрода в зависимости от длины вылета L_c . Увеличение L_c в пределах (0–6 см) приводит к нелинейному изменению температуры горячего торца. Температура в пятне сначала уменьшается от 3659 К ($L_c = 0$) до ~ 2700 К, затем начиная с $L_c > 2$ см плавно повышается до 3164 К ($L_c = 6$ см). При этом уровень температур в других точках торца монотонно возрастает, что ведет к выравниванию температурного профиля торца и увеличению среднего уровня температуры катода. Такой характер изменения профиля температуры связан с действием джоулева тепловыделения в объеме вставки. Вклад объемного источника тепла в энергобаланс катода

незначителен при малых значениях L_c , но с увеличением длины вылета его доля возрастает.

В диффузионной задаче исследовано влияние свойств материала электрода и констант испарения, а также начальных и граничных условий задачи на распределение активатора внутри катода. Сопоставлением расчетных полей концентрации с экспериментальными данными [6] определялся реальный диапазон значений этих параметров. Рассмотрены различные механизмы диффузии активатора. Показано, что в термоэмиссионных катодах перенос активирующего элемента в основном определяется диффузией по границам зерен вольфрама. При температуре выше 2800 К учитывался процесс рекристаллизации материала катода, приводящий к резкому снижению $D(T)$ и соответственно диффузионного потока к рабочей поверхности.

Фактором, определяющим динамику выхода активатора на рабочей поверхности электрода, является рециклинг частиц металла в прикатодной области, эффективность которого задается параметром η . Расчетная концентрация в зоне контакта с разрядом хорошо согласуется с экспериментальными данными при $\eta = 0.9–0.95$. Приведем основные результаты численного моделирования процессов тепломассопереноса и испарения активаторов термоэмиссионных катодов.

По аналогии с графиками изотерм построены линии равных концентраций после 20 min работы катодного узла (рис. 5). Распределения n/n_0 в катоде 1 (рис. 5, а) по характеру напоминают его изотермы (рис. 3, а), они имеют вид таких же плавных линий, плотно охватывающих область горячего пятна. Унос присадки происходит в основном с поверхности катодного пятна. Этот факт можно объяснить следующими причинами. Во-первых, ввиду больших значений температуры в пятне и его окрестности ($T \geq 3400$ К) скорость испарения материала в этих местах резко возрастает. Во-вторых, при таких температурах происходит интенсивный рост зерен матрицы вольфрама (рекристаллизация), что существенно уменьшает диффузионный поток присадки из более удаленных слоев катода. В расчетах процесс рекристаллизации учитывался тем, что в области температур от 2800 К до температуры плавления вольфрама коэффициент диффузии уменьшался (\sim до 2 порядков) обратно пропорционально росту температуры электрода [11,12]. Рассмотренные выше факторы вызывают быстрое обеднение электрода активирующим элементом в области опорного пятна разряда.

В катоде 2 (рис. 5, б) конфигурации линий равных концентраций совершенно другие. Здесь линии сгущаются к периферии рабочего торца электрода в результате интенсивного обеднения присадкой боковой поверхности электрода. В области пятна испарение активатора компенсируется возвратом его в виде ионов на катод. В силу того что уровень температурного поля в катоде достаточно высок, а его профиль имеет пологий и плавный характер, обеспечивается равномерная подпитка рабочего торца активатором и работоспособность катода

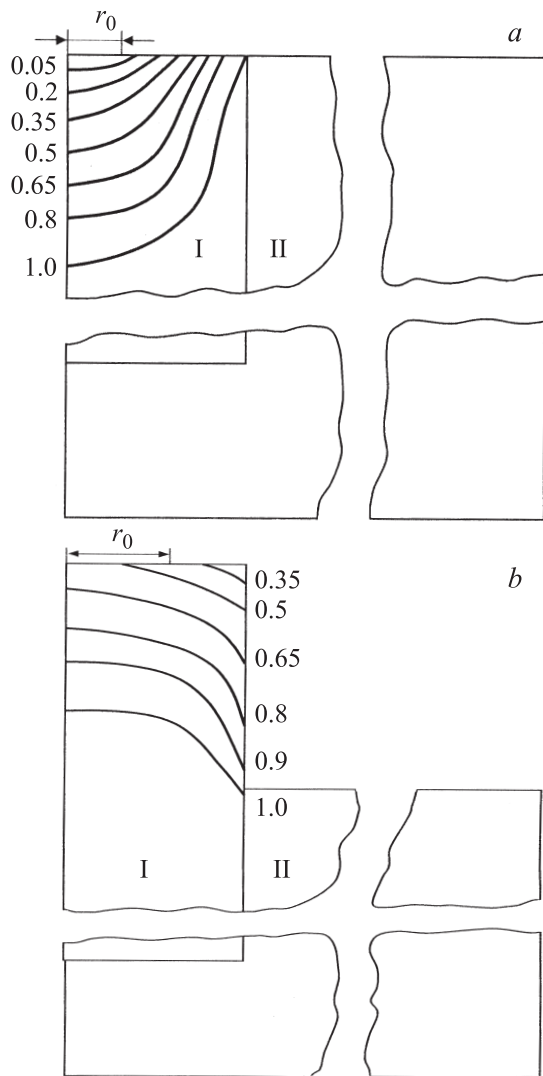


Рис. 5. Распределение относительной концентрации активатора n/n_0 в катодe. *a* — $L_c = 0$, *b* — 1 см.

значительно увеличивается. Следовательно, применение активированных катодов эффективно в катодных узлах с $L_c > 0$.

Рассмотрим динамику уноса активирующего элемента с рабочих поверхностей электродов 1 и 2 в процессе их функционирования.

На рис. 6 показаны распределения присадки по рабочему торцу этих катодов после 5 min их работы. На поверхности катода, запрессованного заподлицо, в пределах опорного пятна ($r_0 = 0.153$ см) концентрация за это время уменьшается больше чем на порядок (кривая 1). При этом наиболее интенсивное обеднение происходит в области, непосредственно прилегающей к пятну. Другая картина наблюдается на катодe 2 с опорным пятном $r_0 = 0.31$ см. Здесь уровень концентрации присадки на торце гораздо выше ($n/n_0 > 0.6$), а профили ее распределения по поверхности более равномерные. Далее после 10 min работы катодного узла присадка в

пятне катода 1 полностью исчезает (рис. 7, кривая 1), а на катодe 2 к этому времени устанавливается постоянный уровень концентрации $n/n_0 = 0.63$ (кривая 2 на рис. 7), т.е. наступает динамический баланс между потоками поступающей и расходуемой присадки. Аналогичное явление происходит и на боковой поверхности электрода 2 (рис. 8), но здесь равновесие наступает примерно после 15 min и на всей рабочей поверхности электрода содержание активирующей присадки больше не изменяется.

Такая динамика выхода и уноса активатора из катода объясняется тем, что в расчетах не учитывались изменения эмиссионных свойств и теплофизического состояния электрода в процессе функционирования, их влияние на

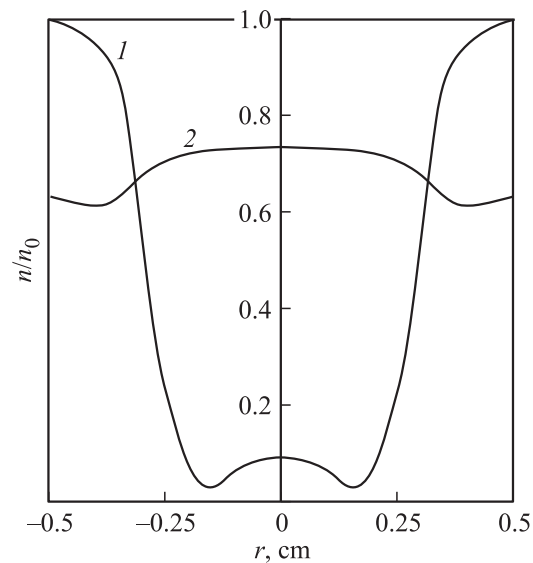


Рис. 6. Распределение активатора по рабочему торцу катода. 1 — $L_c = 0$, 2 — 1 см.

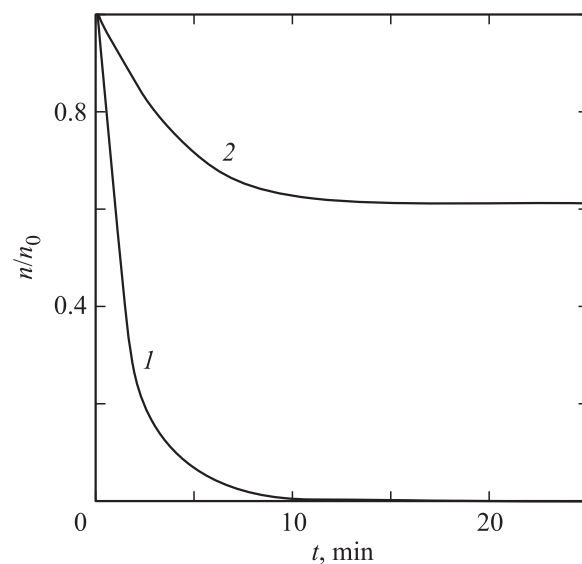


Рис. 7. Зависимости относительной концентрации активатора на рабочем торце катода от времени. 1 — $L_c = 0$, 2 — 1 см.

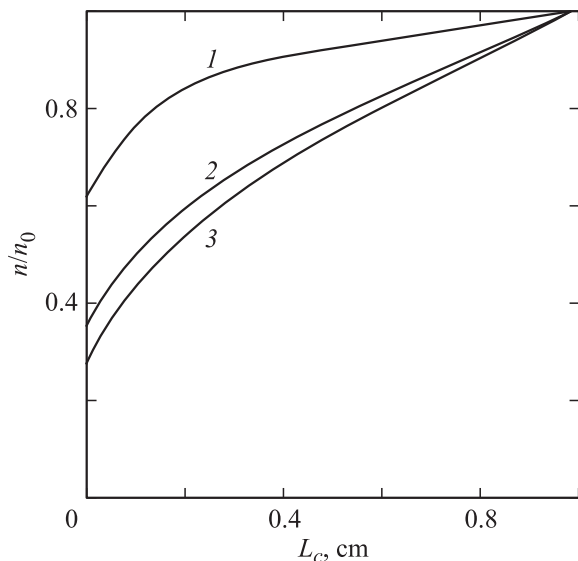


Рис. 8. Распределение активатора по боковой поверхности катода. 1 — $t = 5$, 2 — 10, 3 — 20 min.

характер перераспределения концентрации легирующего элемента внутри и на поверхности матрицы. В дальнейшем процессы тепломассопереноса и испарения активаторов необходимо исследовать на основе эволюционной физико-математической модели катодных и прикатодных процессов [13] с учетом изменения свойств материала электродов во время работы плазменных устройств. Это позволит более полно выявить механизмы, определяющие работоспособность активированных катодов, и разработать эффективный метод моделирования и оптимизации их функциональных режимов.

Заключение

В совместной постановке решены нелинейные тепловая и диффузионная задачи для анализа процессов тепломассопереноса и испарения активаторов термоэмиссионных катодов сильнооточных плазменных систем. Тепловая задача решена для составного катодного узла с произвольными значениями длины вылета вставки из обоймы с учетом локального джоулевого тепловыделения внутри электрода, сложного теплообмена на его поверхности, зависимостей тепло- и электрофизических характеристик материалов конструкции от температуры. Установлено, что основными параметрами, определяющими уровень и характер температурного поля в электродном узле, являются тепловая нагрузка и его геометрические размеры. В двумерной постановке диффузионной задачи строго сформулированы граничные условия, учтены нелинейные зависимости коэффициента диффузии и скорости испарения эмиссионно-легирующих компонентов катода от температуры. Проделаны и изучены различные механизмы диффузии активаторов, закономерности процессов тепломассопереноса и испарения в

зависимости от внешних параметров системы. Показано, что динамика этих процессов в основном определяется температурным режимом катодных узлов, рекристаллизацией материала матрицы и ионно-атомным рециклированием частиц в прикатодной области дугового разряда.

Список литературы

- [1] Жуков М.Ф., Засыпкин И.М., Тимошевский А.Н. и др. Электродуговые генераторы термической плазмы. Новосибирск: Наука, 1999. 712 с.
- [2] Fauchais P., Vardelle A. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1997. Vol. 25. N 6. P. 1258–1280.
- [3] Гордеев В.Ф., Пустогаров А.В. Термоэмиссионные дуговые катоды. М.: Энергоиздат, 1988. 192 с.
- [4] Паневин И.Г., Хвезюк В.И., Назаренко И.П. и др. Теория и расчет приэлектродных процессов. Новосибирск: Наука, 1992. 197 с.
- [5] Амосов В.М., Карелин Б.А., Кубышкин В.В. Электродные материалы на основе тугоплавких металлов. М.: Металлургия, 1976. 224 с.
- [6] Цыдыпов Б.Д. Динамика нестационарных процессов в сильнооточных плазменных системах. Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 2002. 268 с.
- [7] Аньшаков А.С., Урбах Э.К., Цыдыпов Б.Д. // Теплофизика и аэромеханика. 1995. Т. 2. № 2. С. 162–171.
- [8] Жуков М.Ф., Козлов Н.П., Гужков В.В. и др. // ДАН СССР. 1981. Т. 260. № 6. С. 1354–1356.
- [9] Жуков М.Ф., Коротеев А.С., Урюков Б.А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск: Наука, 1975. 297 с.
- [10] Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977. 656 с.
- [11] Бокиштейн Б.С., Ярославцев А.Б. Диффузия атомов и ионов в твердых телах. М.: МИСИС, 2005. 362 с.
- [12] Кайбышев О.А., Валиев Р.З. Границы зерен и свойства металлов. М.: Металлургия, 1987. 214 с.
- [13] Цыдыпов Б.Д. // Мат. Всеросс. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Петрозаводск: Изд-во ПетрГУ, 2007. Т. 2. С. 58–61.