

УДК 519.63:533.9.07

**С.И. ПЛАНКОВСКИЙ, Е.В. ЦЕГЕЛЬНИК, Е.К. ОСТРОВСКИЙ,
В.А. МАКСИМЕНКО***Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского “ХАИ”, Украина***МЕТОДИКА РАСЧЕТА ОСНОВНЫХ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ
ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА ИНЕРТНОГО ГАЗА В ПЛАЗМОТРОНЕ**

Рассмотрены математические модели расчёта основных газодинамических характеристик вязкого течения инертного газа в канале плазмотрона с термоэмиссионным катодом. Анализируется влияние массового расхода, коэффициента вязкости и температуры газа на газодинамические характеристики потока, существенно определяющие степень отравления катода атмосферным воздухом.

плазмотрон, полый катод, термоэмиссия, математическое моделирование, отравление, газодинамические характеристики, ламинарное течение

Введение

Постановка проблемы. В настоящее время разработаны эффективные технологические процессы и оборудование, использующие генераторы низкотемпературной плазмы – плазмотроны в целом ряде отраслей промышленности, например в химии – пиролиз любых соединений, в металлургической промышленности – производство и рафинирование сталей и чистых металлов; подогрев в ходе внепечной обработки и разливе металлов [1 – 4].

В последнее время особый интерес вызывает возможность создания на базе плазмотронов экологически безопасных технологий переработки отходов практически любых видов – бытовых, промышленных, медицинских, химических (включая токсичные) [4 – 6].

На сегодняшний день ресурс плазменных горелок большой мощности, использующих дуги с пятнами на «холодных» электродах и все другие способы повышения ресурса электродов: раскрутка дуги совместным действием электромагнитных и аэродинамических сил, управлением осевого положения дуги, не могут увеличить срок службы выше 200...500 часов [7], что недостаточно для промышленности.

Одно из новых направлений увеличения ресурса электродуговых плазмотронов – переход от дуги с пятном на катоде к диффузной равномерно распределенной дуге по всей поверхности катода [7]. Это возможно реализовать выбором как формы катода (полый катод), так и переходом к новому классу «горячих» высокотемпературных электродов – термоэмиссионным катодом с низкой работой выхода электрона $\phi = 2,2...2,45$ эВ в диапазоне температур 1200...2000 К.

Анализ нерешенных проблем. В дуговых плазмотронах, работающих с выбросом низкотемпературной плазмы и нагретого до высоких температур плазмообразующего газа в атмосферу, для защиты термоэмиссионного полого катода от отравления атмосферой используется поток инертного газа, продуваемый через плазмотрон, параметры которого и являются определяющими степень отравления катода атмосферным воздухом [7 – 9].

Основная цель исследования – разработка инженерной методики расчета основных газодинамических параметров потока газа в плазмотроне с термоэмиссионным катодом, позволяющая оптимизировать задачу защиты катода от отравления атмосферным воздухом.

Результаты исследования и их обсуждение

При всём многообразии конструкций дуговых плазмотронов по виду потока плазмообразующего газа их можно разделить на плазмотроны с ламинарным и вихревым течением газа. Ламинарный режим течения в цилиндрических каналах плазмотронов реализуется при числах Рейнольдса менее 2300 [10].

Схема рассматриваемого плазмотрона представлена на рис. 1. В канале плазмотрона изображены линии тока, полученные числительными методами расчета течения в CosmosFlowworks [9].

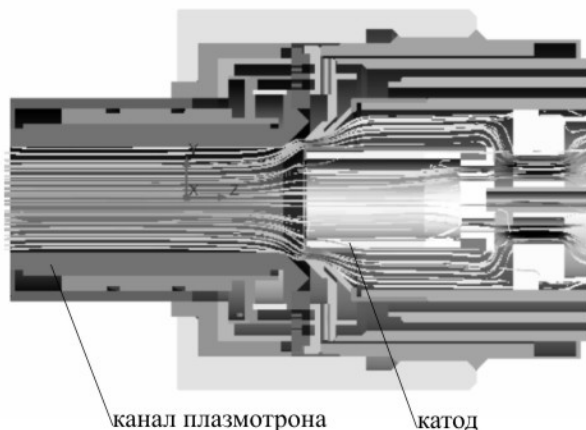


Рис. 1. Схематический разрез плазмотрона с показом линий тока, имеющих ламинарный характер

Ниже рассмотрена возможность упрощенного аналитического решения системы уравнений движения Навье-Стокса (1), позволяющая описать основные газодинамические параметры потока газа в плазмотроне

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V}) = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{R} - \text{grad}P + \eta \Delta \vec{V} + \frac{1}{3} \eta \text{grad}(\text{div} \vec{V}).$$

Задачи гидродинамики вязкой несжимаемой жидкости и газов решаются обычно приближенно, отбрасыванием некоторых членов, например, ($\text{div} \vec{V} = 0$) в уравнениях Навье-Стокса (1). Для ци-

линдрической системы координат при осесимметричном ламинарном течении газа параметры потока не зависят от φ и r ($V_\varphi = 0, V_r = 0, \frac{\partial \rho}{\partial \varphi} = 0, \frac{\partial \rho}{\partial r} = 0$).

При стационарном течении несжимаемого газа ($\rho = \text{const}, \frac{\partial V_z}{\partial t} = 0$) и отсутствии вектора напряженности объемных сил ($\vec{R} = 0$), исходные уравнения упрощаются и остаётся только уравнение вида

$$\frac{dP_z}{dz} = \eta \Delta V_z.$$

Тогда дифференциальное уравнение для скорости V_z будет иметь вид

$$\eta \left(\frac{d^2 V_z}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dV_z}{dr} \right) - \frac{dP_z}{dz} = 0, \quad (2)$$

а его решение записывается через параболическую функцию

$$V_{zr} = -\frac{R^2}{4\eta} \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \frac{dP_z}{dz}. \quad (3)$$

Распределение давления по оси z $\frac{dP_z}{dz}$ не может быть задано изначально, поэтому определим его, используя связь массового расхода газа M (кг/с), который изначально задаётся, с полным потоком газа Q :

$$M = \rho Q,$$

где

$$Q = \int_S V_{zr} dS = 2\pi \int_S \frac{R^2}{4\eta} \frac{dP_z}{dz} \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) dr = \frac{\pi R^4}{8\eta} \frac{dP_z}{dz}.$$

Откуда

$$\frac{dP_z}{dz} = \frac{8M\eta \Re T}{\pi \mu_{Ar} R^4 P_z}. \quad (4)$$

Интегрируя (4) и подставляя результат в (3), получим окончательно выражения для P_z и V_{zr} , записанные через массовый расход газа M :

$$P_z = \left(\frac{16M\eta \Re T}{\pi \mu_{Ar} R^4} z + P_{amm}^2 \right)^{1/2}, \quad (5)$$

$$V_{zr} = - \frac{2MRT}{\pi\mu_{Ar}R^2 \left(\frac{16M\eta RT}{\pi\mu_{Ar}R^4} z + P_{амм}^2 \right)^{1/2}} \times \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right). \quad (6)$$

Вид течения газа (ламинарный, турбулентный) зависит от ввода потока газа в канал плазмотрона и числа Рейнольдса Re .

Безразмерное число Re представляет собой величину

$$Re = \frac{\rho_z V_{zcp} d}{\eta},$$

где

$$V_{zcp} = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R \frac{2MRT}{P_z \mu_{Ar} \pi R^2} \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) 2\pi r dr = \frac{MRT}{P_z \mu_{Ar} \pi R^2}. \quad (7)$$

С учётом связи ρ_z и P_z , окончательное выражение для Re , записанное через массовый расход газа, имеет вид

$$Re = \frac{2M}{\pi\eta R}. \quad (8)$$

Как показывает анализ, основные газодинамические параметры, такие как: перепад давления в канале плазмотрона (5); распределение скоростей V_{zr} по радиусу канала плазмотрона (6); распределение скорости на оси канала V_{z0} и значение числа Рейнольдса Re (8) зависят от температуры газа T как непосредственно, так и опосредственно через температурную зависимость коэффициента вязкости.

Коэффициент вязкости для аргона растёт с повышением температуры вплоть до значения $T = 10^4$ К. При дальнейшем росте температуры η падает, достигая значения $\eta = 2 \cdot 10^{-5}$ (Па·с) при температуре $T = 2 \cdot 10^4$ К, и оставаясь в дальнейшем постоянным при повышении температуры (рис. 2) [11, 12]. Такой ход зависимости вызван торможением ионов Ar при резонансной перезарядке на нейтраль-

ных атомах [13].

Если в продольном направлении, вдоль оси z , температура газа изменяется не так быстро, то в поперечном радиальном направлении наблюдается наибольшее неоднородность плазменного потока по температуре, как это видно на рис. 3 [8].

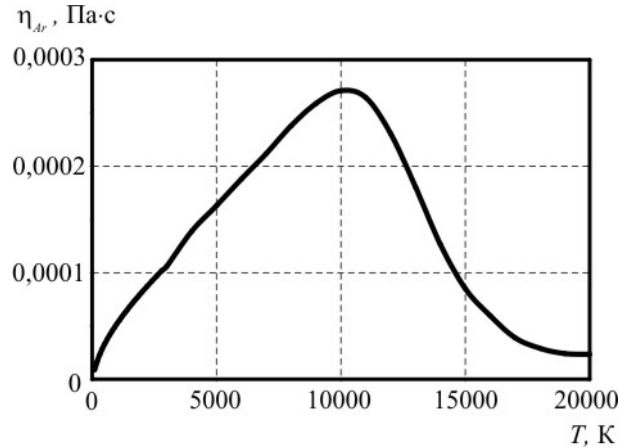


Рис. 2. Зависимость коэффициента вязкости аргона от температуры газа

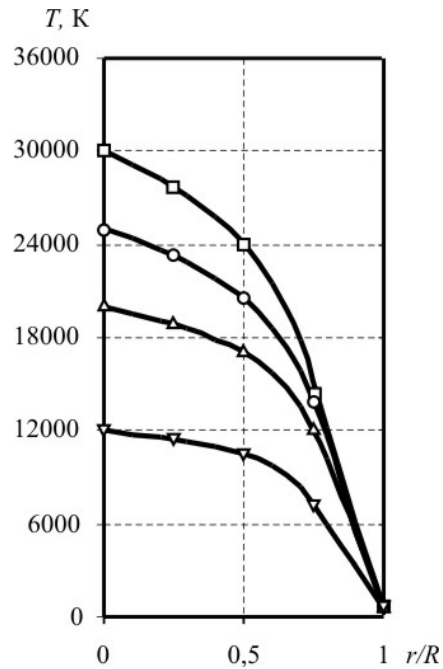


Рис. 3. Радиальное распределение температуры в ламинарной аргоновой дуге: $P_{амм} = 1,01 \cdot 10^5$ Па; $\square - z = 0,09$ м; $\circ - z = 0,08$ м; $\triangle - z = 0,07$ м; $\nabla - z = 0,06$ м

Как следует из графика на рис. 4, рассчитанного согласно уравнению (6) при $r = 0$, скорость потока аргона вдоль оси z практически линейно зависит от температуры при заданном массовом расходе газа.

На рис. 5 представлены результаты расчета ра-

диального распределения скоростей в потоке Ag в сечении канала плазмотрона $z = 0,07$ м. Расчет выполнен с учетом поперечного радиального распределения температуры в этом сечении (рис. 3) и с учетом температурной зависимости коэффициента вязкости Ag (рис. 2).

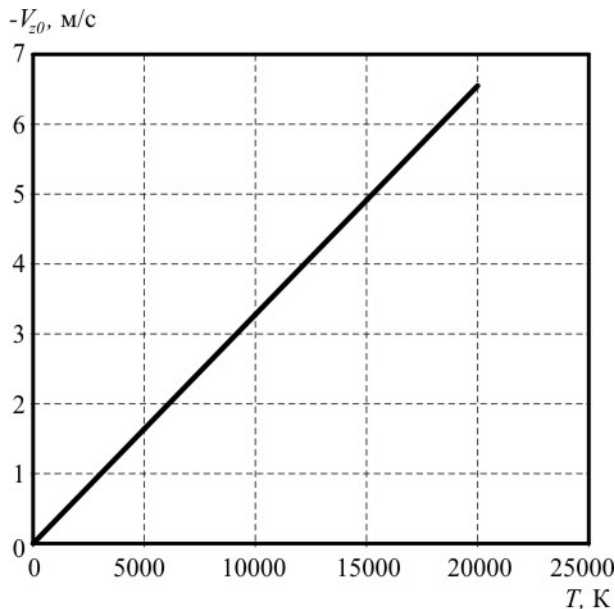


Рис. 4. Скорость потока Ag на оси плазмотрона в зависимости от температуры: $z = 0,07$ м
 $M = 10^{-4}$ кг/с; $R = 0,02$ м; $P_{амм} = 1,01 \cdot 10^5$ Па

Из сравнения графиков на рис. 5 следует, что при учете температурных зависимостей $\eta_{Ar} = f(T)$ и $T = f(r/R)$ продольная скорость потока газа вблизи стенок канала плазмотрона значительно уменьшается, что приводит к снижению эффективности защиты термоэмиссионного катода от встречной диффузии атмосферного воздуха.

Число Re непосредственно не зависит от температуры газа, если не учитывать температурной зависимости $\eta_{Ar} = f(T)$.

Расчет температурной зависимости числа Рейнольдса для канала плазмотрона радиусом $R = 0,02$ м позволяет сделать вывод о том, что при всех возможных температурных режимах газового потока Re остается меньше критического значения для цилиндрического канала плазмотрона $Re_{кр} = 2300$ (рис. 6).

Это гарантирует устойчивое ламинарное течение потока Ag вплоть до значения массового расхода $M = 10^{-3}$ кг/с.

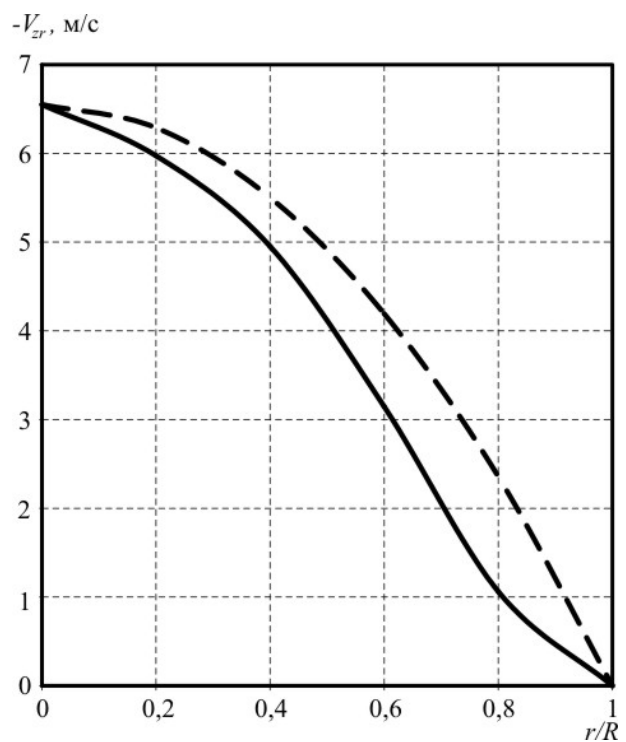


Рис. 5. Радиальное распределение скорости V_{zr} в поперечном сечении канала плазмотрона: $M = 10^{-4}$ кг/с; $R = 0,02$ м; $P_{амм} = 1,01 \cdot 10^5$ Па,
— — — при постоянной температуре $T = 20000$ К и $z = 0,07$ м, рассчитанное по методике [14];
— с учетом зависимостей $\eta_{Ar} = f(T)$ и $T = f(r/R)$

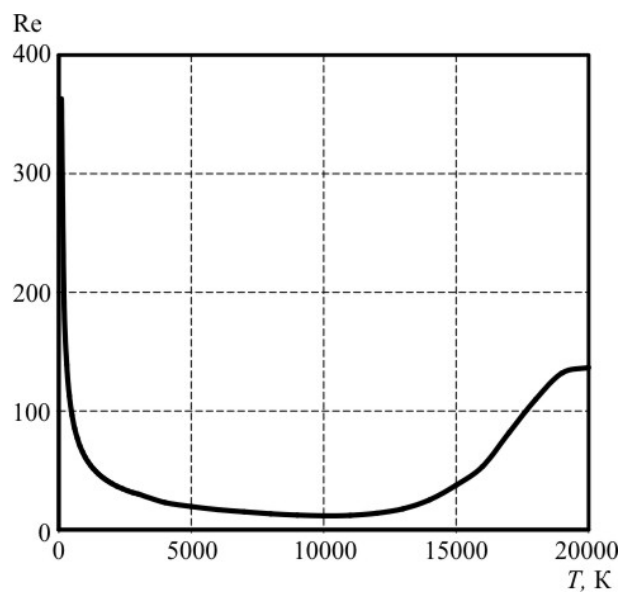


Рис. 6. Зависимость числа Рейнольдса от температуры Ag в плазмотроне: $M = 10^{-4}$ кг/с; $R = 0,02$ м; $P_{амм} = 1,01 \cdot 10^5$ Па

Заключение

1. Разработана инженерная методика расчета газодинамических параметров потока в канале плазмотрона с термоэмиссионным катодом, позволяющая оценить значения основных параметров: $P_z = f(z)$, $V_{zr} = f(r)$ и $Re = f(T)$ в диапазоне температур до 20000 К.

2. Показано, что на радиальное распределение продольной скорости потока газа в канале плазмотрона существенно влияют температурная зависимость коэффициента вязкости $A\eta$ и распределение температуры в канале плазмотрона.

Литература

1. Venkatramani N. Industrial plasma torches and applications // Current Science. – 2002. – Vol. 83, No. 3. – P. 254-262.
2. Дзюба В.Л., Даутов Г.Ю., Абдуллин И.Ш. Электродуговые и высокочастотные плазмтроны в химико-металлургических процессах. – К.: Вища шк., 1991. – 170 с.
3. Плазменная металлургия / Ю.В. Цветков, А.В. Николаев, С.А. Панфилов и др. – Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1992. – 265 с. – (Низкотемпературная плазма. Т. 8).
4. Pfender E. Thermal Plasma Technology: Where Do We Stand and Where Are We Going? // Plasma Chemistry and Plasma Processing. – 1999. – Vol. 19, No. 1. – P. 1-31.
5. Min Hur, Hong Cho, Sang Hee Hong. Numerical Analysis and Experiment on a Plasma Torch with Hollow Electrodes for Hazardous Waste Treatment // Annals of the New York Academy of Sciences. – 1999. – Vol. 891, Is. 1. – P. 49-56.
6. City of Honolulu Review of Plasma Arc Gasification and Vitrification Technology for Waste Disposal (Final report). – R.W. Beck Inc., 2003. – 33 p.
7. Кривцов В.С., Планковский С.И. Проблемы создания высокоресурсных сильноточных электродуговых плазмтронов // Авиационно-космическая техника и технология. – 2005. – № 7 (23). – С. 7-21.
8. Жуков М.Ф., Коротеев А.С., Урюков Б.А. Прикладная динамика термической плазмы. – Новосибирск: Наука, 1975. – 298 с.
9. Состав газа в плазмтроне с ламинарным потоком плазмообразующего инертного газа / В.С. Кривцов, С.И. Планковский, Е.В. Цегельник и др. // Авиационно-космическая техника и технология. – 2005. – Вып. 4 (20). – С. 19-24.
10. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. – М.: Наука, 1969. – 824 с.
11. Ваграфтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. – М.: Наука, 1972. – 721 с.
12. Murphy A.B., Arundell C.J. Transport coefficients of Argon, Nitrogen, Oxygen, Argon-Nitrogen, and Argon-Oxygen Plasmas // Plasma Chemistry and Plasma Processing. – 1994. – Vol. 14, No. 4. – P. 451-490.
13. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. – М., 1961. – 369 с.
14. Газодинамічні характеристики потоку інертного газу в каналі плазмтрону / В.С. Кривцов, С.І. Планковський, Є.В. Цегельник та інші. // Наукові вісті НТУУ «Київський політехнічний інститут». – 2006. – № 2. – С. 87-99.

Поступила в редакцию 1.06.2007

Рецензент: д-р техн. наук, проф. А.И. Долматов, Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Харьков.