

12

## Численное исследование температурных полей в плазмотроне постоянного тока

© А.И. Сайфутдинов<sup>1,2</sup>, Б.А. Тимеркаев<sup>3</sup>, А.Р. Ибрагимов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Казанский федеральный университет, Казань, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный университет,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Казанский национальный исследовательский технический университет  
им. А.Н. Туполева — КАИ, Казань, Россия  
E-mail: as.uav@bk.ru

Поступило в Редакцию 7 августа 2017 г.

В рамках численных экспериментов проведены исследования характеристик плазмотрона постоянного тока. Получены распределения температурных полей в канале плазмотрона, катоде и аноде. Показано, что температура рабочей поверхности катода превышает температуру плавления материала, из которого он состоит.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.04.45641.17005

Плазмотроны различных типов находят широкое применение на протяжении многих лет. В настоящее время они используются в металлургии, для упрочнения поверхностей металлов, в процессах плазменного напыления материалов и получения мелкодисперсных порошков, для резки металлов и др. [1–3]. В связи с широким применением плазмотронов широк и диапазон предъявляемых к ним требований. Длительная работа плазмотрона напрямую связана с ресурсом работы отдельных его элементов, а именно электродов. Тепловое состояние поверхности, а также величина и характер эрозии термоэмиссионных катодов высоко-точных плазменных систем определяют их работоспособность и ресурс работы. Взаимодействующая система электрод–прикатодная плазма является сложным для исследования объектом, характеризующимся сильной пространственно-временной неоднородностью. Неоднородности температурных полей поверхности термоэмиссионных катодов могут приводить к появлению зон локального перегрева, испарению материала, его разрушению в результате трещинообразования и другим

явлениям и процессам, определяющим ресурс катода. По этой причине пространственно-временной анализ температурных полей на поверхности катодов сильноточных электрических дуг является важной исследовательской задачей. Следует отметить, что определению характеристик плазмотронов и их оптимизации посвящены многочисленные работы. При этом, несмотря на значительный прогресс, достигнутый в моделировании плазмотронов постоянного тока [4–8], температура внутренних поверхностей электродов задается постоянным значением, т. е. никак не учитывается нагрев электродов за счет процессов, происходящих на их границе с дуговой плазмой.

Целью настоящей работы является численное моделирование основных характеристик плазмотрона, в том числе и самосогласованного определения распределения температурных полей в электродах. Модель основана на системе уравнений Навье–Стокса, которая включает в себя уравнение неразрывности, уравнения движения и уравнение переноса тепла в плазменной струе, дополненной системой уравнений Максвелла для электрического и магнитного полей и дифференциального закона Ома, а также уравнениями теплового баланса для металлических катода и анода:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (1)$$

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} \right) = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla \left[ P + \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \mathbf{V}) \right] + 2 \nabla(\mu S), \quad (2)$$

$$\rho c_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T \right) - \frac{dP}{dt} = \nabla(\lambda_2 \nabla T) + \mathbf{j} \times \mathbf{E} + \frac{5k_B}{2e} \mathbf{j} \cdot \nabla T - Q_{rad}, \quad (3)$$

$$\nabla(\sigma \nabla \varphi) = 0, \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi, \quad \mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}, \quad \nabla^2 \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{j}, \quad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad (4)$$

$$\rho_{c,a} c_{pc,pa} \left( \frac{\partial T_{c,a}}{\partial t} \right) = \nabla(\lambda_{c,a} \cdot \nabla T_{c,a}). \quad (5)$$

Здесь  $\rho, \rho_c, \rho_a$  — плотность газа, материала катода и анода соответственно,  $t$  — время,  $\mathbf{V}$  — скорость,  $\mathbf{B}$  — вектор магнитной индукции,  $P$  — давление газа,  $\mu$  — динамическая вязкость,  $c_p, c_{pc}, c_{pa}$  — соответственно теплоемкость рабочего газа, материала катода и анода при постоянном давлении,  $T, T_c, T_a$  — температура в плазменном канале, катоде и аноде соответственно,  $\mathbf{E}$  — напряженность электрического поля,  $\lambda, \lambda_c, \lambda_a$  — теплопроводность газа, материала катода и анода

## Граничные условия

Область	Граничные условия
Вход в канал плазмотрона	$T = T_0, \int_{\partial\Omega} \rho(\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}) d_{bc} dS = m, \mathbf{j} \cdot \mathbf{n} = 0, \mathbf{A} \times \mathbf{n} = 0$
Рабочая поверхность катода	$T = T_c, \mathbf{V} = 0, \mathbf{A} \times \mathbf{n} = 0, (8)$
Рабочая поверхность анода	$T = T_a, \mathbf{V} = 0, \mathbf{A} \times \mathbf{n} = 0, (7)$
Внешние границы плазменной области	$\nabla T = 0, P = P_0, \mathbf{j} \cdot \mathbf{n} = 0, \mathbf{A} \times \mathbf{n} = 0$
Внешние границы катода и анода	$T = T_0, \int_{\partial\Omega} \mathbf{j} \cdot \mathbf{n} dS _c = I_0, \varphi _a = 0$

Примечание.  $\partial\Omega$  — сечение канала, через которое подается плазмообразующий газ,  $d_{bc}$  — граница входа плазмообразующего газа,  $m$  — массовый расход плазмообразующего газа,  $dS$  — элементарное сечение канала, через которое массовый расход постоянен,  $\mathbf{n}$  — вектор нормали,  $P = P_0$  — давление газа на выходе,  $I_0$  — ток дуги плазмотрона.

соответственно,  $\sigma$  — удельная проводимость,  $\varphi$  — электрический потенциал,  $\mathbf{A}$  — векторный потенциал магнитного поля,  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума,  $\mathbf{j}$  — плотность полного тока,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $e$  — заряд электрона,  $Q_{rad}$  — удельная мощность излучения, зависящая от температуры.

Вычислительная область состояла из трех доменов: катод, анод и плазменный канал. Граничные условия приведены в таблице.

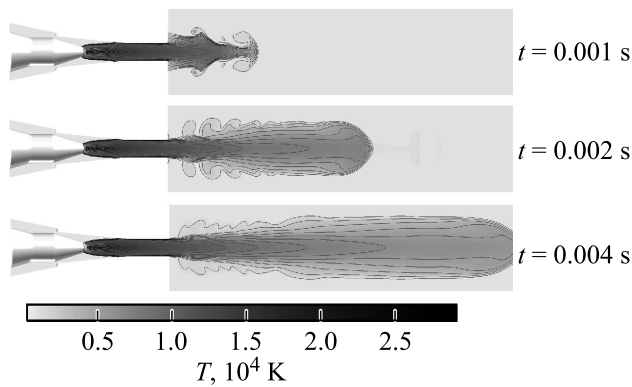
Рассмотрим более подробно условия на границах раздела между дуговой плазмой и электродами.

1. На границе между дуговой плазмой и анодом ставится следующее условие [5]:

$$[-(\lambda_a \cdot \nabla T_a \cdot (-\mathbf{n}))]_{anode} - [-(\lambda \cdot \nabla T(-\mathbf{n}))]_{plasma} = |\mathbf{j} \cdot \mathbf{n}| \phi_a - \varepsilon \sigma_B T^4. \quad (6)$$

Оно показывает, что нормальный поток тепла на анод включает поток тепла за счет теплопроводности из плазмы, поток тепла за счет бомбардировки электронами и охлаждение за счет излучения твердого тела. Здесь  $\phi_a$  — работа выхода электрона из металлического анода,  $\sigma_B$  — постоянная Стефана–Больцмана.

2. Вдоль границы дуговая плазма–катод нормальный разрыв теплового потока выражается следующим образом: учитывается перенос



**Рис. 1.** Динамика формирования температурного поля струи плазмотрона.

тепла из дуги на катод, нагрев за счет потока ионов, охлаждение за счет выхода электронов благодаря термоэлектронной эмиссии и охлаждение за счет излучения твердого тела, определяемого по закону Стефана–Больцмана:

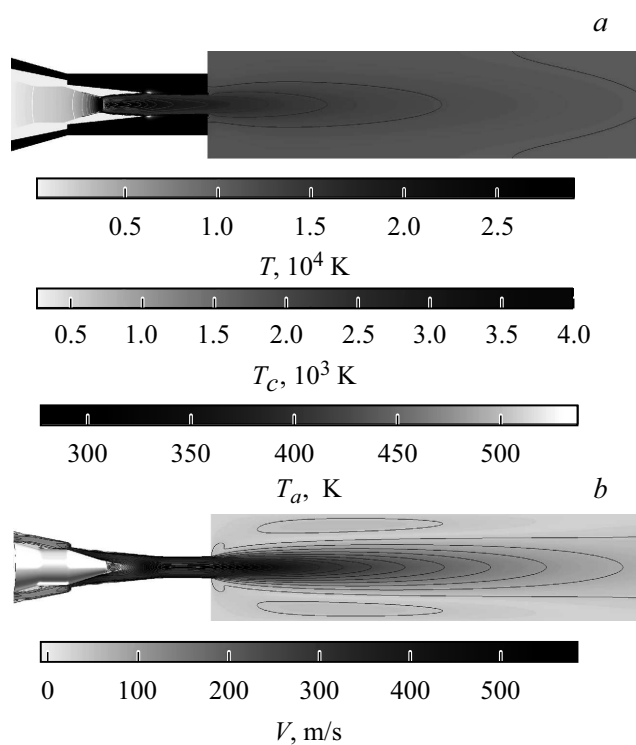
$$[-(\lambda_c \cdot \nabla T_c \cdot (-\mathbf{n}))]_{cathode} - [-(\lambda \cdot \nabla T \cdot (-\mathbf{n}))]_{plasma} = j_i \phi_i - j_e \phi_c - \epsilon \sigma_B T^4, \tag{7}$$

где  $\phi_i$  и  $\phi_c$  — потенциал ионизации буферного газа и эффективная работа выхода материала катода соответственно. Ионный  $j_i$  и электронный  $j_e$  токи определяются как

$$j_e = \begin{cases} j_r, & (|\mathbf{j} \cdot \mathbf{n}| - j_r) > 0, \\ |\mathbf{j} \cdot \mathbf{n}|, & (|\mathbf{j} \cdot \mathbf{n}| - j_r) < 0, \end{cases} \quad j_i = |\mathbf{j} \cdot \mathbf{n}| - j_e, \quad j_r = A_r T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_e}{k_B T}\right), \tag{8}$$

где  $A_r$ ,  $\phi_e$  — константа Ричардсона–Дэшмана и эффективная функция работы выхода в случае термоэлектронной эмиссии соответственно.

Численные эксперименты были проведены на примере плазмотрона постоянного тока F4 с вольфрамовым катодом и медным анодом фирмы „Sulzer Metco“. В качестве рабочего газа использовался аргон. На рис. 1 представлены распределения температуры при расходе плазмообразующего газа 2 g/s в различные моменты времени при разрядном токе дуги



**Рис. 2.** Распределение температурных полей в плазмотроне (*a*) и скорости плазменной струи (*b*) при разрядном токе 300 А в момент времени  $t = 1$  с.

300 А. Видно, что время формирования установившегося плазменного потока составляет примерно 0.004 с. На рис. 2 представлены распределения температурных полей в плазмотроне (в дуговом канале, катоде и аноде) при тех же условиях в момент времени 1 с. Из рисунка видно, что температура газа в плазменном канале плазмотрона достигает значений в 25 000 К, при этом температура рабочей поверхности вольфрамового катода превышает температуру плавления и составляет порядка 4000 К, а температура поверхности медного анода в точке привязки дуги немного превосходит 500 К. Следует отметить, что уже в момент

времени 0.3 s температура на рабочей поверхности катода достигает температуры плавления вольфрама.

Кроме того, обращает на себя внимание резкое изменение температурного поля по координате  $z$  вблизи опорного пятна дуги. Так, при удалении от рабочей поверхности в глубь катода всего на 1 mm температура падает более чем на 800 K, что объясняется хорошим охлаждением внешней стороны катода. При увеличении разрядного тока растёт и температура рабочей поверхности катода. В частности, при токах 400, 500 и 600 A температура поверхности катода достигает 4200, 4400 и 4500 K соответственно. При этом глубина проплавления при разрядном токе 600 A составляет 1.8 mm.

Таким образом, в работе сформулирована модель плазмотрона постоянного тока с учетом самосогласованного нагрева электродов. В рамках численных экспериментов впервые показано, что температура рабочей поверхности катода превышает температуру плавления вольфрама. Полученные результаты могут быть использованы при исследовании эрозии электродов в современных плазмотронах.

Работа поддержана грантом РФФИ 16-38-60187 мол\_а\_дк.

## Список литературы

- [1] Жуков М.Ф., Засыпкин И.М., Тимошевский А.Н., Михайлов Б.И., Десятков Г.А. Электродуговые генераторы термической плазмы. Т. 17. Низкотемпературная плазма. Новосибирск: Наука, 1999. 712 с.
- [2] Глебов И.А., Рутберг Ф.Г. Мощные генераторы плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1985. 264 с.
- [3] Фролов В.Я., Иванов Д.В., Шибяев М.А. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В. 16. С. 1–7.
- [4] Chazelas C., Trelles J.P., Choquet I., Vardelle A. // Plasma Chem. Plasma Process. 2017. V. 37. N 3. P. 627–651.
- [5] Chang C.H., Ramshaw J.D. // Plasma Chem. Plasma Process. 1993. V. 13. N 2. P. 189–209.
- [6] Li H.P., Chen X. // Plasma Chem. Plasma Process. 2002. V. 22. N 1. P. 27–58.
- [7] Ramachandran K., Kikukawa N., Nishiyama H. // Thin Solid Films. 2003. V. 435. N 1-2. P. 298–306.
- [8] Trelles J.P., Chazelas C., Vardelle A., Heberlein J.V.R. // J. Thermal Spray Technol. 2009. V. 18. N 5/6. P. 728–752.